UNIVERSITÉ PARIS SUD

UFR de Physique

Habilitation à diriger des recherches

SPÉCIALITÉ : Astroparticules

présentée par

Vincent TATISCHEFF

Quelques perspectives en astrophysique nucléaire des phénomènes non thermiques

soutenue le 19 décembre 2012 devant le jury composé de :

M.	Elias Khan	Président
M.	Jordi Isern	Rapporteur
M.	Jürgen Knödlseder	Rapporteur
M.	Etienne Parizot	Rapporteur
M.	François Lebrun	Examinateur
M.	Jean-Antoine Scarpaci	Examinateur

Table des matières

Introduction **7**

1 Phénomènes nucléaires dans les éruptions stellaires **11**
1.1 Les éruptions solaires 12
1.1.1 L'émission à 2,2 MeV des éruptions solaires : une mesure de l'abondance photosphérique de ^{3}He 12
1.1.2 L'émission de raies de radioactivité des éruptions solaires : un nouveau traceur des processus de mélange à la surface du soleil ? 18
1.2 Nucléosynthèse de lithium dans les éruptions stellaires 22
1.2.1 Sur l'origine du ^{6}Li dans de vieilles étoiles de notre galaxie 23
1.2.2 Sur la corrélation entre l'abondance de Li et l'activité de jeunes étoiles de type solaire 25
1.2.3 Peut-on observer en direct une production de Li dans des éruptions stellaires ? 27

2 L'accélération de particules dans les ondes de choc des explosions stellaires **53**
2.1 L'accélération diffusive par onde de choc 56
2.2 L'accélération de particules dans les novae symbiotiques 61
2.2.1 L'éruption de RS Ophiuchi en 2006 63
2.2.2 Une nouvelle classe d'émetteurs gamma 65
2.3 L'accélération de particules dans les supernovae détectées en radio 68
2.3.1 SN 1993J : une supernova emblématique 70
2.3.2 L'injection des électrons dans le mécanisme d'accélération diffusive par onde de choc 73
2.3.3 L'émission gamma de très haute énergie des supernovae extragalactiques 76

3 A la recherche des rayons cosmiques de basse énergie **107**
3.1 L'émission galactique de raies gamma nucléaires 110
3.2 Les rayons X mous non thermiques : un nouveau traceur de particules accélérées 114
3.2.1 Découverte d'un nouveau type de rayons cosmiques au voisinage de l'amas des Arches 118
3.2.2 Perspectives 121

4 L'origine des radioactivités de courte période dans le système solaire primitif **153**
4.1 Les radioactivités éteintes et la formation du système solaire 156
4.1.1 Nucléosynthèse non thermique dans le système solaire primitif 156
4.1.2 Une étoile Wolf-Rayet fugueuse à l'origine du système solaire ? 158
4.2 L'origine du ^{10}Be dans le système solaire primitif : nucléosynthèse dans le rémanent de la supernova mère 162
4.2.1 Taux de production de rayons cosmiques au choc principal 163

4.2.2 Transport des rayons cosmiques en aval du choc 165
4.2.3 Production de ^{10}Be dans le rémanent 166
4.3 Une histoire de "nos" origines 168

5 Conclusions et perspectives **177**
5.1 Quelques perspectives en astrophysique nucléaire des phénomènes non thermiques 177
5.2 Recherche et développement pour le futur de l'astronomie gamma des moyennes énergies 180

Remerciements

Le Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse est un petit laboratoire au nom aussi absurde qu'attachant, où des recherches ludiques mais néanmoins fondamentales sur des sujets variés peuvent être menées en toute impunité. Je suis particulièrement reconnaissant aux membres du groupe d'astrophysique nucléaire de la tolérance dont ils font preuve quand je m'égare sur des chemins de traverse où la lueur de la physique nucléaire s'amenuise. Mais je tiens surtout à leur exprimer ma gratitude pour la richesse de nos échanges scientifiques, et en premier lieu à Jürgen Kiener, excellent physicien s'il en est, qui me guide et m'accompagne depuis mes premiers pas. J'ai également passé de merveilleuses années de recherche auprès de Jean-Pierre Thibaud, qui m'a notamment donné à voir certains aspects parmi les plus gratifiants de la physique nucléaire expérimentale.

Les différents travaux présentés dans ce mémoire sont le fruit de bien d'autres collaborations avec nombre de collègues en France et ailleurs. Mes activités de recherches sur l'accélération de particules dans les ondes de choc des explosions d'étoiles ont débuté avec Margarita Hernanz, à Barcelone, lors de ma mise à disposition par le CNRS auprès de l'Institut d'Etudes Spatiales de Catalogne. L'accueil chaleureux que j'ai reçu dans ce laboratoire, et en particulier de la part de son directeur, Jordi Isern, a contribué à faire de ce séjour une période bénie de ma vie de chercheur.

Nos travaux sur l'émission X des rayons cosmiques de basse énergie ont finalement pu aboutir à quelque chose, après des années d'efforts infructueux, grâce à la compétence et à la grande patience d'Anne Decourchelle. Nous avons été rejoints en cours de route par Gilles Maurin, avec qui j'ai également beaucoup apprécié travailler.

L'un des problèmes qui m'intéressent le plus à l'heure actuelle est celui de l'origine des radioactivités de courte période dans le système solaire primitif, et les raisons de mon attachement à ce thème de recherche sont à la fois d'ordre scientifique et relationnel. On peut difficilement imaginer collaboration plus agréable, à la fois stimulante et joyeuse, que celle avec Jean Duprat et Nicolas de Séréville.

Je remercie vivement les membres du jury, Jordi Isern, Elias Khan, Jürgen Knödlseder, François Lebrun, Etienne Parizot et Jean-Antoine Scarpaci, de m'avoir fait l'honneur de juger les travaux présentés dans ce mémoire. Je veux également exprimer mon amicale gratitude à Alexandre Marcowith, qui fut un temps pressenti pour rejoindre ce jury, et qui, malgré tout, a étudié mon manuscrit avec beaucoup d'attention. Son travail aurait été encore plus fastidieux s'il n'y avait eu la générosité de Marie-Geneviève Porquet, qui a relu avec minutie la première version de ce document.

Enfin, je voudrais rendre hommage à Reuven Ramaty, qui m'a initié à pratiquement tous les thèmes de recherche développés dans ce travail et m'a transmis son goût de l'aventure scientifique.

Introduction

L'astrophysique nucléaire est parfois assimilée à la science qui étudie l'origine des nucléides dans l'Univers. Et de fait, l'étude de la nucléosynthèse a constitué la colonne vertébrale du développement de ce domaine de recherche au cours du XXe siècle : Eddington (1920) suggère que la fusion nucléaire est la source d'énergie des étoiles ; Gamow (1928) découvre l'effet tunnel quantique, qui explique la probabilité non nulle de réaction thermonucléaire entre particules chargées au sein des étoiles ; Bethe et Critchfield (1938) établissent le mécanisme de la réaction $p+p$ à l'œuvre dans le coeur du soleil ; Burbidge *et al.* (1957) proposent une première vue d'ensemble des processus de nucléosynthèse à l'œuvre dans les étoiles... Ces travaux pionniers ont été suivis tout au long du siècle de modélisations astrophysiques toujours plus perfectionnées, accompagnées de nombreuses mesures de sections efficaces de réactions nucléaires.

A l'aube du XXIe siècle, les progrès accomplis dans notre compréhension de la nucléosynthèse apparaissent impressionnants. Le livre de Clayton (2003) nous renseigne par exemple sur l'origine de tous les isotopes stables depuis l'hydrogène ^{1}H jusqu'au gallium ^{71}Ga (numéro atomique $Z = 31$). On apprend ainsi que tel nucléide est produit dans les étoiles de tel type, à tel moment de leur vie, par tel processus nucléaire. On a aujourd'hui également une bonne idée du nombre total d'atomes d'une espèce chimique donnée synthétisé dans chaque étoile au cours de son évolution. Ainsi, Prantzos (2008) nous présente-t-il un modèle d'enrichissement chimique de la Voie lactée par les générations successives d'étoiles, qui reproduit à un facteur deux près les abondances solaires de tous les éléments depuis le carbone jusqu'au zinc [1].

L'origine astrophysique des nucléides plus lourds que le fer conserve néanmoins une part importante de mystère. Nous savons que les isotopes lourds situés au fond de la vallée de stabilité de la carte des noyaux sont produits par le processus s (réactions de capture de neutrons "lentes" par rapport aux périodes de désintégrations β, intervenant dans des étoiles de la branche des géantes asymptotiques et dans des étoiles massives), ceux qui se trouvent du côté riche en protons sont synthétisés par le processus p (séquence de réactions initiée par la photoérosion de noyaux lourds r et s, intervenant probablement lors des explosions de supernovae) et les autres se situant du côté riche en neutrons sont produits par le processus r (captures "rapides" de neutrons dans des conditions extrêmes de température et de densité neutronique). Le problème est que le site astrophysique où se produit ce dernier processus de nucléosynthèse demeure très incertain. En particulier, si les couches internes des supernovae gravitationnelles chauffées par les vents neutriniques soufflés au voisinage de l'étoile à neutrons en formation ont longtemps été considérées comme des candidats privilégiés, de récents travaux de simulation numérique montrent que cette voie de nucléosynthèse est peu probable (Fischer *et al.*, 2010; Hüdepohl *et al.*, 2010). Les coalescences d'étoiles à neutrons pourraient constituer une source majeure de noyaux r dans l'Univers (Arnould *et al.*, 2007). Quoi qu'il en soit, l'identification du et des site(s) astrophysique(s) du processus r constitue sans doute à ce jour la principale question dans le domaine de la nucléosynthèse.

[1] Ces abondances témoignent de la composition du gaz interstellaire ayant engendré le système solaire il y a 4,56 milliards d'années.

Si nous connaissons aujourd'hui dans les grandes lignes l'origine cosmique des nucléides, de nouvelles mesures d'abondance dans l'Univers ravivent sans cesse certaines problématiques astrophysiques et requièrent de nouvelles études expérimentales de réactions nucléaires. Les abondances des éléments sont généralement mesurées au travers de l'observation astronomique de raies atomiques et moléculaires dans des longueurs d'onde allant de la radio aux rayons X. Des abondances isotopiques sont également extraites de l'analyse de matériaux extraterrestres, ainsi que de l'observation en astronomie gamma de quelques noyaux radioactifs. A titre d'exemple, l'observation de ^{44}Ti dans le rémanent de supernova Cassiopeia avec le satellite *INTEGRAL* (Renaud *et al.*, 2006) a permis de sonder les couches les plus internes de l'étoile massive au moment de son explosion en supernova. Cette détection a incité au développement de simulations tri-dimensionnelles des supernovae à effondrement gravitationnel (e.g. Müller *et al.*, 2010) et a mis en lumière la nécessité de préciser les taux thermonucléaires des principales réactions gouvernant la synthèse de ^{44}Ti, en particulier ^{40}Ca(α,γ)^{44}Ti (Robertson *et al.*, 2012).

Mais l'astrophysique nucléaire prise au sens le plus large, celui de l'étude des phénomènes nucléaires dans l'Univers, ne se limite pas à la nucléosynthèse. A côté des processus de réactions *thermo*nucléaires à l'œuvre dans les étoiles, ainsi que dans l'Univers primordial, les études de réactions nucléaires *non thermiques* induites par des particules accélérées dans divers sites astrophysiques occupent une place grandissante dans les préoccupations de l'astrophysique nucléaire. Le propos principal de ce mémoire est de tenter d'illustrer la richesse de ce sous-domaine de recherche au travers de la présentation de quelques travaux que j'ai menés depuis ma prise de fonction au CNRS il y a quatorze ans. Des populations d'ions et d'électrons accélérés sont vraisemblablement produites dans de nombreux objets astrophysiques : à la surface du soleil et de toutes les étoiles de type solaire, à la limite de l'héliosphère, dans les vents soufflés par les étoiles massives, dans les ondes de choc générées par les explosions stellaires, au voisinage d'étoiles à neutrons et de trous noirs accrétant de la matière, dans les amas de galaxies etc... Les divers phénomènes non thermiques induits par ces particules peuvent nous fournir des informations de grande valeur pour comprendre la physique de ces objets.

D'aucuns pourraient penser qu'on quitte là le domaine de l'astrophysique nucléaire pour rejoindre celui des astroparticules. Et il est sans doute exact que les recherches présentées dans cette thèse d'habilitation se situent parfois à la frontière entre différents champs disciplinaires. Mais est-ce important ? Le travail du chercheur ne s'accorde pas toujours à des cadres sémantiques potentiellement sclérosants. Seul compte au final la petite pierre apportée à l'édifice de notre compréhension du Monde.

Dans le premier chapitre de ce mémoire, nous commencerons par étudier les rayonnements gamma produits par les éruptions solaires. Nous discuterons alors d'une méthode originale permettant d'estimer l'abondance photosphérique de ^{3}He à partir de cette émission gamma[2]. Nous étudierons ensuite les rayonnements retardés émis par des radioisotopes synthétisés dans les éruptions solaires. Nous proposerons d'utiliser ces traceurs radioactifs pour étudier les processus de mélange à l'œuvre dans l'atmosphère du soleil. Dans la seconde partie de ce chapitre, nous traiterons des processus nucléaires se produisant à la surface d'autres étoiles que le soleil. Nous montrerons que ces phénomènes sont susceptibles de synthétiser des quantités observables de ^{6}Li et ^{7}Li dans certaines étoiles, et proposerons en conséquence une nouvelle méthode pour étudier cette nucléosynthèse non thermique particulière.

Le deuxième chapitre est consacré à l'accélération de particules dans les ondes de choc des explosions d'étoiles. Il est aujourd'hui généralement admis que les rayons cosmiques détectés au voisinage de la Terre sont produits par le mécanisme d'accélération diffusive par onde

[2] L'abondance de l'hélium dans l'atmosphère du soleil ne peut pas être déterminée directement pas spectroscopie atomique.

de choc dans les rémanents de supernova. Mais d'importantes questions restent en suspens. Quelle est l'efficacité d'accélération ? Jusqu'à quelle énergie maximum les rayons cosmiques peuvent-ils être accélérés dans ces systèmes ? Comment les électrons sont-ils injectés dans le mécanisme d'accélération ? Nous montrerons dans ce chapitre que des réponses à ces questions peuvent être obtenues en étudiant de très jeunes rémanents de supernova extragalactiques détectés en ondes radio, ainsi que des novae galactiques de type symbiotique[3].

Le troisième chapitre est dédié à la recherche de nouvelles sources d'accélération de particules dans la galaxie. Les rayons cosmiques d'énergie inférieure à quelques centaines de MeV par nucléon jouent vraisemblablement un rôle important dans l'équilibre énergétique global de la Voie lactée, mais leur flux et leur composition demeurent très mal connus. L'un des meilleurs traceurs de ces particules au-delà de l'héliosphère pourrait certainement être les raies gamma nucléaires qu'elles produisent en interagissant avec la matière du milieu interstellaire. Mais des populations d'ions et d'électrons non thermiques peuvent également être identifiées au travers de rayonnements X caractéristiques émis à la suite de collisions atomiques. Nous présenterons dans ce chapitre la découverte, à l'aide de ce dernier traceur, d'une population importante de rayons cosmiques près du centre de notre galaxie.

Le quatrième chapitre rassemblera diverses notions abordées dans les parties précédentes pour discuter de l'origine des radioactivités de relativement courte durée de vie (inférieure à quelques millions d'années !), qui étaient présentes dans le disque protoplanétaire du système solaire il y a 4,56 milliards d'années, et dont on trouve encore des traces aujourd'hui dans des météorites primitives. Nous proposerons alors un scénario original pour la genèse du système solaire pouvant peut-être rendre compte de ces mesures météoritiques.

Enfin, nous présenterons en conclusion de ce mémoire une synthèse des quelques idées théoriques avancées dans ce document, puis nous dirons quelques mots de notre programme instrumental de recherches visant à préparer une nouvelle mission d'astronomie gamma dans le domaine des moyennes énergies (0,1 – 100 MeV).

J'ai choisi d'inclure dans ce mémoire, à la fin de chaque chapitre, une (pour le chapitre 4) ou deux publications à comité de lecture, qui présentent de manière détaillée certains travaux exposés plus simplement – et donc nécessairement plus schématiquement – dans le corps du texte. J'espère que ces articles sauront amadouer le lecteur qu'un manque d'exhaustivité pourrait agacer. Mais le choix de ces papiers repose également sur un désir de rendre hommage à différentes collaborations : chacune des publications retenues a été écrite avec différents collègues, à part Jürgen Kiener bien sûr, qui m'a accompagné dans beaucoup des chemins explorés.

Avant d'aborder ces diverses études astrophysiques, j'aimerais revenir un instant sur les travaux sur accélérateur que j'ai eu l'occasion d'entreprendre depuis ma prise de fonction au CNRS. Après tout, environ la moitié de mes articles scientifiques concernent à ce jour des mesures effectuées avec l'équipe d'astrophysique nucléaire du CSNSM. Si ma participation à certaines de ces expériences fut symbolique (typiquement quelques shifts pendant la prise de données, suivis d'une ou deux réunions pendant l'analyse...), deux campagnes de mesures m'ont occupé à temps plein pendant près de quatre ans, de sorte que je ne résiste pas à l'envie de les mentionner brièvement à l'entame de ce mémoire.

La première expérience visait à une meilleure compréhension du processus d'accélération de noyaux de ^{3}He dans les éruptions solaires. Nous avons tout d'abord mesuré auprès de l'accélérateur Tandem de l'IPN d'Orsay les sections efficaces des réactions ^{16}O(^{3}He,$p\gamma$)^{18}F et

[3] Il s'agit de systèmes binaires où une naine blanche accrète de la matière d'une étoile de type géante rouge et subit des explosions thermonucléaires de façon récurrente.

^{16}O(^{3}He,$n\gamma$)^{18}Ne, qui sont des sources d'une émission de raies gamma caractéristiques pendant les plus grosses éruptions du soleil. Ces réactions ont été étudiées sur 42 points en énergie incidente à l'aide de quatre détecteurs au germanium munis de leur dispositif anti-Compton. Les sections efficaces mesurées nous ont permis de proposer une nouvelle méthode pour déterminer l'abondance de particules de ^{3}He accélérées dans les éruptions solaires (Tatischeff *et al.*, 2003). Nous avons également étudié avec le même dispositif expérimental la section efficace de la réaction ^{24}Mg(^{3}He,$p\gamma$)^{26}Al, qui pourrait être à l'origine d'une production significative de ^{26}Al dans des météorites. Cette dernière mesure a ensuite été complétée par des analyses de la quantité totale de ^{26}Al produite dans onze cibles irradiées, en utilisant la technique de spectrométrie de masse par accélérateur auprès de l'accélérateur Tandétron de Gif-sur-Yvette (Fitoussi *et al.*, 2008).

La seconde campagne de mesures a porté sur les réactions ^{17}O(p,γ)^{18}F et ^{17}O(p,α)^{14}N, qui conditionnent directement la destruction de ^{17}O et la production de ^{18}F dans les novae classiques. Les taux de ces deux réactions dépendent de manière cruciale d'un état excité dans le ^{18}F, qui est un radioisotope émetteur β^+ de période $T_{1/2} = 110$ min. Nous avons tout d'abord étudié les propriétés de ce niveau nucléaire auprès de l'accélérateur Van-de-Graaff du Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux Gradignan, en utilisant la réaction ^{14}N(α,γ)^{18}F . Les transitions gamma recherchées ont été détectées à l'aide de trois détecteurs gros volume au germanium. La méthode de l'atténuation du décalage Doppler nous a alors permis de mesurer précisément l'énergie et le temps de vie du niveau analysé. Les réactions ^{17}O(p,α)^{14}N et ^{17}O(p,γ)^{18}F ont ensuite été étudiées directement auprès de l'accélérateur PAPAP (Petit Accélérateur Pour l'AstroPhysique) du CSNSM. La force de la résonance d'intérêt dans la réaction ^{17}O(p,α)^{14}N a été mesurée avec quatre détecteurs au silicium. Cette résonance n'avait jamais été observée auparavant. Celle de la réaction ^{17}O(p,γ)^{18}F a été étudiée à l'aide d'une méthode par activation, où le ^{18}F synthétisé dans des cibles de ^{17}O implantées a été détecté par la mesure en coïncidence des deux photons de 511 keV émis lors de sa désintégration β^+. L'ensemble de ces expériences, qui a constitué la thèse de doctorat d'Azzedine Chafa, a eu un impact important sur la modélisation de la nucléosynthèse de ^{17}O et ^{18}F dans les novae classiques (Chafa *et al.*, 2005, 2006, 2007).

Chapitre 1

Phénomènes nucléaires dans les éruptions stellaires

Le soleil connaît de temps à autre de formidables explosions de surface, qui libèrent brièvement, pendant des minutes ou parfois des heures, une énergie pouvant atteindre 10^{32} erg. Si le détail des phénomènes physiques se produisant dans les éruptions solaires est encore mal connu, il y a consensus sur l'origine magnétique de l'énergie libérée. On pense généralement que des structures magnétiques d'une région active sont progressivement déformées au cours de l'évolution de cette région, l'énergie ainsi emmagasinée pouvant être soudainement libérée par un retour du champ magnétique vers une configuration plus simple ; on évoque alors un processus de "reconnexion magnétique". Les sursauts solaires les plus violents s'accompagnent d'une accélération de particules : des protons et des ions plus lourds peuvent être rapidement accélérés jusqu'à des énergies cinétiques de plusieurs GeV par nucléon, alors que des électrons peuvent atteindre en même temps des dizaines de MeV. Certaines de ces particules sont piégées dans des boucles de champ magnétique à la surface du soleil, tandis que d'autres s'échappent dans l'espace interplanétaire. Ces dernières constituent un danger potentiel pour les astronautes et les engins spatiaux. Par ailleurs, les éruptions solaires sont souvent accompagnées d'une éjection de matière coronale pouvant induire de nombreux dérèglements au niveau de la Terre : perturbations des communications radio, endommagements de réseaux électriques, de satellites en orbite haute etc...

En interagissant avec les constituants de l'atmosphère solaire, les particules rapides piégées dans les boucles magnétiques peuvent générer à la surface du soleil une émission électromagnétique à large spectre allant des ondes radio jusqu'aux rayons gamma. En particulier, les collisions d'ions accélérés avec la matière du milieu ambiant peuvent conduire certains noyaux dans des états excités, qui en retournant à leur état fondamental, émettent des raies gamma d'énergie comprise entre quelques dizaines de keV et environ 10 MeV. L'analyse de cette émission de raies de désexcitation nucléaire permet d'étudier les propriétés des particules accélérées (composition, distribution en énergie, spectre angulaire ; voir Kiener 2008; Vilmer *et al.* 2011) et d'améliorer ainsi notre compréhension des phénomènes physiques à l'origine des éruptions solaires. Outre son intérêt pour la physique fondamentale, ce type d'études vise également au développement de méthodes permettant d'anticiper les plus fortes éruptions solaires, afin de se prémunir au mieux des risques induits.

L'émission gamma des éruptions solaires nous fournit également des informations uniques sur certaines propriétés physiques de l'atmosphère solaire, comme sa composition *isotopique* (e.g., Ramaty *et al.*, 1996b; Tatischeff *et al.*, 2005), ou encore les profils en densité et en température de régions actives à la surface de l'étoile (e.g., Share *et al.*, 2004). Dans la première partie de

ce chapitre (Sect. 1.1), nous commencerons par étudier une méthode originale permettant d'estimer l'abondance photosphérique de ^{3}He à partir de la raie à 2,22 MeV produite dans certaines éruptions solaires (Sect. 1.1.1). Nous verrons que l'abondance déduite d'observations gamma réalisées avec le spectromètre du satellite *INTEGRAL* (SPI) nous questionne sur les processus de mélange à l'œuvre à la surface du soleil. Nous proposerons alors d'utiliser les noyaux radioactifs synthétisés dans les éruptions solaires les plus violentes pour étudier ces phénomènes de mélange (Sect. 1.1.2). L'observation de l'émission de radioactivité solaire prédite par nos calculs pourrait constituer un objectif scientifique important pour une future mission spatiale dans le domaine de l'astronomie gamma des moyennes énergies.

Certaines étoiles semblables au soleil en termes de masse et de type spectral[1] présentent des sursauts bien plus puissants que ceux de notre astre. Maehara *et al.* (2012) ont récemment observé avec le satellite *Kepler* 365 "super-éruptions" dans 148 étoiles de type G, chacune de ces explosions libérant une énergie comprise entre 10^{33} et 10^{36} erg. Schaefer *et al.* (2000) ont détecté plusieurs éruptions d'étoiles de type solaire dégageant brièvement une énergie bolométrique proche de 10^{38} erg, soit environ un million de fois l'énergie de la plus violente éruption solaire jamais observée[2]. Ces super-éruptions sont visibles sur un large spectre allant des fréquences optiques jusqu'aux rayons X et ces émissions présentent beaucoup de similitudes avec celles des sursauts solaires. Elles résultent donc sans doute du même processus de reconnexion magnétique à la surface de l'étoile, mais dans des régions probablement plus fortement magnétisées que les taches solaires.

Il est vraisemblable que pratiquement toutes les étoiles de notre galaxie produisent des ions de haute énergie lors de phénomènes éruptifs et que ces particules génèrent des réactions nucléaires semblables à celles observées lors de sursauts solaires. Ces processus nucléaires sont probablement bien plus énergétiques dans les super-éruptions stellaires, mais nous n'en avons pas la preuve. En effet, l'émission de raies de désexcitation nucléaire des autres étoiles n'est pas observable avec la sensibilité actuelle des télescopes gamma en observation. La mise en évidence des activités nucléaires de surface des étoiles de type solaire constitue justement le fil directeur de la deuxième partie de ce chapitre (Sect. 1.2). Nous verrons tout d'abord que des observations de ^{6}Li dans de vieilles étoiles de notre galaxie suggèrent que ce nucléide pourrait être synthétisé en abondance dans des éruptions stellaires (Sect. 1.2.1). Nous étudierons ensuite les abondances de Li détectées dans de jeunes amas ouverts (Sect. 1.2.2) et proposerons finalement une nouvelle méthode pour tenter de détecter des phénomènes nucléaires à la surface de certaines étoiles proches et actives (Sect. 1.2.3).

1.1 Les éruptions solaires

1.1.1 L'émission à 2,2 MeV des éruptions solaires : une mesure de l'abondance photosphérique de ^{3}He

Nous commençons cette partie par une présentation succincte du modèle de boucle magnétique, car c'est celui qui décrit le mieux les différents phénomènes énergétiques se produisant dans les éruptions solaires (Sect. 1.1.1.1). Nous verrons ensuite que les données solaires enregistrées avec *INTEGRAL*/SPI ont apportés des informations inédites sur l'accélération et le transport des particules énergétiques dans une éruption particulière, celle du 28 octobre 2003

[1] Le soleil est une étoile naine de type spectral G2.

[2] Il s'agit de l'évènement du 1er septembre 1859, qui a notamment produit des aurores "boréales" visibles depuis certaines régions tropicales et a fortement perturbé les télécommunications par télégraphe (voir le compendium d'articles historiques de Shea et Smart, 2006).

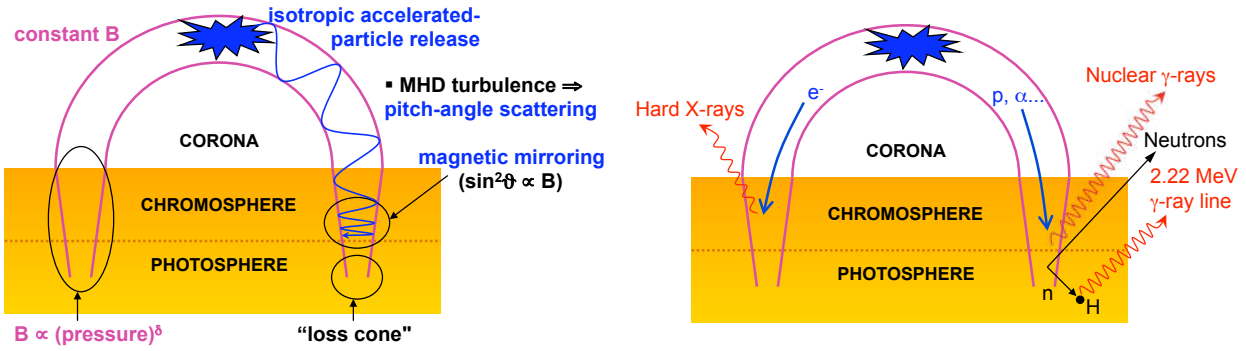

FIG. 1.1 – Représentations schématiques du modèle de boucle magnétique décrivant les phénomènes énergétiques dans les éruptions solaires. *A gauche* : transport des particules accélérées dans l'atmosphère solaire ; *à droite* : production de rayonnements énergétiques et de neutrons par interaction des particules rapides dans la chromosphère et la photosphère (voir texte).

(Sect. 1.1.1.2). Ces informations nous permettront alors d'obtenir une mesure intéressante de l'abondance photosphérique de ^{3}He (Sect. 1.1.1.3).

1.1.1.1 Le modèle de boucle magnétique

L'énergie libérée à la surface du soleil lors d'un événement de reconnexion magnétique donne lieu à un échauffement rapide du milieu ambiant coronal et à l'excitation de diverses ondes de plasma (ondes d'Alfvén, ondes magnétosoniques...). En interagissant avec ces ondes, des particules individuelles peuvent être rapidement accélérées par le mécanisme de Fermi du second ordre. Celui-ci repose sur deux idées essentielles, d'une part qu'une particule gagne (resp. perd) de l'énergie quand elle est réfléchie par un centre diffuseur magnétisé (i.e. une onde) venant vers elle (resp. s'éloignant d'elle), et d'autre part que les collisions frontales avec un tel obstacle sont en moyenne plus probables que les collisions fuyantes (Parizot, 2004). Ce mécanisme d'accélération est encore appelé "stochastique". La composition – en particulier l'enrichissement en ^{3}He – et le spectre en énergie des particules énergétiques solaires associées aux évènements impulsifs sont bien expliqués dans le cadre de ce modèle (voir Reames 1999 et références incluses).

Les particules accélérées dans les éruptions solaires ont un rayon de giration relativement petit devant la taille des structures magnétiques. On a par exemple pour un proton non relativiste d'énergie cinétique E_p,

$$r_g \approx 50 \left(\frac{E_p}{1\ \mathrm{GeV}} \right)^{1/2} \left(\frac{B}{1\ \mathrm{kG}} \right)^{-1} \ \mathrm{m}\ , \tag{1.1}$$

où $B \sim 1$ kG est l'intensité typique du champ magnétique dans les taches solaires. En comparaison, les boucles magnétiques associées aux régions éruptives ont des tailles de l'ordre de plusieurs dizaines de milliers de km (voir Hurford *et al.*, 2006). Les particules rapides se propagent donc essentiellement en suivant un mouvement de spirale autour des lignes de champ.

Hua *et al.* (1989) ont développé un modèle phénoménologique qui est souvent utilisé pour décrire le transport et les interactions des particules rapides dans les éruptions solaires. Ce modèle, dit de boucle magnétique, est représenté dans ses grandes lignes sur la Figure 1.1. Des particules accélérées sont "relâchées" avec une distribution spatiale isotrope au sommet de la boucle et suivent un mouvement hélicoïdal le long des lignes de force du champ magnétique.

L'intensité du champ est supposée constante dans la couronne solaire et elle augmente dans la chromosphère et la photosphère comme la pression du gaz à la puissance δ, avec typiquement $\delta \approx 0.2$ (voir Hua *et al.*, 1989). Le resserrement des lignes de champ provoque un effet de "bouteille magnétique" dû à l'augmentation de l'angle d'attaque des particules avec l'intensité du champ[3]. Mais par interaction avec la turbulence magnétohydrodynamique (MHD), qui a été amplifiée par l'explosion, l'angle d'attaque d'une particule peut être brusquement modifié. Le niveau de turbulence MHD dans la boucle magnétique et donc celui de la diffusion en angle attaque des particules constituent les principales incertitudes du modèle.

En l'absence de diffusion, les particules sont susceptibles d'être réfléchies par l'effet de bouteille magnétique et d'effectuer des aller-retour d'un pied d'ancrage de la boucle à l'autre[4]. Aux points de réflexion, les particules effectuent alors essentiellement un mouvement de rotation autour des lignes de champ, dans un plan parallèle à la surface du soleil (i.e. $\theta \approx 90°$). Mais en présence de diffusion, une diminution soudaine de l'angle d'attaque d'une particule peut lui permettre de s'enfoncer plus profondément dans l'atmosphère du soleil et de quitter la boucle magnétique en entrant dans la région communément appelée "le cône de perte" (voir Fig. 1.1). Ainsi, selon le degré de turbulence MHD et donc de diffusion en angle d'attaque, les particules rapides interagissant avec les constituants de la chromosphère et de la photosphère peuvent avoir des distributions spatiales très différentes.

Les rayonnements de haute énergie observés dans les éruptions solaires témoignent de ces interactions. Les électrons produisent par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) une émission à spectre continu, qui est généralement prépondérante dans le domaine des rayons X durs et gamma mous jusqu'à environ 500 keV. Au-delà de cette énergie et jusqu'à environ 10 MeV, l'émission de raies gamma générée par collision nucléaire des ions accélérés peut dominer. A plus haute énergie, on observe dans certaines éruptions une émission gamma caractéristique d'une production de pions π^0 et $\pi^\pm$. Les deux raies gamma les plus intenses sont généralement celle à 511 keV d'annihilation de paires $e^+ - e^-$ et celle à 2,223 MeV de capture radiative de neutrons par des protons[5]. Les positrons proviennent de la synthèse d'émetteurs β^+ tels que le ^{11}C ou le ^{13}N (nous reviendrons dans la section 1.1.2 sur la production de radioisotopes dans les éruptions solaires) et parfois de la désintégration de pions π^+ ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ et $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$). Les neutrons sont principalement produits par les réactions $p + \alpha \rightarrow {}^3\mathrm{He} + p + n$ et $\alpha + \alpha \rightarrow {}^7\mathrm{Be} + n$, ainsi qu'au travers d'interactions de protons et particules α accélérés avec des noyaux plus lourds du milieu ambiant (Hua *et al.*, 2002; Murphy *et al.*, 2012). Les simulations numériques de Hua *et al.* (1989) et Murphy *et al.* (2012) montrent que la plupart des réactions nucléaires et donc des émissions de raies gamma promptes se produisent dans la basse chromosphère et la haute photosphère, à des profondeurs de l'ordre de 10^{-3} à 1 g cm^{-2} (masse surfacique de l'atmosphère supérieure). La capture radiative des neutrons secondaires a lieu un peu plus profondément dans la photosphère (Murphy *et al.*, 2012).

1.1.1.2 Les propriétés des particules rapides dans l'éruption solaire du 28 octobre 2003

L'émission à haute énergie d'une éruption solaire peut permettre de contraindre certains paramètres du modèle de boucle magnétique. Des données de grande qualité ont été enregistrées par le spectromètre du satellite *INTEGRAL*. Bien que cette mission spatiale n'ait pas été

[3]L'angle d'attaque, ou "pitch-angle" dans la littérature anglo-saxonne, est l'angle que fait la trajectoire d'une particule chargée avec la direction du champ magnétique local. La conservation du premier invariant adiabatique impose la relation de proportionnalité $\sin^2\theta \propto B$, où B est l'intensité du champ magnétique.

[4]Une telle configuration se retrouve dans les ceintures de radiation autour de la Terre, où sont piégées des particules qui oscillent d'un pôle à l'autre en suivant les tubes de champ.

[5]La valeur de 2,223 MeV correspond à la différence d'énergie de masse entre le système $n + p$ et le noyau de ^{2}H dans son état fondamental.

conçue pour étudier le soleil – l'étoile n'entre d'ailleurs jamais dans le champ de vue des instruments à bord – trois grosses éruptions solaires ont été détectées avec la caméra au germanium de SPI. Les photons gamma ont dû pour cela traverser la plateforme du satellite et le blindage des instruments. L'excellente résolution spectrale des détecteurs au germanium a alors permis d'étudier en détail l'énergie, la largeur et le profil de certaines raies gamma, en particulier celles à 4,44 MeV de ^{12}C et à 6,13 MeV de ^{16}O.

Nous avons analysé avec Mike Harris les données de deux éruptions s'étant produites sur le limbe du soleil, le 4 novembre 2003 et le 7 septembre 2005. La position de ces deux sursauts au bord du disque solaire était particulièrement intéressante pour étudier les propriétés spatiales des faisceaux de particules accélérées dans les boucles magnétiques. L'analyse du décalage Doppler, ainsi que la largeur et la fluence des raies gamma observées ont permis de mettre en lumière pour ces deux éruptions une légère inclinaison des boucles magnétiques par rapport à la surface du soleil (Harris *et al.*, 2007). Ces résultats fournissent des informations intéressantes sur la configuration du champ magnétique des régions actives de l'atmosphère solaire.

Mais les données les plus précises ont été obtenues pour la grosse éruption (de classe X17.2) du 28 octobre 2003. Le spectre gamma enregistré par SPI pendant ce sursaut représente sans doute les meilleures données solaires jamais mesurées entre 2 et 8 MeV. L'étude de la forme des raies de 4,44 et 6,13 MeV a permis de déterminer la distribution angulaire des protons et particules α rapides interagissant avec des noyaux de ^{12}C, ^{16}O et ^{20}Ne de la basse chromosphère[6]. Nous avons trouvé que les faisceaux d'ions étaient plutôt dirigés vers le coeur du soleil avec une ouverture angulaire relativement étroite ($\Delta\theta \sim 40°$), ce qui correspond à un niveau élevé de diffusion en angle d'attaque des particules dans la boucle magnétique (Kiener *et al.*, 2006)[7]. Le régime de transport diffusif mis en évidence est proche de la saturation théorique et traduit le caractère très turbulent du plasma dans la boucle magnétique. La forme des raies de ^{12}C et ^{16}O a également permis de contraindre l'abondance des particules α accélérées par rapport à celle des protons, $\alpha/p \approx 1/10$. Par ailleurs, la distribution en énergie des particules rapides a pu être estimée à partir de l'intensité de la raie à 2,223 MeV par rapport à celles des raies à 4,44 et 6,13 MeV. En effet, les neutrons secondaires sont produits à plus haute énergie, en moyenne, que les rayons gamma de désexcitation de ^{12}C et ^{16}O (voir, e.g., Murphy *et al.*, 2007). Nous avons trouvé que le spectre source des noyaux accélérés pouvait être correctement représenté par une loi de puissance en énergie cinétique par nucléon, $(dQ/dt)_i = C_i E^{-s}$, avec $s = 3,5 \pm 0.5$ (Tatischeff *et al.*, 2005). Dans cette équation, le paramètre C_i représente l'abondance de l'isotope accéléré de type i.

Les informations inédites obtenues pour l'éruption du 28 octobre 2003 avec *INTEGRAL*/SPI ont été encore enrichies par des observations réalisées avec la mission *RHESSI*[8]. En particulier, le système de collimateurs tournants dont dispose le télescope gamma de ce satellite a permis d'obtenir une image exceptionnelle de l'émission de capture radiative des neutrons à 2,223 MeV (Hurford *et al.*, 2006). Cette image présente deux sources compactes dont l'origine s'explique naturellement dans le cadre du modèle de boucle magnétique. Ces deux sources sont séparées d'environ 75", ce qui correspond à 55 000 km à la distance du soleil (150 millions de km). En supposant que la boucle magnétique ait une forme de demi-cercle dans sa portion coronale, le diamètre ainsi mesuré nous donne pour la longueur de la boucle $L = \pi D/2 = 85\,000$ km.

[6]La raie de 6,13 MeV est en partie produite par les réactions de spallation ^{20}Ne(p,$p\alpha$)^{16}O* et ^{20}Ne(α,2α)^{16}O*.

[7]Dans le modèle de Hua *et al.* (1989), le niveau de diffusion en angle d'attaque des particules s'exprime en fonction du paramètre λ, qui par définition est le libre parcours moyen des particules vis à vis de cette diffusion par rapport à la demi-longueur du segment coronal de la boucle magnétique. Les données de SPI ont pu être correctement reproduites avec $\lambda = 30$, mais pas avec $\lambda = 300$ (voir Kiener *et al.*, 2006).

[8]Cet observatoire de la NASA a été baptisé à son lancement *Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager* pour rendre hommage à un pionnier de la physique solaire des hautes énergies.

Ainsi les émissions gamma détectées le 28 octobre 2003 avec *INTEGRAL* et *RHESSI* nous renseignent à la fois sur la géométrie du phénomène magnétique à l'origine de l'éruption et sur les principales propriétés des particules accélérées : spectre source, rapport d'abondances α/p et libre parcours moyen vis à vis de la diffusion en angle d'attaque. L'ensemble des informations obtenues pour cette éruption va nous permettre maintenant d'estimer avec une certaine confiance l'abondance photosphérique de ^{3}He à partir des données d'*INTEGRAL*/SPI[9]. La méthode que nous allons utiliser à déjà été employée pour plusieurs autres éruptions solaires, en particulier celles du 3 juin 1982 observée avec le satellite *Solar Maximum Mission* (Hua et Lingenfelter, 1987), du 4 juin 1991 étudiée avec l'instrument OSSE du *Compton Gamma Ray Observatory* (Murphy *et al.*, 2007), et du 23 juillet 2002 détectée avec *RHESSI* (Murphy *et al.*, 2003). Mais la méconnaissance des propriétés des ions accélérés dans ces évènements, en particulier de leur distribution angulaire, rend les résultats obtenus très incertains (voir ci-dessous).

1.1.1.3 La mesure de l'abondance photosphérique de ^{3}He

Un neutron secondaire se propageant dans l'atmosphère solaire a une bien plus forte probabilité de connaître une diffusion élastique avec un atome d'hydrogène que tout autre processus d'interaction. Et dans une collision de ce type, le neutron perd en moyenne la moitié de son énergie cinétique. Ainsi, la plupart des neutrons produits dans les éruptions solaires se thermalisent dans la basse atmosphère avant d'être capturés par un noyau d'hydrogène ou d'une autre espèce chimique ; une fraction significative des neutrons secondaires s'échappent malgré tout dans l'espace interplanétaire. Le temps moyen d'une capture radiative d'un neutron par la réaction ^{1}H(n,γ)^{2}H peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \tau_{\rm cap} &= \frac{1}{n_{\rm H}\sigma_{\rm cap}\beta_n c} \\ &\approx \frac{1,4\times10^{19}\ {\rm s}}{n_{\rm H}\ ({\rm cm}^{-3})}\ \text{pour } E_n < 1\ {\rm keV}\ , \end{aligned} \tag{1.2}$$

étant donné que la section efficace de capture $\sigma_{\rm cap}(E_n) \approx 2,44\times10^{-30}/\beta_n$ cm^2 pour E_n<1 keV (voir Tatischeff, 2003, , figure 14). Dans cette équation, $n_{\rm H}$ est la densité de H dans le milieu ambiant et $\beta_n c$ la vitesse du neutron (c étant celle de la lumière). La densité de H dans la haute photosphère est de l'ordre de 10^{17} cm^{-3}, de sorte que l'émission à 2,223 MeV des éruptions solaires est retardée de ∼100 s par rapport à celle des raies gamma promptes (e.g. à 4,44 et 6,13 MeV).

Le temps caractéristique de capture radiative donné par l'équation (1.2) peut être comparé à la vie moyenne du neutron, $\tau_{\rm dec} = T_{1/2}/\ln(2) = 881$ s, où $T_{1/2} = 610.98 \pm 1,02$ s est la période radioactive. Cela explique pourquoi la raie de 2,223 MeV n'est pas produite dans le milieu interstellaire, dont les différentes phases ont des densités $n_{\rm H} < 10^7$ cm^{-3} : dans un milieu aussi dilué, les neutrons se désintègrent ($n\rightarrow p+e^-+\bar{\nu}_e$) avant d'être capturés.

La section efficace de la réaction ^{3}He(n,p)^{3}H présente à basse énergie la même dépendance en vitesse du neutron que celle de la réaction ^{1}H(n,γ)^{2}H ($\sigma(E_n) \propto 1/\beta_n$), mais elle est ∼16 000 fois plus élevée. Ainsi, dans un milieu où le rapport $^3{\rm He/H} \sim 6\times10^{-5}$ (proche de l'abondance photosphérique estimée), un nombre comparable de neutrons réagissent avec ^{3}He et ^{1}H. Les captures non-radiatives de neutrons par des noyaux de ^{3}He ont deux effets potentiellement observables : elles diminuent l'intensité totale de la raie à 2,223 MeV et raccourcissent le délai de cette émission (Wang et Ramaty, 1974). Ce dernier effet s'explique par le fait qu'en présence

[9] Les résultats présentés dans ce mémoire annulent et remplacent ceux présentés de manière préliminaire dans Tatischeff *et al.* (2005).

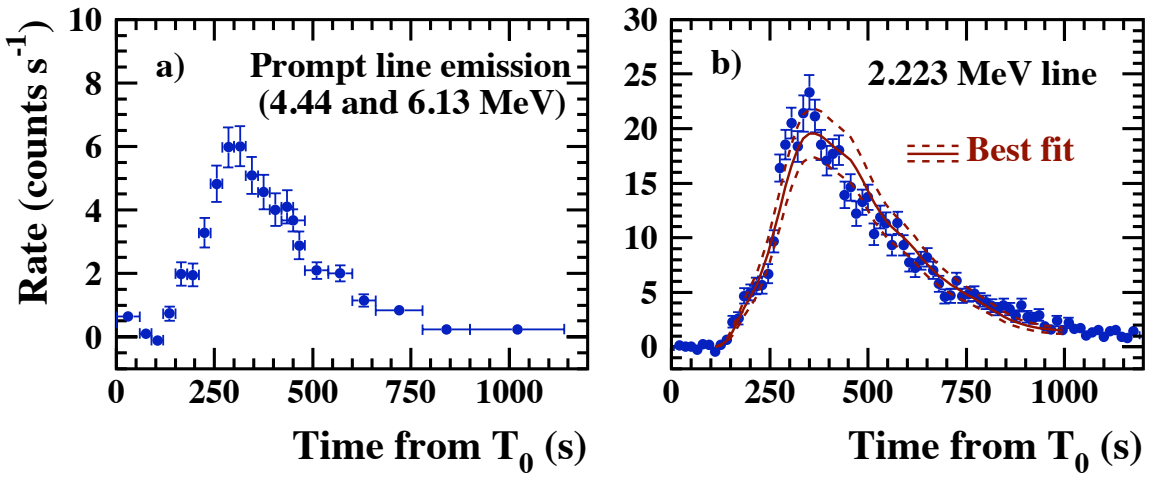

FIG. 1.2 – Evolutions temporelles des intensités de raies gamma nucléaires détectées avec *INTEGRAL*/SPI pendant l'éruption solaire du 28 octobre 2003 : *(a)* somme des taux de comptage dans les raies de 4,44 et 6,13 MeV et *(b)* taux de comptage dans la raie de capture de neutrons à 2,223 MeV. Sont également montrés sur le panneau *(b)* le meilleur ajustement du modèle (*courbe en trait plein*) et les erreurs à $\pm 1\sigma$ associées (*courbes en tirets*), qui tiennent compte de l'incertitude statistique sur le flux de l'émission gamma nucléaire prompte. Le meilleur ajustement du modèle est obtenu pour l'abondance photosphérique $^3\mathrm{He/H} = 1,5 \times 10^{-5}$ (voir texte). Le temps de référence $T_0 = 11\mathrm{h}00\mathrm{m}$ (temps universel) le 28 octobre 2003.

de ^{3}He, les neutrons demeurant relativement longtemps dans l'atmosphère solaire ont une plus grande probabilité de subir une capture non-radiative. C'est sur lui que repose le principe de mesure de l'abondance photosphérique de cet isotope. Mais la méthode n'est fiable que si la distribution angulaire des particules accélérées a pu être estimée par ailleurs. Ainsi, un faisceau d'ions focalisé vers le coeur du soleil tendrait à produire des neutrons secondaires plus profondément dans la photosphère, dans des régions où la densité plus élevée raccourcirait également le délai d'émission à 2,223 MeV.

La Figure 1.2 montre les évolutions temporelles de l'émission gamma prompte et de la raie à 2,223 MeV mesurées avec *INTEGRAL*/SPI pendant l'éruption solaire du 28 octobre 2003. On voit que l'émission de capture neutronique est légèrement retardée par rapport à celle des raies promptes. Ainsi, le maximum de l'émission à 2,223 MeV arrive ∼50 s après celui des raies à 4,44 et 6,13 MeV. Pour tenter de reproduire au mieux ce délai et la forme générale de la courbe de lumière à 2,223 MeV, j'ai tout d'abord supposé que l'évolution temporelle de la production des neutrons secondaires était identique à celle des raies promptes, puis j'ai utilisé le code informatique de type Monte-Carlo développé par Hua et Lingenfelter (1987) et Hua *et al.* (1989, 2002) pour simuler le devenir de chaque neutron dans l'atmosphère du soleil. Dans ce programme, les spectres d'émission de neutrons sont calculés dans le cadre du modèle de boucle magnétique (Sect. 1.1.1.1), à partir de sections efficaces de production double différentielles en énergie et en angle. Le parcours de chaque neutron dans l'atmosphère est alors suivi jusqu'à ce qu'il s'échappe du soleil, se désintègre, ou soit capturé par un noyau de ^{3}He ou ^{1}H. L'absorption des photons gamma de 2,223 MeV dans l'atmosphère solaire est estimée en fonction de la position héliocentrique de l'éruption. En plus des différents paramètres du modèle déjà discutés dans la précédente section, j'ai supposé que le milieu ambiant de production des neutrons avait la composition coronale et que la population d'ions accélérés avait la composition moyenne des particules énergétiques solaires des éruptions impulsives détectées dans le milieu interplanétaire (Reames, 1999). J'ai adopté en particulier pour les ions rapides un rapport d'abondances

$^3\mathrm{He}/\alpha = 0,5$ (voir Reames, 1999, section 4). Le profil de densité dans l'atmosphère en fonction de la profondeur est tiré du modèle de région active associée à une tache solaire de Avrett (1981). Avec ces hypothèses, le seul paramètre libre du modèle est finalement l'abondance de ^{3}He dans le milieu ambiant.

Le meilleur ajustement du modèle aux données d'*INTEGRAL*/SPI est obtenu pour l'abondance $^3\mathrm{He/H} = (1,5^{+1,6}_{-1,0}) \times 10^{-5}$. La valeur minimum de χ^2 correspondante est de 61,5 pour 59 degrés de liberté. Les erreurs données ici tiennent compte de l'incertitude statistique sur le flux de l'émission gamma prompte (voir Fig. 1.2) et correspondent à un niveau de confiance de 90%. Ce résultat est compatible avec ceux précédemment obtenus pour d'autres éruptions solaires : $^3\mathrm{He/H} = (2,3 \pm 1,2) \times 10^{-5}$ (erreurs pour un degré de confiance de 90% ; Hua et Lingenfelter 1987), $5 \times 10^{-6} < {}^3\mathrm{He/H} < 10^{-4}$ (limites à 1σ ; Murphy *et al.* 2003), et $^3\mathrm{He/H} < 4,5 \times 10^{-5}$ (limite à 3σ ; Murphy *et al.* 2007).

Comment ces mesures se comparent-elles aux autres estimations d'abondances de ^{3}He dans le système solaire ? Notons tout d'abord que l'abondance photosphérique de cet élément ne peut pas être déterminée directement par spectroscopie atomique. Mais le rapport isotopique de l'hélium a pu être mesuré dans l'atmosphère de Jupiter avec le spectromètre de masse de la sonde *Galileo* : $^3\mathrm{He}/^4\mathrm{He} = (1,66 \pm 0,05) \times 10^{-4}$ (Mahaffy *et al.*, 1998). Avec l'abondance d'hélium dans le gaz protosolaire $\mathrm{He/H} = 0,0964 \pm 0,0043$ (Lodders, 2003), on obtient $^3\mathrm{He/H} = (1,6 \pm 0,09) \times 10^{-5}$, ce qui est sans doute la meilleure estimation à l'heure actuelle de l'abondance isotopique *protosolaire*. Mais le rapport ^{3}He/H est vraisemblablement plus élevée dans le soleil contemporain, car le deutérium protosolaire a été rapidement transformé en ^{3}He dans le cœur de l'étoile via la réaction D(p,γ)^{3}He. En ajoutant à l'abondance protosolaire de ^{3}He celle du deutérium, $\mathrm{D/H} = (1,94 \pm 0,39) \times 10^{-5}$ (Lodders, 2003), on obtient pour le soleil $^3\mathrm{He/H} = (3,5 \pm 0,4) \times 10^{-5}$. Etant donné que dans le soleil contemporain $\mathrm{He/H} = 0,0793 \pm 0,0010$ (Lodders, 2003), on a alors $^3\mathrm{He}/^4\mathrm{He} = (4,5 \pm 0,5) \times 10^{-4}$, ce qui est compatible avec le rapport isotopique mesuré dans le vent solaire par la sonde *Genesis* : $^3\mathrm{He}/^4\mathrm{He} = (4,64 \pm 0,09) \times 10^{-4}$ (Heber *et al.*, 2009). Néanmoins, la valeur du vent solaire n'est sans doute pas représentative de l'intérieur de l'étoile, à cause de divers effets de fractionnement isotopique dans la chromosphère et la couronne solaire (Geiss et Gloeckler, 1998).

L'abondance de ^{3}He que nous obtenons à partir du rayonnement gamma de l'éruption solaire du 28 octobre 2003 est compatible avec le rapport ^{3}He/H protosolaire, mais marginalement plus faible que l'abondance estimée pour l'intérieur du soleil. Ce résultat suggère que le gaz de la haute photosphère sondé par notre mesure n'a pas été entièrement mélangé avec celui de la zone convective interne de l'étoile. Mais cette conclusion devra être considérée avec précaution tant que nous n'aurons pas pleinement exploré toutes les incertitudes du modèle de boucle magnétique. En particulier, les incertitudes sur l'indice du spectre source des particules accélérées ($s = 3,5 \pm 0,5$; Tatischeff *et al.* 2005) et sur celui de la convergence du champ magnétique dans la chromosphère et la photosphère (δ fixé à 0,2 dans nos calculs) peuvent avoir un impact significatif sur le rapport ^{3}He/H (Murphy *et al.*, 2007). L'application de cette méthode à d'autres sursauts solaires permettrait également d'approfondir la question. Mais la qualité des données gamma enregistrées pendant l'éruption du 28 octobre 2003 demeure à ce jour inégalée.

1.1.2 L'émission de raies de radioactivité des éruptions solaires : un nouveau traceur des processus de mélange à la surface du soleil ?

Au cours des éruptions solaires les plus puissantes, des noyaux radioactifs peuvent être synthétisés dans la basse chromosphère et la haute photosphère, et engendrer une émission à haute énergie pouvant perdurer pendant plusieurs jours après le sursaut. L'observation d'une

telle "tache radioactive" à la surface du soleil jetterait une lumière nouvelle sur la dynamique du gaz dans l'atmosphère de l'étoile. Elle apporterait également de nouvelles informations relatives aux phénomènes physiques à l'origine des éruptions solaires, en particulier sur la composition et le spectre source des ions accélérés dans les boucles magnétiques. Nous avons entrepris une étude détaillée de cette émission retardée dans l'article Tatischeff *et al.* (2006), qui est inclus dans ce mémoire. Je me contenterai donc dans cette section de résumer le travail effectué et d'en présenter les principaux résultats.

Nous avons considéré la production de 25 radioisotopes de période radioactive comprise entre 10 minutes, qui est la durée typique d'une grosse éruption solaire (voir Fig. 1.2), et 77 jours (la période du ^{56}Co). Nous n'avons pas étudié la synthèse de radionucléides de vie moyenne τ_r plus longue que celle du ^{56}Co, parce que (i) leur activité est plus faible ($\dot{N}_r = N_r/\tau_r$) et (ii) leur probabilité de demeurer à la surface du soleil est également moindre. La plupart des sections efficaces de réaction nucléaire ont été extraites de la base de données EXFOR[10]. Dans les cas où des mesures en laboratoire faisaient défaut, nous avons effectué des calculs avec les codes EMPIRE[11] et TALYS[12]. Ces logiciels informatiques simulent, à partir des principaux modèles de physique nucléaire, tous les mécanismes de réactions induites par des particules légères (n, p, ^{3}He, α etc...) sur des noyaux plus lourds que ^{4}He, dans la gamme d'énergie des particules rapides allant de 1 keV à 250 MeV. Au-delà de cette énergie, nous avons utilisé le code semi-empirique développé par Silberberg *et al.* (1998) pour l'étude de la composition des rayons cosmiques.

La synthèse des radioisotopes a été calculée dans le cadre d'un modèle de cible épaisse décrivant le ralentissement dans l'atmosphère solaire des ions accélérés. Nous avons pris en compte les pertes d'énergie catastrophiques des particules énergétiques, c'est-à-dire les interactions impliquant la production d'un pion, ainsi que la possible destruction nucléaire des ions rapides avant la réaction considérée. Les résultats sont donnés dans Tatischeff *et al.* (2006) sous la forme de tableaux permettant de prédire facilement les émissions radioactives auxquelles il faudrait s'attendre à la suite d'une éruption solaire dont on aurait détecté les raies promptes à 4,44 et 6,13 MeV.

La Figure 1.3 présente ici certains de ces résultats sous la forme de deux spectres de raies synthétiques. Les flux indiqués en ordonnée ne tiennent pas compte de l'absorption des émissions dans l'atmosphère solaire. L'atténuation des raies gamma peut en général être négligée (voir Hua *et al.*, 1989), du moins tant que les noyaux radioactifs ne s'enfoncent pas profondément dans la photosphère. Mais celle des raies X peut être plus importante. Ainsi, l'absorption de la raie Kα du cobalt à 6,92 keV (Fig. 1.3a) est de l'ordre de quelques pourcents pour une éruption se produisant près du centre du disque solaire, mais augmente avec l'angle héliocentrique de la position de l'éruption sur le soleil[13].

La raie la plus intense sur la Figure 1.3a est celle d'annihilation des positrons à 511 keV. Elle résulte principalement de la désintégration β^+ de ^{13}N ($T_{1/2}$=9,97 min), ^{11}C ($T_{1/2}$=20,4 min), ^{18}F ($T_{1/2}$=110 min), et ^{55}Co ($T_{1/2}$=17,5 h). La raie à 511 keV domine l'émission retardée pendant $\sim$2 jours après l'éruption. Mais ensuite, la raie à 846,8 keV de désintégration du ^{56}Co prend le relais (Fig. 1.3b). Notre étude a permis de mettre en évidence d'autres raies potentiellement détectables, par exemple celle à 1434 keV produite à la fois par la désexcitation de l'isomère

[10] http ://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm
[11] http ://www.nndc.bnl.gov/empire/index.html
[12] http ://www.talys.eu/
[13] L'atténuation de l'émission retardée dépend également de la profondeur à laquelle sont synthétisés les radioisotopes et donc du degré de diffusion en angle d'attaque des particules rapides dans la boucle magnétique (Sect. 1.1.1.1).

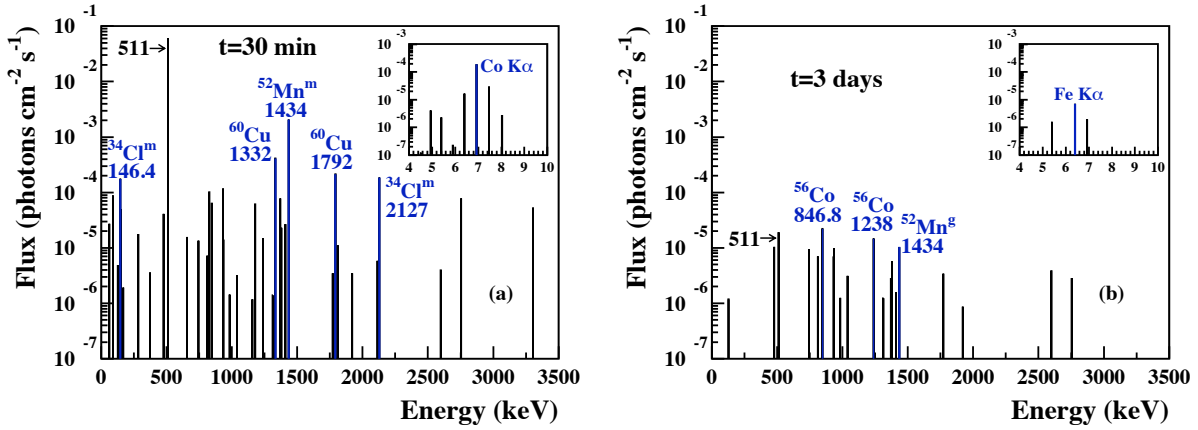

FIG. 1.3 – Spectres synthétiques des émissions de raies de radioactivité produites *(a)* 30 minutes et *(b)* 3 jours après une grosse éruption solaire. Le calcul des flux est normalisé à une fluence totale de 300 photons cm^{-2} émise dans les raies à 4,44 et 6,13 MeV pendant l'éruption solaire, ce qui est proche de la fluence observée avec *INTEGRAL*/SPI pendant l'évènement du 28 octobre 2003. Le calcul suppose également une durée de l'éruption de 10 minutes et un indice spectral de la distribution en loi de puissance des ions accélérés $s = 3,5$. Les encarts montrent les raies atomiques attendues dans le domaine des rayons X.

^{52}Mn^m ($T_{1/2}$=21,1 min ; Fig. 1.3a) et de l'état fondamental ^{52}Mn^g ($T_{1/2}$=5,59 jours ; Fig. 1.3b), ou encore celles à 1332 et 1792 keV du ^{60}Cu ($T_{1/2}$=23,7 min ; Fig. 1.3a).

Ces prédictions théoriques ont pu être confrontées à des résultats expérimentaux obtenus auprès de l'accélérateur de type Van de Graaff tandem de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (voir Tatischeff *et al.*, 2007). Au cours d'une campagne de mesures de sections efficaces de production gamma (Belhout *et al.*, 2007), nous avons en effet irradié une section de la météorite d'Allende avec un faisceau de protons d'énergie $E_p = 15$ MeV et étudié l'émission gamma retardée résultant de l'activation de l'échantillon extraterrestre. La météorite d'Allende est une chondrite carbonée du groupe CV3 et sa composition chimique est proche de celle du soleil, mis à part les éléments volatils carbone, oxygène, azote, et gaz rares. L'émission gamma a été enregistrée à l'aide de détecteurs au germanium de haute pureté munis d'un dispositif de suppression Compton au germanate de bismuth (BGO). L'efficacité de chaque détecteur était de l'ordre de $2,3 \times 10^{-4}$ à 1333 keV.

La Figure 1.4 montre un spectre gamma enregistré avec un tel détecteur pendant 20 minutes, de 4 à 24 min après l'arrêt de l'irradiation aux protons. Une charge de 1 μC a été accumulée sur l'échantillon au cours de cette mesure. Les raies d'activation les plus intenses proviennent de la radioactivité de ^{52}Mn^m et ^{60}Cu, en bon accord avec les calculs présentés sur la Figure 1.3a. A l'énergie $E_p = 15$ MeV, les noyaux de ^{52}Mn^m et ^{60}Cu sont principalement produits par les réactions ^{52}Cr(p,n)^{52}Mn^m et ^{60}Ni(p,n)^{60}Cu. Par contre, la raie à 2127 keV de désintégration de l'isomère ^{34}Cl^m ($T_{1/2}$=32 min) n'est pas visible sur le spectre expérimental, alors qu'elle est relativement intense sur le spectre synthétique de la Figure 1.3a. En effet, d'après nos calculs, le ^{34}Cl^m est synthétisé dans les éruptions solaires par interaction de particules α et ^{3}He avec des noyaux cibles de ^{32}S.

A première vue, la détection des raies retardées semblent être dans les cordes d'un instrument spatial tel que le spectromètre gamma de *RHESSI*. Nous prédisons par exemple pour une éruption solaire similaire à celle du 28 octobre 2003 une fluence à une unité astronomique de plusieurs dizaines de photons par cm^2 dans la raie du ^{56}Co à 847 keV, alors que la surface efficace de détection de *RHESSI* à cette énergie est d'environ 55 cm^2 (Lin *et al.*, 2002). C'est donc

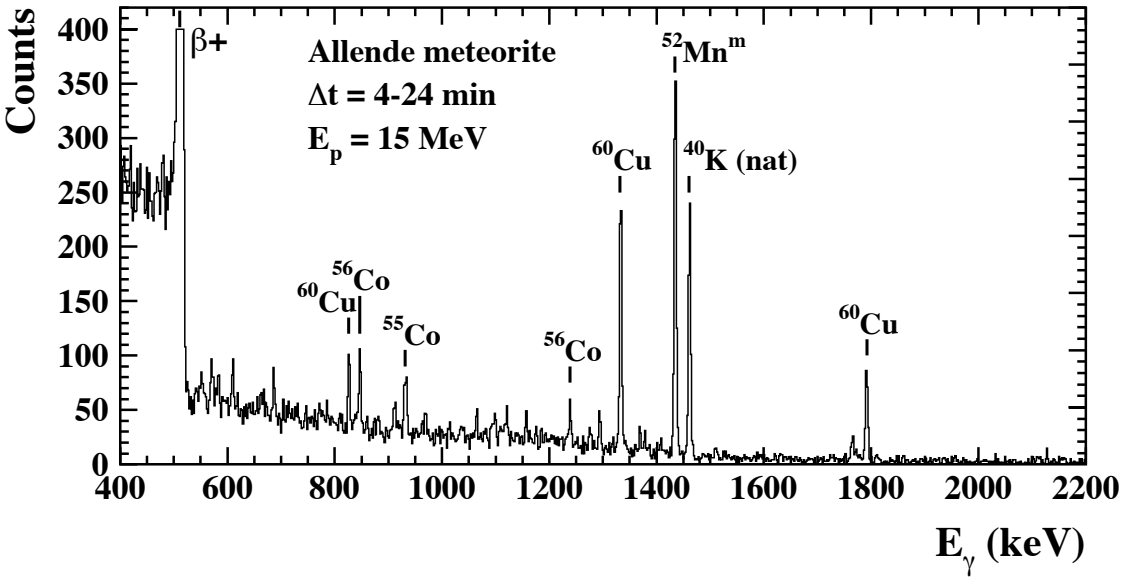

FIG. 1.4 – Spectre gamma observé après activation d'un échantillon de la météorite d'Allende avec un faisceau de protons de 15 MeV. Les données ont été accumulées de 4 à 24 minutes après l'arrêt de l'irradiation. Les noyaux émetteurs sont indiqués pour les raies les plus intenses. La raie à 1461 keV provient de la désintégration du ^{40}K présent dans l'aire expérimentale.

en principe ∼1000 photons solaires de 847 keV qui auraient pu être détectés à la fin de l'année 2003. Mais la recherche de cette émission avec *RHESSI* est malheureusement demeurée sans succès (communication privée de D. Smith). L'analyse des données est en effet compliquée par le fait que les mêmes raies de radioactivité sont produites dans l'instrument et le satellite du fait de l'activation des matériaux par les rayons cosmiques et les particules énergétiques solaires. La détection de la radioactivité gamma solaire devra donc attendre le développement d'une nouvelle génération d'instruments permettant de mieux séparer le signal astrophysique du bruit de fond instrumental (voir le chapitre *Conclusions et perspectives* à la fin de ce mémoire).

La sensibilité et les capacités d'imagerie de télescopes X tels que *NuSTAR* pourraient peut-être permettre de détecter l'émission prédite dans le domaine des rayons X. D'après nos calculs, la raie X la plus intense pendant ∼2 jours après l'éruption est celle à 6,92 keV (Fig. 1.3a), qui est produite à la fois dans la décroissance de l'isomère ^{58}Co^m ($T_{1/2}$=9,04 h) par la conversion d'un électron de la couche K et par la désintégration de ^{57}Ni ($T_{1/2}$=35,6 h) par capture électronique. Après ∼2 jours, la raie X la plus forte devient celle du Fe à 6,40 keV (Fig. 1.3b), qui résulte de la désintégration par capture électronique de ^{55}Co, ^{56}Co, et ^{58}Co^g ($T_{1/2}$=70,9 jours). Après une éruption solaire comparable en intensité à celle du 28 octobre 2003, un flux $F_X \gtrsim 10^{-5}$ photons cm^{-2} s^{-1} pourrait être émis pendant quelques jours dans ces deux raies. Pour une région active du soleil de ~ 1 arcmin^2 de surface (voir Hurford *et al.*, 2006), cela donne un flux par unité d'angle solide $I_X \gtrsim 120$ photons cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}. En comparaison, Hannah *et al.* (2010) ont obtenu avec *RHESSI* une limite supérieure de 6×10^{-3} photons cm^{-2} s^{-1} pour l'émission coronale du soleil calme entre 6 et 12 keV, soit $I_X < 90$ photons cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} avec l'angle solide couvert par le soleil à une unité astronomique, $\Omega = 6,8 \times 10^{-5}$ sr. Avec un télescope disposant d'une bonne résolution angulaire, les raies X de radioactivité des plus grosses éruptions solaires pourraient donc être distinguées de l'émission thermique de la couronne. Par contre, elles pourraient être masquées dans les premiers temps après l'éruption par l'émission du plasma chaud de la boucle magnétique. Une détection de l'émission non thermique

ne serait sans doute possible qu'une fois la température de ce plasma retombée en dessous de $\sim 3 \times 10^6$ K.

NuSTAR (*Nuclear Spectroscopic Telescope Array* ; Harrison *et al.* 2010), qui a été placé sur orbite le 13 juin 2012, est un télescope à rayons X sensible entre 5 et 80 keV. A côté de divers objets galactiques et extragalactiques, il observera le soleil à partir de 2013 dans le cadre d'un programme de recherches visant à étudier différents phénomènes d'accélération d'électrons à la surface de notre astre (Smith *et al.*, 2011). Nous proposons d'utiliser cet instrument pour tenter de détecter les raies retardées à 6,40 et 6,92 keV après une grosse éruption solaire. Avec une surface efficace de détection d'environ 800 cm^2 à 7 keV, il pourrait collecter plus de 700 photons de radioactivité solaire par jour. Si sa résolution en énergie est limitée, 0,4 keV à 6 keV, sa résolution angulaire de 17″ (largeur à mi-hauteur) pourrait lui permettre de distinguer l'émission de radioactivité provenant d'une région active localisée du rayonnement thermique coronal.

1.2 Nucléosynthèse de lithium dans les éruptions stellaires

Vu de loin, le soleil est sans doute une étoile ordinaire. Il est donc raisonnable de penser que les autres étoiles de la galaxie connaissent également des phénomènes nucléaires de surface. Des dizaines de tonnes de lithium pur peuvent être synthétisées dans une grosse éruption solaire (Ramaty *et al.*, 2000). Une preuve directe nous en est fournie par l'observation des raies à 478 et 429 keV, qui sont respectivement produites par les réactions dites α+α : ^{4}He(α,p)^{7}Li et ^{4}He(α,n)^{7}Be (le ^{7}Be se désintègre en ^{7}Li avec une période radioactive de 53 jours). Si toutes les étoiles de la Voie lactée font de même, cette nucléosynthèse a-t-elle contribué de manière significative à la teneur en lithium de la galaxie ?

Pendant un cycle solaire de 11 ans, il y a typiquement 375 grosses éruptions solaires libérant en moyenne une énergie cinétique de l'ordre de 10^{31} erg dans des ions accélérés à plus de 1 MeV par nucléon (Ramaty *et al.*, 2000). Moyennée sur un cycle solaire, la puissance contenue dans ces particules est donc d'environ 10^{25} erg s^{-1}. En supposant qu'il y ait dans notre galaxie 10^{11} étoiles ayant une activité similaire à celle du soleil, on obtient une puissance de $\sim 10^{36}$ erg s^{-1} disponible pour la nucléosynthèse dans les éruptions stellaires, ce qui est environ 10^5 fois plus faible que la puissance contenue dans les rayons cosmiques galactiques. Cela montre que cette nucléosynthèse particulière n'est pas importante pour l'enrichissement global de la galaxie. Mais elle est par contre susceptible de produire de nouveaux noyaux *in situ*, c'est-à-dire dans les atmosphères stellaires où les abondances des éléments sont généralement mesurées. C'est là le sujet de cette deuxième partie.

Les éléments légers Li, Be et B sont a priori les meilleurs révélateurs possibles de cette activité stellaire, car les éléments plus lourds sont synthétisés en trop grande quantité dans le cœur des étoiles, de sorte qu'un léger surplus à la surface serait sans doute indétectable. Dans la référence Tatischeff et Thibaud (2007), qui est incluse dans ce mémoire, nous présentons un calcul détaillé de l'efficacité de production des éléments légers dans les éruptions stellaires. Nous avons utilisé le même modèle d'interaction que pour nos études des éruptions solaires, à une différence près : dans les étoiles plus pauvres en métaux[14] que le soleil, les abondances de ^{12}C et des noyaux plus lourds ont été redimensionnées à la métallicité de l'étoile étudiée, tant pour la population d'ions accélérés que pour le gaz ambiant.

La figure 1 de Tatischeff et Thibaud (2007) montre les taux de production des éléments légers en fonction de l'indice spectral de la distribution en loi de puissance des ions rapides (s). Les calculs sont normalisés à une énergie cinétique totale de 1 erg contenue dans les protons

[14]En astrophysique, on appelle "métal" tout élément chimique plus lourd que l'hydrogène et l'hélium.

accélérés à plus de 10 MeV. On voit que les éruptions stellaires synthétisent majoritairement les isotopes du Li, en particulier le ^{6}Li. Pour s=3,5 (voir Sect. 1.1.1.2), le taux de production de cet isotope s'élève à 1,3 noyau par erg. Cette nucléosynthèse est principalement due aux interactions de ^{3}He accélérés avec des noyaux de ^{4}He de l'atmosphère stellaire, via la réaction ^{4}He(^{3}He,p)^{6}Li. Avec le rapport isotopique $^3\mathrm{He}/\alpha = 0,5$ typique des éruptions solaires impulsives (Reames, 1999) et du mécanisme d'accélération stochastique[15] (e.g., Temerin et Roth, 1992), la réaction ^{3}He+^{4}He compte pour 75% de cette production (toujours pour $s = 3,5$). L'essentiel du reste est due à la réaction ^{4}He(α,pn)^{6}Li.

Le taux de production du ^{7}Li est de 0,9 noyau par erg pour $s = 3,5$. Cet isotope est principalement synthétisé par les réactions α+α, de sorte que sa production est largement indépendante de la métallicité de l'étoile, comme celle du ^{6}Li . Ceci n'est pas vrai pour le Be et le B, qui sont essentiellement produits par des réactions de spallation des éléments C, N et O. A la métallicité solaire, on a $Q(^9\mathrm{Be}) = 0,012$ noyau erg^{-1}, $Q(^{10}\mathrm{B}) = 0,064$ noyau erg^{-1} et $Q(^{11}\mathrm{B}) = 0,020$ noyau erg^{-1}. A la surface d'une étoile de métallicité [Fe/H]=-2 (par définition, [Fe/H]=$\log[(\mathrm{Fe/H})/(\mathrm{Fe/H})_\odot]$, où (Fe/H)/(Fe/H)$_\odot$ est l'abondance de Fe dans l'atmosphère stellaire par rapport à la valeur solaire), ces taux de production sont divisés par 100.

Ces calculs montrent que les isotopes légers les plus efficacement synthétisés dans les éruptions stellaires sont ceux du Li. Ils suggèrent que ce processus de nucléosynthèse pourrait rendre compte de certaines mesures d'abondances de ^{6}Li et ^{7}Li parfois jugées "anormalement" élevées. Nous allons maintenant étudier plus en détail l'origine du ^{6}Li détecté dans des étoiles pauvres en métaux du halo de notre galaxie (Sect. 1.2.1), puis la corrélation observée entre l'abondance de Li dans l'atmosphère de jeunes étoiles et leur activité de surface (Sect. 1.2.2).

1.2.1 Sur l'origine du ^{6}Li dans de vieilles étoiles de notre galaxie

Smith *et al.* (1993) ont découvert que l'étoile HD 84937, qui est âgée d'environ 13,5 milliards d'années et fait partie du halo lumineux de la Voie lactée, contient des traces de ^{6}Li : $^6\mathrm{Li}/^7\mathrm{Li} = 0,05 \pm 0,02$. Quelques observations similaires ont suivi par la suite, jusqu'à l'année 2006 où Asplund et al. ont annoncé avoir étudié 24 étoiles pauvres en métaux du halo de la galaxie et avoir détecté du ^{6}Li avec un niveau de confiance $\geq 2\sigma$ dans neuf objets. Les mesures de Asplund *et al.* (2006) sont aujourd'hui discutées. Ainsi, Steffen *et al.* (2012) détectent du ^{6}Li à plus de 2σ dans seulement cinq étoiles du même échantillon. Mais quoi qu'il en soit, l'observation de ^{6}Li dans de telles étoiles est intéressante, car elle suggère l'existence d'un nouveau processus de nucléosynthèse. En effet, les abondances de ^{6}Li mesurées dans ces objets ne peuvent être expliquées par le modèle standard de la nucléosynthèse primordiale, ni par les réactions induites par les rayons cosmiques galactiques dans le milieu interstellaire (Prantzos, 2006, et références incluses).

Divers modèles de nucléosynthèse pré-galactique ont été imaginés pour rendre compte des observations de Asplund *et al.* (2006). Ces modèles prédisent un enrichissement en ^{6}Li du gaz protogalactique, de sorte que les vieilles étoiles de la Voie lactée devraient présenter un "plateau du ^{6}Li" semblable au fameux plateau des Spite[16]. Mais cette prédiction n'est pas supportée par les observations, qui suggèrent plutôt que seule une minorité de vieilles étoiles contiennent du ^{6}Li (Steffen *et al.*, 2012). Dans ce contexte, il semble possible que cet isotope ait été produit in

[15] Les éruptions stellaires étant vraisemblablement déclenchées par des phénomènes de reconnexion magnétique semblables à ceux opérant dans les éruptions solaires (voir par exemple Maehara *et al.*, 2012, et références incluses), il est probable que le mécanisme d'accélération stochastique soit également à l'œuvre à la surface des autres étoiles.

[16] Le plateau des Spite désigne la persistance de l'abondance de lithium dans de vieilles étoiles de la Voie lactée. Ce phénomène, qui a été découvert par Spite et Spite (1982), témoigne de la production de cet isotope par la nucléosynthèse du Big Bang.

situ par une succession d'éruptions de type solaire au cours de la vie d'étoiles particulièrement actives.

Si la nucléosynthèse induite par éruption stellaire a été proposée il y a bien longtemps (Canal *et al.*, 1975), le modèle développé par Tatischeff et Thibaud (2007) est sans doute le plus détaillé à ce jour pour en prédire les conséquences. Nous en résumons ici les principales hypothèses (le lecteur intéressé par les détails du formalisme pourra naturellement se reporter à la publication attenante).

(i) L'activité des étoiles de type solaire résulte de la génération et de l'amplification de champs magnétiques par effet dynamo dans la zone convective de surface. Le degré d'activité d'une étoile dépend en conséquence essentiellement de deux quantités : sa température effective et sa période de rotation. Le premier paramètre est un bon indicateur de la profondeur de l'enveloppe convective, alors que le second contrôle la vorticité injectée dans cette zone de l'étoile.

(ii) A métallicité fixée, la luminosité du rayonnement X d'une étoile de type solaire est un bon traceur de son activité. En effet, cette émission thermique résulte de processus de dissipation d'énergie magnétique dans la couronne de l'étoile. De nombreuses observations montrent qu'il y a une corrélation entre la luminosité en rayons X des étoiles et leur période de rotation : à température effective (ou indice de couleur) donnée, les étoiles qui tournent sur elle-même le plus rapidement sont les brillantes en rayons X (voir par exemple Pizzolato *et al.*, 2003).

(iii) La vitesse de rotation des étoiles diminue au cours du temps sous les effets conjugués du vent stellaire et du champ magnétique, qui emportent une partie du moment cinétique initial. En première approximation, la période de rotation d'une étoile de type solaire d'âge t_* peut s'écrire (Skumanich, 1972) :

$$P_{\rm rot}(t_*) = P_{\rm ZAMS}\sqrt{\frac{t_*}{t_{\rm ZAMS}}}\ , \tag{1.3}$$

où $P_{\rm ZAMS}$ est la période de rotation à l'âge zéro de la séquence principale[17].

(iv) Le taux de production de ^{6}Li (ou d'un autre isotope) à la surface d'une étoile dépend de son activité. On peut ainsi écrire pour une étoile de métallicité solaire

$$\dot{P}(^6{\rm Li}) = \dot{P}_\odot(^6{\rm Li})\left(\frac{L_X}{L_X^\odot}\right)^\alpha\ , \tag{1.4}$$

où $\dot{P}_\odot({\rm Li}) \approx 2\times10^{23}$ atomes s^{-1} est le taux moyen de production de ^{6}Li dans les éruptions solaires (voir ci-dessus), $L_X^\odot$ est la luminosité en rayons X moyenne du soleil ($L_X^\odot \sim 10^{27}$ erg s^{-1} dans la bande d'énergie dite de *ROSAT* 0,1–2,4 keV ; Peres *et al.* 2000) et L_X la luminosité de l'étoile dans la même gamme d'énergie. L'indice de la loi de puissance α est quelque peu incertain. Audard *et al.* (2000) ont établi à partir d'observations d'étoiles proches que la fréquence des grosses éruptions stellaires rayonnant plus de 10^{32} erg était pratiquement proportionnelle à la luminosité moyenne des étoiles dans le domaine des rayons X. Par ailleurs, la fluence des ions accélérés dans les éruptions solaires augmente de façon non linéaire avec l'énergie totale rayonnée (Feigelson *et al.*, 2002), ce qui suggère que α doit être $\gtrsim 1$. D'après les travaux de Feigelson *et al.* (2002) : $\alpha = 1,5$.

[17]La séquence principale est une bande d'étoiles apparaissant sur un diagramme de Hertzsprung-Russell. Elle correspond au stade d'évolution dans lequel se trouvent la plupart des étoiles, dont le soleil, au cours duquel l'hydrogène du cœur est transformé en hélium. L'âge zéro de la séquence principale (ou ZAMS pour *zero-age main sequence*) correspond à l'allumage des réactions nucléaires de combustion de l'hydrogène.

(v) Le ^{6}Li (ou tout autre isotope) synthétisé dans l'atmosphère d'une étoile est rapidement mélangé au gaz de la zone convective de surface. Il est alors sujet à une lente diminution d'abondance du fait de différents processus : combustion nucléaire à la base de la zone convective (notamment par la réaction ^{6}Li(p,α)^{3}He), décantation gravitationnelle, mélange par la rotation avec le gaz interne...

A partir de ces hypothèses, nous sommes en mesure de calculer la production cumulée de ^{6}Li à la surface de toute étoile de masse initiale M_*, métallicité [Fe/H] et rotation initiale $P_{\rm ZAMS}$, en fonction de son âge t_*. Nous utilisons tout d'abord la loi de Skumanich (Eq. 1.3) pour estimer $P_{\rm rot}(t)$ entre $t_{\rm ZAMS}$ et t_*, en déduisons l'évolution temporelle de l'activité de l'étoile, puis calculons $\dot{P}(^6{\rm Li})(t)$ à partir de l'équation (1.4). La masse de l'enveloppe convective dans laquelle le ^{6}Li est dilué, $M_{\rm cz}(t)$, et le taux de perte de cet isotope dans l'étoile, $\lambda_{\rm D}(t)$, sont estimées à partir de résultats de modèles stellaires (voir Richard *et al.*, 2002).

Dans Tatischeff et Thibaud (2007), nous avons utilisé une méthode Monte-Carlo pour générer à partir de ce modèle des distributions de fréquence du rapport ^{6}Li/^{7}Li à la surface d'étoiles pauvres en métaux situées à la fin de la séquence principale. Ces distributions théoriques ont alors été comparées de manière quantitative aux données de Asplund *et al.* (2006) et un bon accord a été trouvé. J'ai vérifié à l'écriture de ce mémoire que ce modèle fournit également une bonne description des données plus récentes de Steffen *et al.* (2012), qui sont statistiquement peu différentes de celles de Asplund *et al.* (2006). Le modèle permet notamment d'expliquer pourquoi le ^{6}Li n'est observé qu'à la surface de quelques étoiles. Notre interprétation est que ces étoiles étaient en rotation rapide quand elles ont atteint la séquence principale ($P_{\rm ZAMS} \sim 1$ jour ; voir Herbst et Mundt 2005 pour une détermination empirique de la distribution de fréquence de $P_{\rm ZAMS}$), de sorte qu'elles ont connu au cours de leur vie un niveau d'activité plus élevé que leurs congénères. Une conséquence de cette interprétation est que ces étoiles pourraient présenter encore maintenant une vitesse de rotation plus élevée que celle des objets sans ^{6}Li. Mais ~13,5 milliards d'années se sont écoulées depuis la naissance de ces astres et leur vitesse de rotation est maintenant bien faible, $v_{\rm rot} < 4$ km s^{-1}, de sorte que le test observationnel proposé est difficile à réaliser (voir la discussion dans la section 4.4 de Tatischeff et Thibaud, 2007).

1.2.2 Sur la corrélation entre l'abondance de Li et l'activité de jeunes étoiles de type solaire

Dans les jeunes amas ouverts tels que IC 2602 (âgé de ~30 Ma), IC 4665 (~35 Ma), α Persei (~50 Ma) ou Les Pléiades (~100 Ma), des étoiles naines ayant environ la même masse peuvent présenter des abondances de Li très différentes. Il est maintenant établi que les rapports Li/H mesurés dans ces amas sont corrélés à la rotation des étoiles : celles qui sont en rotation rapide et donc particulièrement actives sont généralement plus riches en Li (voir par exemple Soderblom *et al.*, 1993). Ceci est illustré sur la Figure 1.5a pour l'amas des Pléiades. On voit que pour une température effective $T_{\rm eff} \lesssim 5300$ K, ce qui correspond à une masse stellaire inférieure à $\sim 0.9\ M_\odot$, les membres de l'amas les plus lumineux en rayons X ont généralement plus de Li. La dispersion du rapport Li/H mesuré dans les Pléiades peut atteindre plus d'un ordre de grandeur à $T_{\rm eff}$ fixé. Elle est par contre bien plus faible et généralement compatible avec les erreurs observationnelles dans des amas ouverts plus âgés, tels que celui des Hyades (~600 Myr ; voir Fig. 1.5b).

Au-delà de cette dispersion, on observe sur les Figures 1.5a et b que l'abondance globale de Li augmente avec la température effective[18]. Cette tendance générale traduit le fait que l'appauvrissement en Li de l'atmosphère d'une étoile, qui est notamment dû à la réaction ^{7}Li(p,α)^{4}He

[18]Conformément à la représentation usuelle de la température effective dans un diagramme de Hertzsprung-

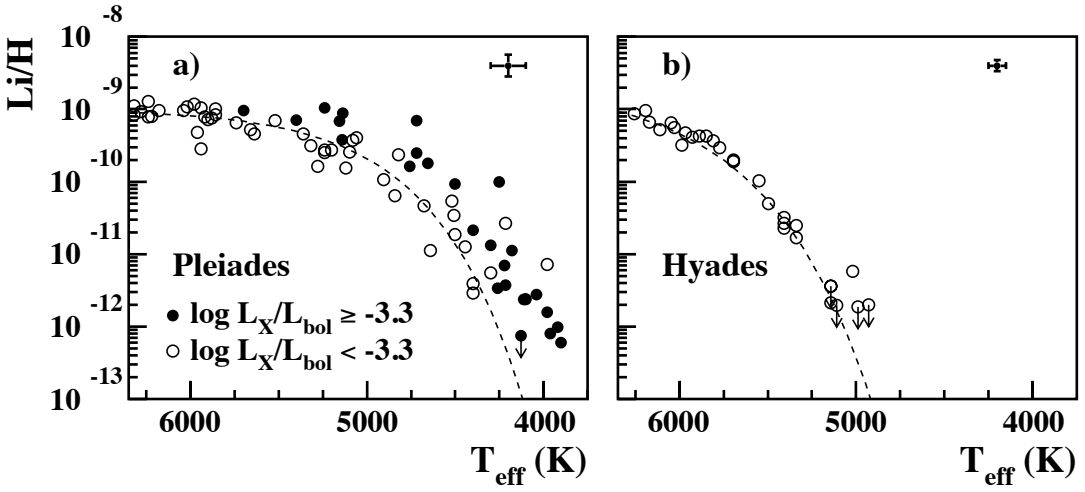

FIG. 1.5 – Abondances de Li en fonction de la température effective pour des étoiles des amas ouverts *(a)* des Pléiades et *(b)* des Hyades. *Cercles pleins* : $\log(L_X/L_{\rm bol}) \geq -3.3$; *cercles vides* : $\log(L_X/L_{\rm bol}) < -3.3$ (L_X est la luminosité en rayons X et $L_{\rm bol}$ la luminosité bolométrique). *Courbes en tirets* : fonctions exponentielles décroissantes ajustées aux données des étoiles de bas rapport $L_X/L_{\rm bol}$. Les barres d'erreur en haut à droite des figures sont représentatives des incertitudes de mesure. Les références des prises de données sont données dans Tatischeff et Thibaud (2008).

opérant à la base de la zone convective, est plus rapide dans les astres où l'enveloppe convective atteint des régions plus profondes (pour rappel $T_{\rm eff}$ est un bon indicateur de la taille de la zone convective de surface). Dans les modèles stellaires "standards", c'est-à-dire qui ne prennent pas en compte les effets de la rotation, de la perte de masse et du champ magnétique, l'appauvrissement en Li dépend seulement de la masse, la métallicité et l'âge de l'étoile. De ce fait, l'abondance de Li est considérée comme étant l'un des meilleurs indicateurs de l'âge des jeunes étoiles naines. Mais la corrélation de Li/H avec l'activité, qui n'est pas expliquée par les modèles stellaires standards, rend ces mesures d'âge plus incertaines.

La dispersion de Li/H résulte-t-elle de la nucléosynthèse de Li dans les éruptions stellaires ? La corrélation de l'abondance de Li avec l'activité stellaire pourrait le faire penser. Mais ces jeunes étoiles naines, dont la métallicité est plus forte que celle du soleil, ont des enveloppes convectives environ 10 à 1000 fois plus massives que celles des étoiles pauvres en métaux du halo de notre galaxie. Notre modèle de nucléosynthèse par éruption stellaire prédit alors que l'enrichissement de ces objets en Li produit in situ doit être négligeable, puisque les atomes synthétisés en surface sont par hypothèse dilués dans la masse de la zone convective (voir Sect. 1.2.1). Mais qu'en serait-il si au lieu de cela le Li produit dans les éruptions s'accumulait dans la haute atmosphère pendant un temps relativement long ? Après tout les phénomènes de mélange au niveau de la photosphère des étoiles et les temps caractéristiques associés sont très mal connus. Nous avons testé cette hypothèse quelque peu extrême en utilisant comme précédemment la luminosité en rayons X comme indicateur de l'activité des étoiles (Tatischeff et Thibaud, 2008). Nous avons alors pu montrer que les éruptions stellaires ne pouvaient rendre compte à la fois de la forte dispersion du rapport Li/H dans les Pléiades et de l'absence de dispersion dans les Hyades[19]. La corrélation entre Li/H et l'activité stellaire a donc une autre

Russel, l'axe des abscisses est inversé sur la Figure 1.5.

[19]La valeur médiane de la distribution en luminosité L_X des étoiles naines des Pléiades n'est qu'environ trois fois supérieur à celle des étoiles des Hyades. Cet écart ne peut expliquer à lui tout seul la différence de dispersion du rapport Li/H entre les deux amas.

origine.

Il est remarquable que les abondances de Li mesurées dans l'amas des Pléiades soient systématiquement plus faibles que l'abondance cosmique $(\mathrm{Li/H})_\odot = 2,3 \times 10^{-9}$ (Fig. 1.5a). Le fait qu'aucune étoile ne contienne une concentration en Li supérieure à celle du milieu interstellaire suggère que la dispersion des abondances est liée à un phénomène d'appauvrissement et non d'enrichissement de l'atmosphère stellaire[20]. King *et al.* (2010) ont récemment suggéré que la combustion du Li était moins efficace dans le cœur des toutes jeunes étoiles de la pré-séquence principale en rotation rapide. L'idée maîtresse de ces auteurs est que la rotation pourrait induire un accroissement du rayon de l'étoile, et donc une diminution de la température centrale et du taux de la réaction ^{7}Li(p,α)^{4}He dans le cœur. Ce phénomène pourrait donc bien rendre compte de la dispersion de Li/H observée dans de jeunes amas ouverts tels que celui des Pléiades.

Les modèles stellaires suggèrent que l'effet de la rotation pourrait être inverse sur la séquence principale : une rotation accrue engendrerait alors un surplus de mélange au pied de la zone de convection, entraînant une accélération de la combustion du Li. Cela expliquerait pourquoi la corrélation entre Li/H et l'activité stellaire s'annule pour les amas d'âge intermédiaire comme celui des Hyades (Fig. 1.5b) et semble s'inverser pour les amas ouverts de plusieurs milliards d'années (voir Jones *et al.*, 1999).

1.2.3 Peut-on observer en direct une production de Li dans des éruptions stellaires ?

La nucléosynthèse dans les éruptions stellaires peut rendre compte des abondances de ^{6}Li mesurées dans quelques étoiles du halo galactique. Mais le modèle proposé n'est pas facile à tester, car ces vieilles étoiles sont maintenant très peu actives (Sect. 1.2.1). Dans des étoiles plus "jeunes et dynamiques", des phénomènes complexes liés à la rotation sont susceptibles de cacher de faibles enrichissements en Li synthétisé in situ (Sect. 1.2.2). Alors comment s'assurer que les phénomènes nucléaires observés dans les éruptions solaires se produisent également à la surface d'autres étoiles ?

D'après les modèles stellaires standards, les jeunes étoiles naines de masse de l'ordre de 0,1–0,5 $M_\odot$, soit de température effective comprise entre 3000 et 3900 K sur la séquence principale (type spectral M0–M5), brûlent leur Li en moins de ∼50 Ma (voir D'Antona et Mazzitelli, 1994). Ce temps est bien inférieur à la durée de vie théorique de ces étoiles (> 100 Ga), ainsi qu'à l'âge de la Voie lactée (∼13,5 Ga). La plupart de ces objets ne devraient donc pas contenir de Li d'origine protostellaire (i.e. non produit par éruption stellaire). Mais certaines observations rapportées dans la littérature spécialisée sont intrigantes. Ainsi, Oppenheimer *et al.* (1997) ont détecté dans l'atmosphère de deux étoiles de type M5 ($T_{\mathrm{eff}} \sim 3000$ K) semblant appartenir à l'amas des Pléiades de relativement fortes concentrations de Li (Li/H $\approx 4 \times 10^{-10}$ et $\approx 10^{-9}$, à comparer aux données montrées sur la Fig. 1.5a). Mais si ces deux étoiles sont réellement âgées de ∼100 Ma (l'âge des Pléiades), d'après les modèles stellaires standards elles ne devraient pas contenir de Li. Alors, ce Li a-t-il été produit in situ par des éruptions stellaires ? Rien n'est moins sûr. Ces deux étoiles tournent sur elles-mêmes de façon très rapide et nous avons vu que la rotation est susceptible de préserver le Li protostellaire dans les jeunes étoiles (Sect. 1.2.2). Il est également possible que ces astres ne fassent pas partie de l'amas des Pléiades, mais se trouvent sur la ligne de visée par pure coïncidence. Ils ne seraient alors âgés que de 20 ± 10 Ma

[20] Il s'agit là d'une différence notable avec le problème de l'origine du ^{6}Li dans de vieilles étoiles du halo galactique, ces objets présentant des *surabondances* de cet isotope par rapport aux concentrations estimées dans les modèles de nucléosynthèse standards.

(Oppenheimer *et al.*, 1997). Quoi qu'il en soit, à l'heure actuelle, aucune explication ne peut rendre compte de ces observations de manière entièrement satisfaisante.

La preuve la plus directe de l'existence de ce processus de nucléosynthèse serait d'observer *en direct* une augmentation de la concentration de Li pendant une forte éruption stellaire. Il existe en fait déjà une observation de la sorte : Montes et Ramsey (1998) ont détecté dans un système stellaire binaire très actif (2RE J0743+224) un accroissement d'environ 40% de la largeur équivalente[21] de la raie d'aborption du Li neutre à 6707,8 Å pendant une éruption particulièrement longue ($\gtrsim 8$ jours). Ils ont également mesuré une augmentation significative du rapport ^{6}Li/^{7}Li au cours de cet évènement, ce qui est conforme à la prédiction théorique (voir la figure 1 de Tatischeff et Thibaud, 2007, ci-joint). Etant donné sa durée, ce sursaut résulte vraisemblablement de phénomènes différents de ceux à l'œuvre dans la majorité des éruptions stellaires. Mais en tout état de cause, ce résultat montre qu'une synthèse de Li dans une atmosphère stellaire peut être observée en direct.

Notre proposition est de rechercher l'apparition de la raie de résonance du Li I à 6708 Å pendant une forte éruption d'une étoile de type M0–M5. Il y a plusieurs naines de type M actives et donc brillantes en rayons X au voisinage du soleil, par exemple (voir Audard *et al.*, 2000) AD Leo (type M3, $V = 9,43$ mag[22], $L_X = 10^{28,95}$ erg[23]), EV Lac (M4.5, $V = 10,29$ mag, $L_X = 10^{28,74}$ erg), et GJ 411 (M2, $V = 7,49$ mag, $L_X = 10^{27,29}$ erg). Ces étoiles subissent environ une fois par jour une forte éruption rayonnant plus de 5×10^{32} erg en rayons X (Audard *et al.*, 2000). Dans les éruptions solaires impulsives, le rapport de la puissance dans les protons accélérés au-dessus de 10 MeV à la luminosité en rayons X du sursaut est typiquement $L_p^{\odot}(\geq 10 \text{ MeV})/L_X^{\odot} = 0,09$ (voir Lee *et al.*, 1998). Avec le taux de production théorique $Q(\text{Li}) \sim 2$ atomes par erg (voir ci-dessus), on en déduit que plus de 9×10^{31} atomes de Li peuvent être synthétisés à chacune de ces fortes éruptions stellaires. D'après le modèle de boucle magnétique (Sect. 1.1.1.1), le Li est produit dans les éruptions solaires à des profondeurs atmosphériques de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-1} g cm^{-2} (Hua *et al.*, 1989). Les modèles de Pavlenko *et al.* (1995) montrent que la raie d'absorption du Li I à 6708 Å provient de telles profondeurs dans les atmosphères des étoiles de type M : $d \lesssim 10^{-1}$ g cm^{-2} . Ainsi, les éruptions de ces étoiles pourraient synthétiser des atomes de Li directement dans la région où se forme la forte raie de résonance à 6708 Å. Le nombre d'atomes de H dans cette région est de l'ordre de $4\pi R^2 d/(1,4 m_p) \lesssim 4 \times 10^{44}$, où m_p est la masse du proton et $R \approx 0,4\ R_{\odot}$ le rayon typique des naines de type M sur la séquence principale. Une production de plus de 9×10^{31} atomes de Li conduirait donc à une abondance *moyenne* dans cette zone $\text{Li/H} > 2.2 \times 10^{-13}$. D'après Pavlenko *et al.* (1995), une telle concentration dans l'atmosphère d'une étoile de température effective $T_{\text{eff}} = 3000$ K et gravité de surface $\log g = 5$ produit une raie du Li I à 6708 Å de largeur équivalente supérieure à 80 mÅ. Mais le modèle de ces auteurs s'applique à une atmosphère stellaire au repos, similaire à celle du soleil, tandis que la région de production du Li pourrait être chauffée de manière significative par le dépôt d'énergie de l'éruption. Par ailleurs, les calculs de Pavlenko *et al.* (1995) supposent que l'atmosphère est chimiquement homogène, alors que le Li fraîchement synthétisé devrait s'accumuler au voisinage de la région active ayant engendré l'éruption. Ces deux effets pourraient contribuer à diminuer la force de la raie d'absorption.

Deux méthodes peuvent être envisagées pour tenter de découvrir la variation spectrale prédite : entreprendre un monitorage de l'émission optique de quelques objets préalablement

[21]En astronomie, la largeur équivalente mesure l'intensité d'une raie par rapport à l'intensité différentielle de l'émission continue prise à la même énergie. Elle s'exprime en unité d'énergie.

[22]Magnitude visuelle.

[23]Luminosité moyenne de 0,01 à 10 keV, soit dans une gamme d'énergie à cheval entre l'ultraviolet extrême et le domaine des rayons X.

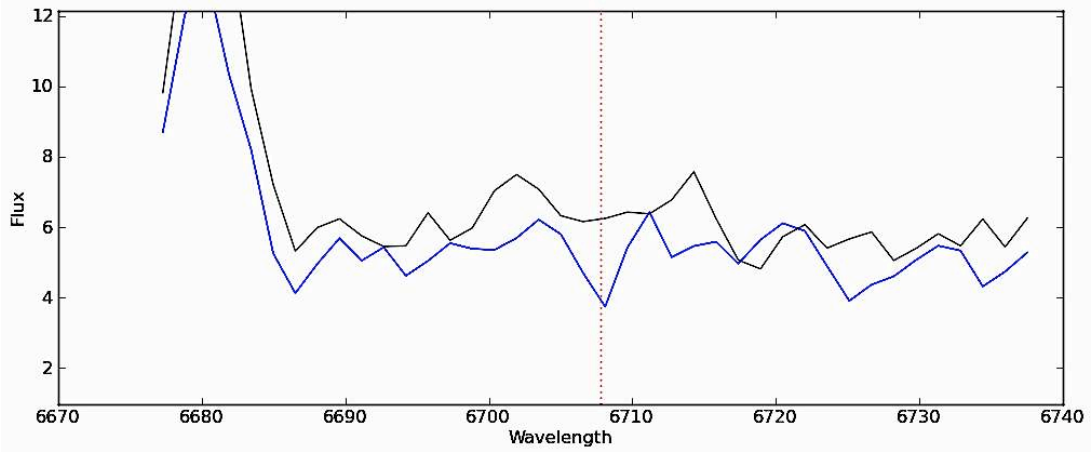

FIG. 1.6 – Exemple de deux spectres optiques d'une étoile de type M5 enregistrés au cours d'une même nuit dans le cadre du programme SDSS (flux du rayonnement détecté en unité arbitraire en fonction de la longueur d'onde en Å). Chaque spectre a été accumulé pendant environ 10 min. Au cours de la deuxième observation (spectre en bleu), l'intensité de la raie Hα à 6563 Å (non visible sur la figure) a augmenté de manière significative, signe d'une violente éruption à la surface de l'étoile. On observe en même temps l'apparition d'une structure à 6708 Å, qui pourrait être associée à une augmentation de la largeur équivalente de la raie d'absorption du Li. Néanmoins, le faible rapport signal sur bruit de ces spectres ne nous permet pas de conclure (voir texte).

sélectionnés ou explorer un grand nombre de données astronomiques de manière systématique. Nous avons brièvement essayé cette dernière méthode avec deux collègues travaillant aux Etats-Unis sur le *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) : Thomas Hettinger et Tim Beers (le second étant le directeur de thèse du premier). Le SDSS est un programme d'observations d'objets célestes utilisant un télescope optique dédié de 2,5 mètres de diamètre situé à l'observatoire d'Apache Point au Nouveau-Mexique (Etats-Unis). Les spectres d'émission des objets sont obtenus par l'ajout de plusieurs expositions individuelles (généralement 3 à 5), d'environ 10 à 20 min, habituellement réalisées au cours d'une même nuit. Si l'intérêt premier de cette procédure est de permettre une meilleure correction de certains effets systématiques, elle rend également possible l'étude de divers phénomènes variables, tels que les éruptions stellaires. Hilton *et al.* (2010) ont étudié avec le SDSS certaines propriétés des sursauts des naines de type M (fréquence, cycle utile, temps caractéristiques etc...) à partir de la variation des raies d'émission Hα et Hβ (les deux premières raies de la série de Balmer). Ils ont identifié 63 éruptions dans une base de données portant sur $\sim$38 000 étoiles naines. Le travail de Thomas Hettinger et Tim Beers dans le cadre de notre projet a consisté à rechercher une variation de la raie du Li à 6708 Å dans les spectres de ces 63 éruptions ; et ils ont identifié certaines observations suggérant une variation, voire une apparition de cette raie en coïncidence avec une forte augmentation de la raie Hα à 6563 Å. La Figure 1.6 nous en donne une illustration. Mais elle montre également le faible rapport signal sur bruit de ces spectres, qui résulte de temps d'exposition trop courts par rapport à la magnitude visuelle de l'étoile. En conséquence, ces données ne sont pas exploitables pour notre problème.

La détection de Li dans des étoiles de type M nécessite des observations à haute résolution spectrale, car la raie à 6708 Å peut être noyée dans une bande moléculaire du monoxyde de titane (TiO) prépondérante dans les spectres optiques de ces objets. De relativement longues expositions d'étoiles suffisamment proches apparaissent nécessaires. Les trois objets susmentionnés semblent être de bon candidats : AD Leo (distance $D = 4,90$ pc), EV Lac ($D = 5,05$ pc),

et GJ 411 ($D = 2,55$ pc). La fréquence des fortes éruptions de ces étoiles (Audard *et al.*, 2000) nous permet d'espérer qu'un monitorage de leur émission optique pendant quelques nuits pourrait révéler une variation de la raie du Li[24].

L'enjeu est de taille, puisqu'il s'agirait d'observer un phénomène nucléaire à la surface d'une autre étoile que le soleil. En cas de succès, une telle détection nous permettrait par exemple d'estimer l'énergie cédée aux particules accélérées et de la comparer à l'émission thermique dans la raie Hα. L'observation d'un déclin de la raie du Li après l'éruption nous fournirait également de précieuses informations sur les processus de mélange à l'œuvre dans les atmosphères des étoiles. Alors, essayons...

[24]Ces trois étoiles peuvent être notamment observées depuis l'Observatoire de Haute-Provence. Des contacts ont d'ores et déjà été noués avec Piercarlo Bonifacio et ses collègues du laboratoire GEPI de l'Observatoire de Paris pour discuter de ce programme.

The Astrophysical Journal Supplement Series, 165:606–617, 2006 August
© 2006. The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in U.S.A.

DELAYED X- AND GAMMA-RAY LINE EMISSION FROM SOLAR FLARE RADIOACTIVITY

V. Tatischeff
CSNSM, IN2P3-CNRS and Université Paris-Sud, F-91405 Orsay Cedex, France; tatische@csnsm.in2p3.fr

B. Kozlovsky
School of Physics and Astronomy, Tel Aviv University, Ramat Aviv, Tel Aviv 69978, Israel

J. Kiener
CSNSM, IN2P3-CNRS and Université Paris-Sud, F-91405 Orsay Cedex, France

and

R. J. Murphy
E. O. Hulburt Center for Space Research, Code 7650, Naval Research Laboratory, Washington, DC 20375
Received 2006 February 8; accepted 2006 April 13

ABSTRACT

We have studied the radioactive line emission expected from solar active regions after large flares, following the production of long-lived radioisotopes by nuclear interactions of flare-accelerated ions. This delayed X- and gamma-ray line emission can provide unique information on the accelerated particle composition and energy spectrum, as well as on mixing processes in the solar atmosphere. Total cross sections for the formation of the main radioisotopes by proton, ^{3}He, and α-particle reactions are evaluated from available data combined with nuclear reaction theory. Thick-target radioisotope yields are provided in tabular form, which can be used to predict fluxes of all of the major delayed lines at any time after a gamma-ray flare. The brightest delayed line for days after the flare is found to be the 511 keV positron-electron annihilation line resulting from the decay of several β^+ radioisotopes. After $\sim$2 days however, the flux of the e^+–e^- annihilation line can become lower than that of the 846.8 keV line from the decay of ^{56}Co into ^{56}Fe. Our study has revealed other delayed gamma-ray lines that appear to be promising for detection, e.g., at 1434 keV from the radioactivity of both the isomer ^{52}Mn^m ($T_{1/2} = 21.1$ minutes) and the ground state ^{52}Mn^g ($T_{1/2} = 5.59$ days), 1332 and 1792 keV from ^{60}Cu ($T_{1/2} = 23.7$ minutes), and 931.1 keV from ^{55}Co ($T_{1/2} = 17.5$ hr). The strongest delayed X-ray line is found to be the Co Kα at 6.92 keV, which is produced from both the decay of the isomer ^{58}Co^m ($T_{1/2} = 9.04$ hr) by the conversion of a K-shell electron and the decay of ^{57}Ni ($T_{1/2} = 35.6$ hr) by orbital electron capture. Prospects for observation of these lines with *RHESSI* or future space instruments are discussed.

Subject headings: nuclear reactions, nucleosynthesis, abundances — Sun: flares — Sun: X-rays, gamma rays

Online material: color figures

1. INTRODUCTION

Gamma-ray lines from solar flares were first observed in 1972 with the Gamma-Ray Spectrometer (GRS) on board the *OSO-7* satellite (Chupp et al. 1973). Since then, repeated observations with various space missions, including the *Solar Maximum Mission* GRS (e.g., Share & Murphy 1995), all four *Compton Gamma Ray Observatory* instruments (e.g., Share et al. 1997) and the *Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager* (*RHESSI*; e.g., Lin et al. 2003), have firmly established gamma-ray astronomy as an important tool for studying the active Sun. Prompt gamma-ray lines are produced from deexcitation of nuclei excited by nuclear interactions of flare-accelerated particles with the solar atmosphere. Detailed spectroscopic analyses of this emission have furnished valuable information on the composition of the ambient flare plasma, as well as on the composition, energy spectrum, and angular distribution of the accelerated ions (e.g., Ramaty & Mandzhavidze 2000; Share & Murphy 2001; Lin et al. 2003; Kiener et al. 2006). Additional information about the density and temperature of the ambient plasma is obtained from the positron-electron annihilation line at 0.511 MeV (Murphy et al. 2005) and the neutron capture line at 2.223 MeV (Hua et al. 2002 and references therein).

The bombardment of the solar atmosphere by flare-accelerated ions can also synthesize radioactive nuclei, whose decay can produce observable, delayed gamma-ray lines in the aftermath of large flares. One of the most promising of such lines is at 846.8 keV resulting from the decay of ^{56}Co (half-life $T_{1/2} = 77.2$ days) into the first excited state of ^{56}Fe (Ramaty & Mandzhavidze 2000; Kozlovsky et al. 2002). Ramaty & Mandzhavidze (2000) calculated the time dependence of the 846.8 keV line emission that would have been expected after the 6 X-class flares of 1991 June. Smith et al. are now searching for this delayed line emission with the *RHESSI* spectrometer after the very intense series of flares that occurred between 2003 October 28 and November 4 (the analysis is in progress, D. Smith 2006, private communication).

The observation of solar radioactivity can be important for at least two reasons. First, the radioisotopes can serve as tracers to study mixing processes in the solar atmosphere (Ramaty & Mandzhavidze 2000). In addition, their detection should provide a new insight into the spectrum and fluence of flare-accelerated ions. In particular, since the accelerated heavy nuclei are believed to be significantly enhanced as compared to the ambient medium composition (e.g., Murphy et al. 1991), the radioisotopes are expected to be predominantly produced by interactions of fast heavy ions with ambient hydrogen and helium. Thus, the

TABLE 1
RADIOACTIVE X- AND GAMMA-RAY LINE EMITTERS ORDERED BY LIFETIME

Isotope	Half-Life[a]	Photon Energy (keV) and Intensity[b](%)
^{13}N	9.965 (4) m	511 (99.8)
^{11}C	20.385 (20) m	511 (99.8)
^{52}Mn^m	21.1 (2) m	511 (98.2), 1434 (99.8)
^{60}Cu	23.7 (4) m	7.47 (2.5), 511 (93.0), 826.4 (21.7), 1332 (88.0), 1792 (45.4)
^{34}Cl^m	32.00 (4) m	146.4 (40.5), 511 (54.3), 1177 (14.1), 2127 (42.8), 3304 (12.3)
^{47}V	32.6 (3) m	511 (96.5)
^{63}Zn	38.47 (5) m	8.04 (2.5), 511 (92.7)
^{49}Cr	42.3 (1) m	4.95 (2.5), 62.3 (16.4), 90.6 (53.2), 152.9 (30.3), 511 (92.6)
^{51}Mn	46.2 (1) m	511 (97.1)
^{18}F	109.77 (5) m	511 (96.7)
^{56}Mn	2.5789 (1) h	846.8 (98.9), 1811 (27.2), 2113 (14.3)
^{45}Ti	184.8 (5) m	4.09 (2.3), 511 (84.8)
^{61}Cu	3.333 (5) h	7.47 (12.6), 283.0 (12.2), 511 (61.0), 656.0 (10.8)
^{43}Sc	3.891 (12) h	372.9 (22.5), 511 (88.1)
^{44}Sc	3.97 (4) h	511 (94.3), 1157 (99.9)
^{52}Fe	8.275 (8) h	5.90 (11.2), 168.7 (99.2), 511 (55.5)
^{58}Co^m	9.04 (11) h	6.92 (23.8)
^{24}Na	14.9590 (12) h	1369 (100), 2754 (99.9)
^{55}Co	17.53 (3) h	6.40 (6.5), 477.2 (20.2), 511 (76.0), 931.1 (75.0), 1408 (16.9)
^{57}Ni	35.60 (6) h	6.92 (16.7), 127.2 (16.7), 511 (43.6), 1378 (81.7), 1920 (12.3)
^{52}Mn^g	5.591 (3) d	5.41 (15.5), 511 (29.6), 744.2 (90.0), 935.5 (94.5), 1434 (100)
^{48}V	15.9735 (25) d	4.51 (8.6), 511 (50.3), 983.5 (100), 1312 (97.5)
^{7}Be	53.22 (6) d	477.6 (10.4)
^{58}Co^g	70.86 (6) d	6.40 (23.0), 511 (14.9), 810.8 (99.4)
^{56}Co	77.233 (27) d	6.40 (21.8), 511 (19.0), 846.8 (99.9), 1038 (14.2), 1238 (66.9), 1771 (15.5), 2598 (17.3)

[a] The half-life uncertainty is indicated by the number in parenthesis, which represents the uncertainty in the least significant digit(s). The units are (m) minute, (h) hour and (d) day. The decay data are extracted from the NuDat database (http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/).

[b] Number of line photons emitted per 100 radioactive decays, except for the 511 keV positron annihilation line for which the given intensity is for the positron production. All Kα-X- and gamma-ray lines with intensities greater than 2% and 10%, respectively, were considered.

delayed line emission can provide a valuable measurement of the accelerated metal enrichment.

We performed a systematic study of the radioactive line emission expected after large solar flares. In addition to gamma-ray lines emitted from deexcitation of daughter nuclei, we considered radioactivity X-ray lines that can be produced from the decay of proton-rich isotopes by orbital electron capture or the decay of isomeric nuclear levels by emission of a conversion electron. We also treated the positron-electron annihilation line resulting from the decay of long-lived β^+ emitters. The radioisotopes that we studied are listed in Table 1, together with their main decay lines. We selected radioactive X- and gamma-ray line emitters that can be significantly produced in solar flares (see § 2) and with half-lives between $\sim$10 minutes, which is the typical duration of large gamma-ray flares (Vestrand et al. 1999), and 77.2 days (^{56}Co half-life). We neglected radioisotopes with mean lifetime τ_r greater than that of ^{56}Co, because (1) their activity ($\dot{N}_r = N_r/\tau_r$) is lower and (2) their chance of surviving at the solar surface is also lower.

In § 2, we present the total cross sections for the production of the most important radioactive nuclei. In § 3, we describe our thick-target yield calculations of the radioisotope synthesis. The results for the delayed line emission are presented in § 4. Prospects for observations are discussed in § 5.

2. RADIOISOTOPE PRODUCTION CROSS SECTIONS

All of the radioactive nuclei shown in Table 1 can be significantly produced in solar flares by H and He interactions with elements among the most abundant of the solar atmosphere and accelerated particles: He, C, N, O, Ne, Mg, Al, Si, S, Ar, Ca, Cr, Mn, Fe, and Ni.[1] We did not consider the production of radioisotopes with atomic number $Z > 30$. We also neglected a number of very neutron-rich nuclei (e.g., ^{28}Mg, ^{38}S, . . .), whose production in solar flares should be very low.

Most of the radioisotopes listed in Table 1 are proton-rich, positron emitters. Their production by proton and α-particle reactions with the abundant constituents of cosmic matter was treated in detail by Kozlovsky et al. (1987). The work of these authors was extended by Kozlovsky et al. (2004) to include β^+ emitter production from the most important reactions induced by accelerated ^{3}He. However, new laboratory measurements have allowed us to significantly improve the evaluation of a number of cross sections for the production of important positron emitters. In the following, we present updated cross sections for the formation of ^{34}Cl^m, ^{52}Mn^g, ^{52}Mn^m, ^{55}Co, ^{56}Co, ^{57}Ni, ^{58}Co^g, ^{60}Cu, and ^{61}Cu, by proton, ^{3}He, and α reactions in the energy range 1–10^3 MeV nucleon^{-1}. In addition, we evaluate cross sections for the production of the four radioactive nuclei of Table 1 that are not positron emitters: ^{7}Be, ^{24}Na, ^{56}Mn, and ^{58}Co^m.

[1] Kuzhevskij et al. (2005) recently claimed that nuclear interactions between fast and ambient heavy nuclei can be important for the formation of rare isotopes in solar flares. We evaluated the significance of these reactions by using the universal parameterization of total reaction cross sections given by Tripathi et al. (1996). Assuming a thick target interaction model, a power-law source spectrum for the fast ions and standard compositions for the ambient and accelerated nuclei (see § 3), we found that the heavy ion collisions should contribute less than a few percent of the total radioisotope production and can therefore be safely neglected.

TABLE 2
RADIOISOTOPE PRODUCTION REACTIONS

Isotope	Reactions
^{7}Be	^{4}He(α, n), ^{12}C(p, x), ^{12}C(^{3}He, x), ^{12}C(α, x), ^{14}N(p, x), ^{14}N(α, x), ^{16}O(p, x), ^{16}O(α, x)
^{24}Na	^{22}Ne(^{3}He, p), ^{22}Ne(α, pn), ^{25}Mg(p, $2p$), ^{26}Mg(p, $2pn$), ^{nat}Mg(α, x), ^{27}Al(p, $3pn$),[a] ^{nat}Si(p, x)
^{34}Cl^{m}	^{32}S(^{3}He, p), ^{32}S(α, pn), ^{34}S(p, n), ^{sol}Ar(p, x)[b]
^{52}Mn^{g,m}	^{nat}Cr(p, x), ^{nat}Cr(^{3}He, x)^{52}Mn^{m},[c] ^{nat}Fe(p, x), ^{nat}Fe(α, x)
^{56}Mn	^{55}Mn(^{3}He, $2p$), ^{55}Mn(α, $2pn$), ^{57}Fe(p, $2p$), ^{nat}Fe(α, x)
^{55}Co	^{nat}Fe(p, x), ^{nat}Fe(^{3}He, x), ^{nat}Fe(α, x), ^{nat}Ni(p, x), ^{nat}Ni(α, x)
^{56}Co	^{nat}Fe(p, x), ^{nat}Fe(^{3}He, x), ^{nat}Fe(α, x), ^{nat}Ni(p, x), ^{nat}Ni(α, x)
^{57}Ni	^{nat}Fe(p, x), ^{nat}Fe(^{3}He, x), ^{nat}Fe(α, x), ^{nat}Ni(p, x), ^{nat}Ni(^{3}He, x), ^{nat}Ni(α, x)
^{58}Co^{g,m}	^{55}Mn(α, n), ^{nat}Fe(^{3}He, x), ^{nat}Fe(α, x), ^{nat}Ni(p, x), ^{nat}Ni(^{3}He, x), ^{nat}Ni(α, x)
^{60}Cu	^{nat}Ni(p, x), ^{nat}Ni(^{3}He, x), ^{nat}Ni(α, x)
^{61}Cu	^{nat}Ni(^{3}He, x), ^{nat}Ni(α, x)

[a] Here and in the following, the notation "xpn" in the reaction output channel denotes $xp + n$, $(x-1)p + d$ or $(x-2)p + {}^{3}$He (if $x \geq 2$).
[b] The notation ^{sol}Ar means Ar of solar isotopic composition (see text).
[c] The contribution of ^{3}He + ^{nat}Cr collisions to ^{52}Mn^{g} production was safely neglected.

The reactions that we studied are listed in Table 2. We considered proton, ^{3}He, and α-particle interactions with elements of atomic numbers close to that of the radioisotope of interest and that are among the most abundant of the solar atmosphere. Spallation reactions with more than four outgoing particles were generally not selected, because their cross sections are usually too low and their threshold energies too high to be important for solar flares. We generally considered reactions with elements of natural isotopic compositions, because, except for H and the noble gases, the terrestrial isotopic compositions are representative of the solar isotopic abundances (Lodders 2003). Furthermore, most of the laboratory measurements we used were performed with natural targets.

Most of the cross section data were extracted from the EXFOR database for experimental reaction data.[2] When laboratory measurements were not available or did not cover the full energy range, we used three different nuclear reaction codes to obtain theoretical estimates. Below a few hundred MeV (total kinetic energy of the fast particles), we performed calculations with both EMPIRE-II (version 2.19; Herman et al. 2004) and TALYS (version 0.64; Koning et al. 2005). These computer programs account for major nuclear reaction models for direct, compound, pre-equilibrium, and fission reactions. They include comprehensive libraries of nuclear structure parameters, such as masses, discrete level properties, resonances, and gamma-ray parameters. The TALYS and EMPIRE-II calculations were systematically compared with available data, and the agreement was generally found to be better than a factor of 2. We obtained, however, more accurate predictions for isomeric cross sections with TALYS than with EMPIRE-II.

Above the energy range covered by TALYS and EMPIRE-II, we used the "Silberberg & Tsao code" (Silberberg et al. 1998 and references therein) when experimental cross section data for proton-nucleus spallation reactions were lacking. This code is based on the semiempirical formulation originally developed by Silberberg & Tsao (1973) for estimates of cross sections needed in cosmic-ray physics. It has been updated several times as new cross sections measurements have become available (Silberberg et al. 1998). For spallation reactions induced by α-particles above $\sim$100 MeV nucleon^{-1}, we used the approximation (Silberberg & Tsao 1973)

$$\sigma_{\alpha}(E) = X\sigma_{p}(4E), \tag{1}$$

where E is the projectile kinetic energy per nucleon, σ_{α} and σ_{p} are the cross sections for the α-particle- and proton-induced reactions leading to the same product, and

$$X = \begin{cases} 1.6, & \Delta A \lesssim 3, \\ 2, & \Delta A > 3, \end{cases} \tag{2}$$

where ΔA is the difference between target and product masses.

2.1. ^{7}Be *Production*

The relevant cross sections for ^{7}Be production are shown in Figure 1. The cross section for the reaction ^{4}He(α, n)^{7}Be (Fig. 1, *dashed curve labeled* "^{4}He") is from the measurements of King et al. (1977) from 9.85 to 11.85 MeV nucleon^{-1} and Mercer et al. (2001 and references therein) above $\sim$15.4 MeV nucleon^{-1}. The cross sections for the proton reactions with ^{12}C, ^{14}N and ^{16}O (Fig. 1, *solid curves*) are from the extensive measurements of Michel et al. (1997 and references therein). The cross sections for the α-particle reactions with ^{12}C, ^{14}N, and ^{16}O (*dashed curves*

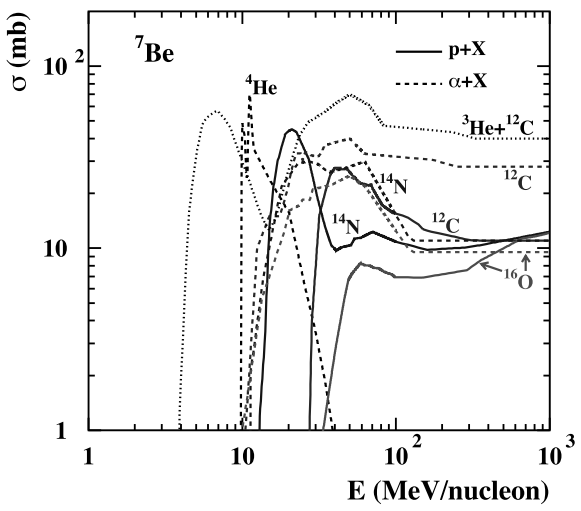

FIG. 1.—Cross sections for the production of ^{7}Be from ^{3}He interactions with ^{12}C, the ^{4}He(α, n)^{7}Be reaction, and proton and α reactions with ^{12}C, ^{14}N, and ^{16}O. [*See the electronic edition of the Supplement for a color version of this figure.*]

[2] See http://www.nndc.bnl.gov/exfor/.

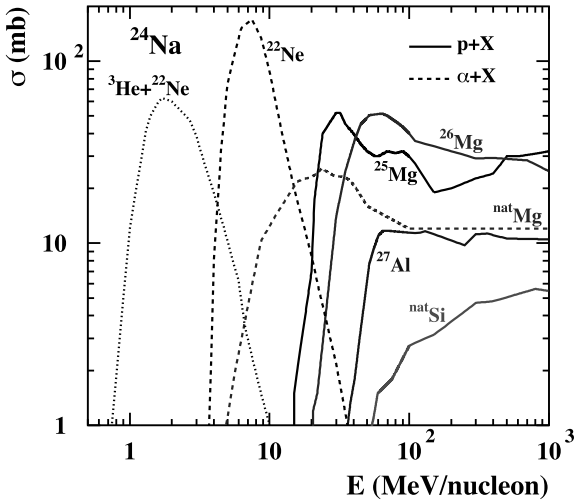

FIG. 2.—Cross sections for the production of ^{24}Na from proton reactions with ^{25}Mg, ^{26}Mg, ^{27}Al, and ^{nat}Si, α reactions with ^{22}Ne and ^{nat}Mg, and ^{3}He interactions with ^{22}Ne. [*See the electronic edition of the Supplement for a color version of this figure.*]

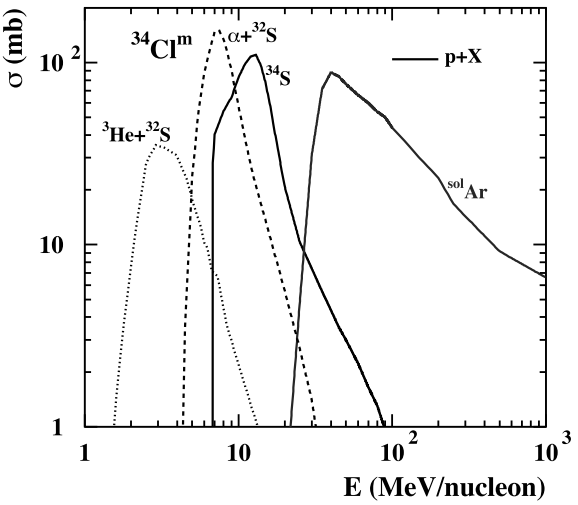

FIG. 3.—Cross sections for the production of ^{34}Cl^{m} from proton reactions with ^{34}S and Ar of solar isotopic composition (see text), and ^{3}He and α reactions with ^{32}S. [*See the electronic edition of the Supplement for a color version of this figure.*]

labeled "^{12}C," "^{14}N," and "^{16}O" in Fig. 1) are from the measurements of Lange et al. (1995) below 42 MeV nucleon^{-1} and from TALYS calculations at 50 and 62.5 MeV nucleon^{-1}. At higher energies, we used the data compilation of Read & Viola (1984) and assumed the ^{7}Be production cross sections to be half of the isobaric cross sections for producing the mass $A = 7$ fragment from spallation of the same target isotope. The cross section for the reaction ^{12}C(^{3}He, x)^{7}Be (Fig. 1, *dotted curve*) is from Ditrói et al. (1995) below 9.1 MeV nucleon^{-1} and from TALYS calculations from 10 to 83.3 MeV nucleon^{-1}. At higher energies, we extrapolated the cross section assuming the same energy dependence as the one for the ^{12}C(α, x)^{7}Be reaction. We neglected the production of ^{7}Be from ^{3}He reactions with ^{14}N and ^{16}O.

2.2. ^{24}Na *Production*

The relevant cross sections for ^{24}Na production are shown in Figure 2. The cross section for the reaction ^{25}Mg(p, $2p$)^{24}Na is from Meadows & Holt (1951) below 105 MeV, Reeder (1969) in the energy range 105–300 MeV and above 400 MeV, and Korteling & Caretto (1970) at 300 and 400 MeV. The cross section for the reaction ^{26}Mg(p, $2pn$)^{24}Na is also from Meadows & Holt (1951) and Korteling & Caretto (1970) below 400 MeV. Its extrapolation at higher energies was estimated from calculations with the Silberberg & Tsao code. The cross sections for the proton reactions with ^{27}Al and ^{nat}Si are from the measurements of Michel et al. (1997). The cross section for the reaction ^{nat}Mg(α, x)^{24}Na is from the data of Lange et al. (1995) below 42 MeV nucleon^{-1} and from TALYS calculations at 50 and 62.5 MeV nucleon^{-1}. Above 100 MeV nucleon^{-1}, the $\alpha+$ ^{nat}Mg cross section was estimated from equations (1) and (2), and the $p+^{25}$ Mg and $p+^{26}$ Mg cross sections discussed above. The cross sections for the reactions ^{22}Ne(α, pn)^{24}Na and ^{22}Ne (^{3}He, p)^{24}Na are not available in the literature and were estimated from calculations with the TALYS and EMPIRE-II codes, respectively.

2.3. ^{34}Cl^{m} *Production*

Shown in Figure 3 are cross sections for production of the first excited (isomeric) state of ^{34}Cl (^{34}Cl^{m}, $T_{1/2} = 32$ minutes) at an excitation energy of 146.4 keV. The cross section data for these reactions are scarce. The cross section for the reaction ^{32}S(^{3}He, p)^{34}Cl^{m} was measured by Lee & Markowitz (1974) from 1.4 to $\sim$7.3 MeV nucleon^{-1}. Its rapid fall at higher energies was estimated from TALYS calculations. The cross section of the reaction ^{34}S(p, n)^{34}Cl^{m} was measured by Hintz & Ramsey (1952) from threshold to $\sim$90 MeV. However, as the decay scheme of ^{34}Cl was not well known in 1952, it is not clear which fraction of the isomeric state was populated in this experiment. We thus did not use these data but have estimated the cross section from TALYS calculations. We also used theoretical evaluations from the TALYS and the Silberberg & Tsao codes for the reactions ^{32}S(α, pn)^{34}Cl^{m} and ^{sol}Ar(p, x)^{34}Cl^{m}. In this latter reaction, the notation ^{sol}Ar means Ar of solar isotopic composition[3] and the cross section was obtained by weighting the cross sections for proton reactions with ^{36}Ar, ^{38}Ar, and ^{40}Ar by the relative abundances of these three isotopes in the solar system.

2.4. ^{52}Mn^{g,m} *Production*

The production of the ground state of ^{52}Mn (^{52}Mn^{g}, $T_{1/2} =$ 5.59 days) and of the isomeric level at 377.7 keV (^{52}Mn^{m}, $T_{1/2} =$ 21.1 minutes) are both important for the delayed line emission of solar flares. The relevant cross sections are shown in Figure 4. The data for the production of the isomeric pair ^{52}Mn^{g} and ^{52}Mn^{m} in $p+^{nat}$Cr collisions are from Wing & Huizenga (1962) from 5.8 to 10.5 MeV; West et al. (1987) from 6.3 to $\sim$26.9 MeV; Klein et al. (2000) from $\sim$17.4 to $\sim$38.1 MeV; and Reuland & Caretto (1969) at 400 MeV. It is noteworthy that TALYS simulations for these reactions were found to be in very good agreement with the data, which demonstrates the ability of this code to predict accurate isomeric state populations. The cross section for the reaction ^{nat}Fe(p, x)^{52}Mn^{g} is from Michel et al. (1997). We estimated the cross section for the production of the isomer ^{52}Mn^{m} in $p+^{nat}$ Fe collisions by multiplying the cross section for the ground state production by the isomeric cross section

[3] The solar isotopic composition of Ar and the other noble gases are very different from their terrestrial isotopic compositions (see Lodders 2003 and references therein).

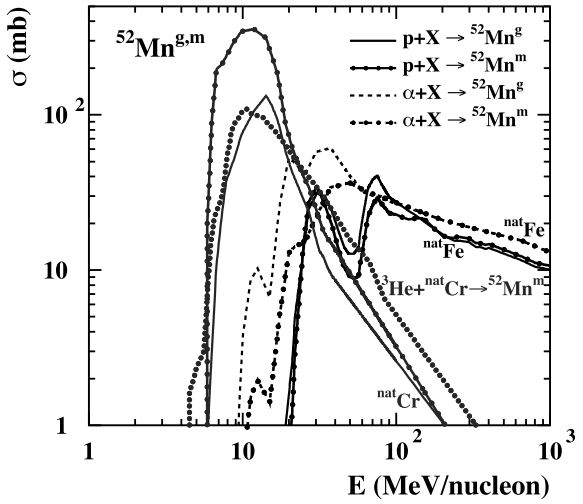

FIG. 4.—Cross sections for the production of ^{52}Mn^{g} and ^{52}Mn^{m} from proton reactions with ^{nat}Cr and ^{nat}Fe, ^{3}He reactions with ^{nat}Cr, and α reactions with ^{nat}Fe. [*See the electronic edition of the Supplement for a color version of this figure.*]

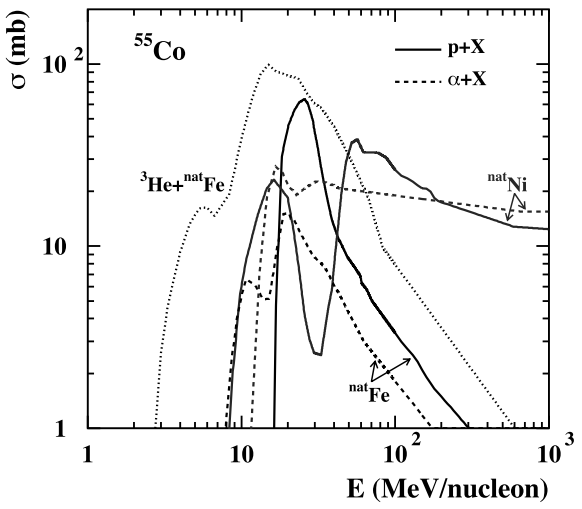

FIG. 6.—Cross sections for the production of ^{55}Co from proton and α reactions with ^{nat}Fe and ^{nat}Ni, and ^{3}He reactions with ^{nat}Fe. [*See the electronic edition of the Supplement for a color version of this figure.*]

ratio σ_m/σ_g calculated with the TALYS code. The cross sections for the production of ^{52}Mn^{g} and ^{52}Mn^{m} from $\alpha + {}^{nat}$Fe interactions are also from TALYS calculations below 62.5 MeV nucleon^{-1}. They were extrapolated at higher energies using equations (1) and (2), and the $p + {}^{nat}$Fe cross sections discussed above. Also shown in Figure 4 is the cross section for the reaction ^{nat}Cr(^{3}He, x) ^{52}Mn^{m}, which is based on the data of Fessler et al. (1994) below ~11.7 MeV nucleon^{-1} and TALYS calculations at higher energies.

2.5. ^{56}Mn *Production*

The relevant cross sections for ^{56}Mn production are shown in Figure 5. The laboratory measurements for the production of this radioisotope are few. We used the experimental works of the following authors: Watanabe et al. (1979) for the reaction ^{55}Mn(^{3}He, $2p$)^{56}Mn from ~3.8 to ~12.9 MeV nucleon^{-1}; Michel et al. (1983a) for the reaction ^{55}Mn(α, $2pn$)^{56}Mn from 6.1 to ~42.8 MeV nucleon^{-1}; and Michel et al. (1983b) for the reaction ^{nat}Fe(α, x)^{56}Mn from ~13.8 to ~42.8 MeV nucleon^{-1}. The excitation functions for these three reactions were completed by theoretical estimates from TALYS. The cross section for the reaction ^{57}Fe(p, $2p$)^{56}Mn is entirely based on nuclear model calculations, from EMPIRE-II below 100 MeV and the Silberberg & Tsao code at higher energies.

2.6. ^{55}Co, ^{56}Co, *and* ^{57}Ni *Production*

The relevant cross sections for production of ^{55}Co, ^{56}Co, and ^{57}Ni are shown in Figures 6, 7, and 8, respectively. The cross sections for the proton reactions with ^{nat}Fe and ^{nat}Ni are based on

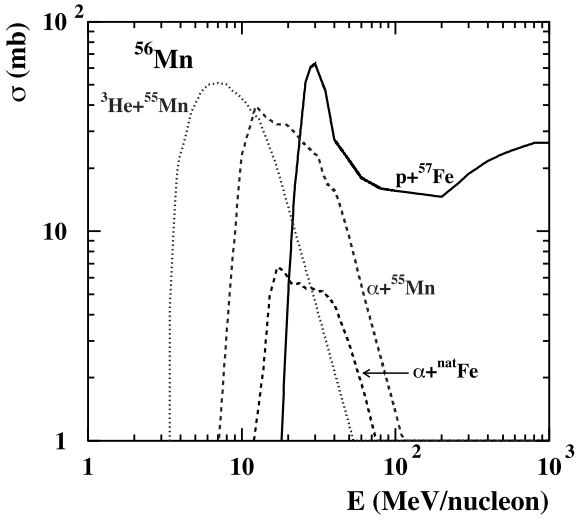

FIG. 5.—Cross sections for the production of ^{56}Mn from ^{3}He and α reactions with ^{55}Mn, α reactions with ^{nat}Fe, and the ^{57}Fe(p, $2p$)^{56}Mn reaction. [*See the electronic edition of the Supplement for a color version of this figure.*]

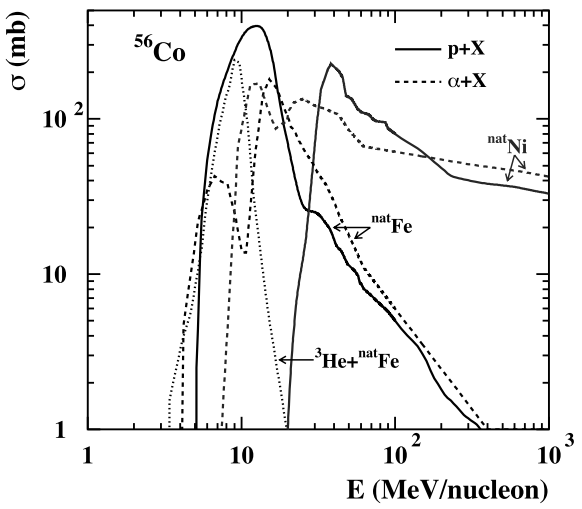

FIG. 7.—Cross sections for the production of ^{56}Co from proton and α reactions with ^{nat}Fe and ^{nat}Ni, and ^{3}He reactions with ^{nat}Fe. [*See the electronic edition of the Supplement for a color version of this figure.*]

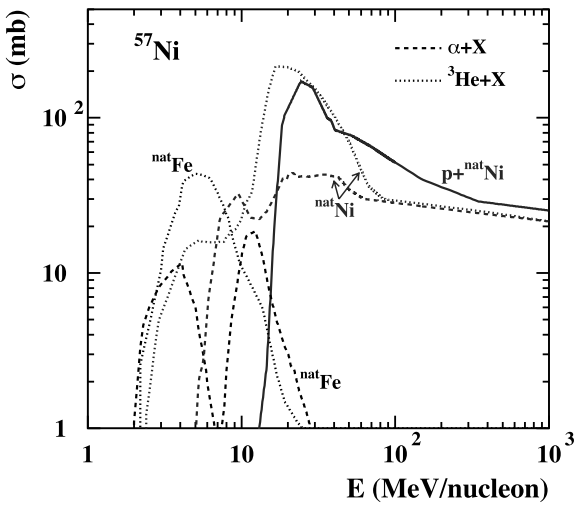

FIG. 8.—Cross sections for the production of ^{57}Ni from ^{3}He and α reactions with ^{nat}Fe and ^{nat}Ni, and proton reactions with ^{nat}Ni. [*See the electronic edition of the Supplement for a color version of this figure.*]

the data of Michel et al. (1997). For ^{56}Co production by $p + {}^{nat}$Fe and $p + {}^{nat}$Ni collisions, we also used the works of Takács et al. (1994) and Tárkányi et al. (1991), respectively. The cross sections for the α-particle reactions with ^{nat}Fe are from Tárkányi et al. (2003b) below 10.75 MeV nucleon^{-1}, Michel et al. (1983b) in the energy range $\sim$12.3–42.8 MeV nucleon^{-1} and TALYS calculations at 50 and 62.5 MeV nucleon^{-1}. These cross sections were extrapolated at higher energies assuming that they have energy dependences similar to those of the $p + {}^{nat}$Fe reactions (see eqs. [1] and [2]). The cross sections for the α-particle reactions with ^{nat}Ni are based on the data of Michel et al. (1983b). For the reaction ^{nat}Ni(α, x)^{57}Ni, we also used the measurements of Takács et al. (1996) below $\sim$6.1 MeV nucleon^{-1}. The procedure to estimate the $\alpha + {}^{nat}$Ni cross sections above 50 MeV nucleon^{-1} was identical to the one discussed above for the $\alpha + {}^{nat}$Fe cross sections. The cross sections for the ^{3}He reactions with ^{nat}Fe are based on the data of Tárkányi et al. (2003a) from $\sim$4.1 to $\sim$8.5 MeV nucleon^{-1}, the data of Hazan & Blann (1965) from 1.9 to $\sim$19.8 MeV nucleon^{-1}, and TALYS calculations. The measurements of Hazan & Blann (1965) were performed with targets enriched in ^{56}Fe. To estimate the cross section for ^{3}He + ^{nat}Fe collisions from their data, we multiplied the measured cross section by 0.92, the relative abundance of ^{56}Fe in natural iron. We neglected the production of ^{55}Co and ^{56}Co by ^{3}He + ^{nat}Ni interactions. For the reaction ^{nat}Ni(^{3}He, x)^{57}Ni, we used the data of Takács et al. (1995) below $\sim$11.7 MeV nucleon^{-1} and EMPIRE-II calculations to 80 MeV nucleon^{-1}. At higher energies, the cross section was extrapolated assuming an energy dependence similar to the one of the ^{nat}Ni(α, x)^{57}Ni cross section.

2.7. ^{58}Co^{g,m} *Production*

The relevant cross sections for the production of the isomeric pair ^{58}Co^{g,m} are shown in Figures 9*a* and 9*b*. The isomeric state of ^{58}Co (^{58}Co^{m}, $T_{1/2} = 9.04$ hr) is the first excited level at 24.9 keV. It decays to the ground state by the conversion of a K-shell electron, thus producing a Co Kα line emission at 6.92 keV. The ground state ^{58}Co^{g} having a much longer lifetime, $T_{1/2} = 70.9$ days, we considered for its production the total cross section for the formation of the isomeric pair, $\sigma_t = \sigma_m + \sigma_g$. Isomeric cross section ratios σ_m/σ_t were measured for various reaction channels by Sudár & Qaim (1996 and references therein). We used their data for the reaction ^{55}Mn(α, n)^{58}Co^{g,m} below $\sim$6.3 MeV nucleon^{-1}. At higher energies, we used the σ_m and σ_t measurements of Matsuo et al. (1965) and Rizvi et al. (1989), respectively. The total cross section for the reaction ^{nat}Fe(α, x)^{58}Co is based on the data of Iwata (1962) from 4.4 to 9.65 MeV nucleon^{-1} and Michel et al. (1983b) in the energy range $\sim$6.5–42.8 MeV nucleon^{-1}. In the absence of data for the isomer formation in $\alpha + {}^{nat}$Fe collisions, we estimated the cross section by multiplying the cross section for the total production of ^{58}Co by the isomeric ratio σ_m/σ_t calculated with the TALYS code. The total cross section for the reaction ^{nat}Fe(^{3}He, x)^{58}Co is from Hazan & Blann (1965) and Tárkányi et al. (2003a) below $\sim$8.5 MeV nucleon^{-1}. At higher energies, it is based on TALYS calculations. The cross section for the isomeric state population in ^{3}He + ^{nat}Fe collisions is also from simulations with the TALYS code.

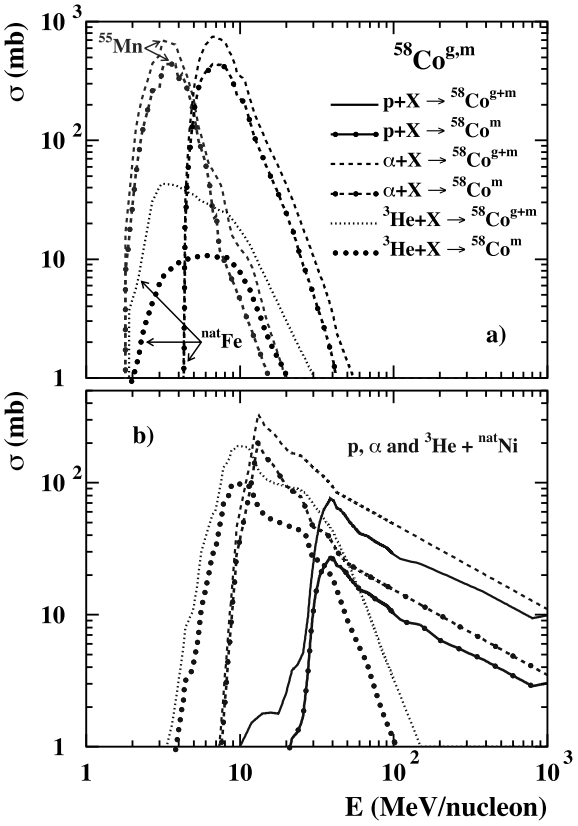

FIG. 9.—Cross sections for the total production of ^{58}Co (i.e., both ^{58}Co^{g} and ^{58}Co^{m}) and of ^{58}Co^{m} from (*a*) α reactions with ^{55}Mn and ^{nat}Fe, as well as ^{3}He reactions with ^{nat}Fe, and (*b*) proton, ^{3}He, and α reactions with ^{nat}Ni. [*See the electronic edition of the Supplement for a color version of this figure.*]

The cross sections for ^{58}Co^{g,m} production from proton, ^{3}He, and α reactions with ^{nat}Ni are shown in Figure 9*b*. The total cross sections σ_t are based on the data of Michel et al. (1997), Takács et al. (1995) below $\sim$11.7 MeV nucleon^{-1}, and Michel et al. (1983b) below $\sim$42.7 MeV nucleon^{-1}, for the proton, ^{3}He, and α reactions, respectively. To extrapolate the cross sections for the ^{3}He and α reactions, we used the TALYS code and the approximation described by equations (1) and (2). Data for the isomeric state population are lacking, and we estimated the σ_m cross

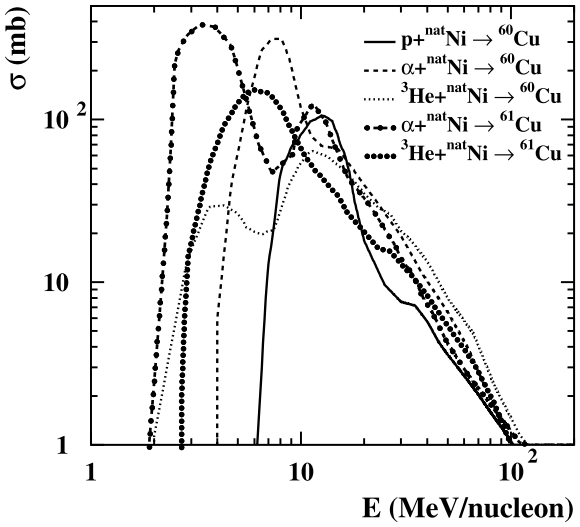

FIG. 10.—Cross sections for the production of ^{60}Cu and ^{61}Cu from proton, ^{3}He, and α reactions with ^{nat}Ni.

sections as above, i.e., from TALYS calculations of the isomeric ratios σ_m/σ_t.

2.8. ^{60}Cu *and* ^{61}Cu *Production*

The relevant cross sections for the production of ^{60}Cu and ^{61}Cu are shown in Figure 10. The cross sections for the production of ^{60}Cu are based on the data of Barrandon et al. (1975) below ~17 MeV, Muramatsu et al. (1978) below ~8.8 MeV nucleon^{-1}, and Takács et al. (1995) below ~11.7 MeV nucleon^{-1}, for the proton, α-particle and ^{3}He reactions with ^{nat}Ni, respectively. The cross section for the reaction ^{nat}Ni(^{3}He, x)^{61}Cu is also from Takács et al. (1995) below ~11.7 MeV nucleon^{-1}. The cross section for the reaction ^{nat}Ni(α, x)^{61}Cu was constructed from the data of Takács et al. (1996) below ~6.1 MeV nucleon^{-1}, Muramatsu et al. (1978) from ~2.5 to ~9.2 MeV nucleon^{-1}, and Michel et al. (1983b) in the energy range ~4.2–42.7 MeV nucleon^{-1}. All these cross sections were extrapolated to higher energies by the means of TALYS calculations.

3. RADIOISOTOPE PRODUCTION YIELDS

We calculated the production of radioactive nuclei in solar flares assuming a thick target interaction model, in which accelerated particles with given energy spectra and composition produce nuclear reactions as they slow down in the solar atmosphere. Taking into account the nuclear destruction and catastrophic energy loss (e.g., interaction involving pion production) of the fast particles in the interaction region, the production yield of a given radioisotope r can be written as (e.g., Parizot & Lehoucq 1999)

$$Q_r = \sum_{ij} n_j \int_0^\infty \frac{dE v_i(E)\sigma_{ij}^r(E)}{\dot{E}_i(E)} \times \int_E^\infty dE' N_i(E') \exp\left[-\int_E^{E'} \frac{dE''}{\dot{E}_i(E'')\tau_i^{ine}(E'')}\right], \quad (3)$$

where i and j range over the accelerated and ambient particle species that contribute to the synthesis of the radioisotope considered, n_j is the density of the ambient constituent j, v_i is the velocity of the fast ion i, σ_{ij}^r is the cross section for the nuclear reaction $j(i, x)r$, $\dot{E}_i$ is the energy loss rate for the accelerated particles of type i in the ambient medium, N_i is the source energy spectrum for these particles, and τ_i^{ine} is the energy dependent average lifetime of the fast ions of type i before they suffer inelastic nuclear collisions in the interaction region. As H and He are by far the most abundant constituents of the solar atmosphere, we have

$$\tau_i^{ine} \cong \frac{1}{v_i(n_{\rm H}\sigma_{i{\rm H}}^{ine} + n_{\rm He}\sigma_{i{\rm He}}^{ine})}, \quad (4)$$

where $\sigma_{i{\rm H}}^{ine}$ and $\sigma_{i{\rm He}}^{ine}$ are the total inelastic cross sections for particle i in H and He, respectively. We used the cross sections given by Moskalenko et al. (2002) for the p–H and p–He total inelastic reactions and the universal parameterization of Tripathi et al. (1996, 1999) for the other fast ions.

The energy loss rate was obtained from

$$\dot{E}_i = v_i \frac{Z_i^2({\rm eff})}{A_i}\left[n_{\rm H} m_{\rm H}\left(\frac{dE}{dx}\right)_{p{\rm H}} + n_{\rm He} m_{\rm He}\left(\frac{dE}{dx}\right)_{p{\rm He}}\right], \quad (5)$$

where $(dE/dx)_{p{\rm H}}$ and $(dE/dx)_{p{\rm He}}$ are the proton stopping powers (in units of MeV g^{-1} cm^2) in ambient H and He, respectively (Berger et al. 2005), $m_{\rm H}$ and $m_{\rm He}$ are the H and He atom masses, $Z_i({\rm eff}) = Z_i[1 - \exp(-137\beta_i/Z_i^{2/3})]$ is the equilibrium effective charge (Pierce & Blann 1968), $\beta_i = v_i/c$ is the particle velocity relative to that of light, and Z_i and A_i are the nuclear charge and mass for particle species i, respectively. Inserting equations (4) and (5) into equation (3), we see that under the assumption of thick target interactions, the yields do not depend on the ambient medium density, but only on the relative abundances $n_j/n_{\rm H}$. We used for the ambient medium composition the same abundances as Kozlovsky et al. (2004, Table 2).

We took for the source energy spectrum of the fast ions an unbroken power law extending from the threshold energies of the various nuclear reactions up to $E_{\rm max} = 1$ GeV nucleon^{-1}:

$$N_i(E) = C_i E^{-s} H(E_{\rm max} - E), \quad (6)$$

where the function $H(E)$ denotes the Heaviside step function and C_i is the abundance of the accelerated particles of type i. We assumed the following impulsive-flare composition for the accelerated ions: we used for the abundances of fast C and heavier elements relative to α-particles the average composition of solar energetic particles (SEP) measured in impulsive events from interplanetary space (Reames 1999, Table 9.1), but we took the accelerated α/p abundance ratio to be 0.5, which is at the maximum of the range observed in impulsive SEP events. The choice of such a large α/p ratio is motivated by analyses of gamma-ray flares (Share & Murphy 1997; Manzhavidze et al. 1997, 1999), showing a relatively strong emission in the line complex at ~450 keV from α-particle interactions with ambient ^{4}He. The expected modifications of our results for higher proton abundances relative to α-particles and heavier ions are discussed in § 4. We performed calculations with an accelerated ^{3}He/α abundance ratio of 0.5, which is typical of the accelerated ^{3}He enrichment found in impulsive SEP events (Reames et al. 1994; Reames 1999), as well as in gamma-ray flares (Share & Murphy 1998; Manzhavidze et al. 1999). The resulting accelerated-particle composition is similar to the one used by Kozlovsky et al. (2004), but slightly less enriched in heavy elements (e.g., Fe and Ni abundances are lower than those of these authors by 13% and 29%, respectively). The enhancement of the fast heavy elements

TABLE 3
RADIOISOTOPE PRODUCTION YIELDS

Isotope	Production Yields[a] $s = 3.5$	$s = 2$	$s = 5$	f_d[b]	Reference[c]
^{13}N	1.43×10^{-6}	1.49×10^{-5}	8.89×10^{-7}	0.72	1
^{11}C	2.98×10^{-6}	5.80×10^{-5}	5.12×10^{-6}	0.85	1
^{52}Mn^{m}	1.88×10^{-7}	7.42×10^{-6}	2.15×10^{-8}	0.85	2
^{60}Cu	4.24×10^{-8}	1.49×10^{-7}	1.70×10^{-8}	0.87	2
^{34}Cl^{m}	4.09×10^{-8}	4.69×10^{-7}	1.96×10^{-8}	0.90	2
^{47}V	2.34×10^{-8}	1.58×10^{-6}	5.95×10^{-10}	0.90	1
^{63}Zn	1.02×10^{-8}	7.63×10^{-9}	1.58×10^{-8}	0.92	1
^{49}Cr	1.71×10^{-8}	1.84×10^{-6}	2.27×10^{-10}	0.92	1
^{51}Mn	4.08×10^{-8}	1.94×10^{-6}	2.39×10^{-9}	0.93	1
^{18}F	2.99×10^{-6}	2.66×10^{-5}	4.99×10^{-6}	0.97	1
^{56}Mn	1.01×10^{-8}	2.52×10^{-7}	1.02×10^{-9}	0.98	2
^{45}Ti	1.46×10^{-0}	1.68×10^{-8}	1.69×10^{-12}	0.98	1
^{61}Cu	4.55×10^{-8}	4.50×10^{-8}	7.55×10^{-8}	0.98	2
^{43}Sc	5.67×10^{-9}	1.94×10^{-8}	6.22×10^{-9}	0.99	1
^{44}Sc	4.29×10^{-0}	2.68×10^{-8}	2.18×10^{-11}	0.99	1
^{52}Fe	1.38×10^{-9}	9.31×10^{-8}	3.35×10^{-11}	0.99	1
^{58}Co^{m}	6.15×10^{-7}	1.30×10^{-6}	3.92×10^{-7}	0.99	2
^{24}Na	9.94×10^{-8}	3.59×10^{-6}	3.64×10^{-8}	1	2
^{55}Co	2.34×10^{-7}	3.18×10^{-6}	2.59×10^{-8}	1	2
^{57}Ni	8.41×10^{-8}	8.76×10^{-7}	7.78×10^{-8}	1	2
^{52}Mn^{g}	1.67×10^{-7}	7.24×10^{-6}	1.01×10^{-8}	1	2
^{48}V	4.54×10^{-8}	2.89×10^{-6}	2.22×10^{-9}	1	1
^{7}Be	9.07×10^{-6}	6.33×10^{-5}	2.07×10^{-6}	1	2
^{58}Co^{g}	1.01×10^{-6}	2.33×10^{-6}	6.54×10^{-7}	1	2
^{56}Co	3.46×10^{-6}	1.40×10^{-5}	1.21×10^{-6}	1	2
4.44 MeV	2.73×10^{-6}	1.38×10^{-5}	2.34×10^{-6}	...	2
6.13 MeV	2.04×10^{-6}	1.20×10^{-5}	1.76×10^{-6}	...	2

[a] Nondimensional (eq. [3]). The calculations are normalized to unit number of accelerated protons of energies greater than 5 MeV impinging on the solar thick target. The last two lines of the table give the production yields of the 4.44 and 6.13 MeV deexcitation lines from solar ambient ^{12}C and ^{16}O, respectively.

[b] Factor that takes into account the decay of the radioactive isotopes during the flare, assuming a flare duration of 10 minutes and a steady-state radioisotope production (see eq. [7]).

[c] Source of the radioisotope production cross sections: (1) Kozlovsky et al. 1987, 2004; (2) this work.

is, however, still large relative to the ambient material composition. We have, for example, $C_{\rm Fe}/C_p = 137 n_{\rm Fe}/n_{\rm H}$.

Thick-target radioisotope yields are given in Table 3 for $s = 3.5$, 2, and 5 (eq. [6]). The first value is close to the mean of spectral index distribution as measured from analyses of gamma-ray line ratios (Ramaty et al. 1996), whereas the two other values are extreme cases to illustrate the dependence of the radioisotope production on the spectral hardness. The calculations were normalized to unit incident number of protons of energy greater than 5 MeV. For comparison, the last two lines of this table give thick-target yields for the production of the 4.44 and 6.13 MeV deexcitation lines from ambient ^{12}C and ^{16}O, respectively. These prompt narrow lines are produced in reactions of energetic protons and α-particles with ambient ^{12}C, ^{14}N, ^{16}O, and ^{20}Ne (see Kozlovsky et al. 2002). We can see that, relative to these two gamma-ray lines, the production of most of the radioisotopes increases as the accelerated particle spectrum becomes harder (i.e., with decreasing s). This is because the radioactive nuclei are produced by spallation reactions at higher energies, on average, than the ^{12}C and ^{16}O line emission, which partly results from inelastic scattering reactions.

Because of the enhanced heavy accelerated particle composition, most of the yield is from interactions of heavy accelerated particles with ambient H and He. For example, the contribution of fast Fe and Ni collisions with ambient H and He accounts for more than 90% of the total ^{56}Co production, whatever the spectral index s.

Because we are interested in emission after the end of the gamma-ray flare, we show in the fifth column of Table 3 a factor f_d that should be multiplied with the given yields to take into account the decay of the radioactive nuclei occurring before the end of the flare. It was calculated from the simplifying assumption that the radioisotope production rate is constant with time during the flare for a time period Δt. We then have

$$f_d = \frac{\tau_r}{\Delta t}(1 - e^{-\Delta t/\tau_r}), \tag{7}$$

where τ_r is the mean lifetime of radioisotope r. In Table 3, f_d is given for $\Delta t = 10$ minutes.

4. DELAYED X- AND GAMMA-RAY LINE EMISSION

Calculated fluxes of the most intense delayed lines are shown in Tables 4, 5, and 6 for three different times after a large gamma-ray flare. The lines are given in decreasing order of their flux for $s = 3.5$. The calculations were normalized to a total fluence of the summed 4.44 and 6.13 MeV prompt narrow lines $\mathcal{F}_{4.4+6.1} = 300$ photons cm^{-2}, which is the approximate fluence observed in the 2003 October 28 flare with *INTEGRAL* SPI (Kiener et al. 2006). The flux of a given delayed line l produced by the decay of a radioisotope r at time t after the end of the nucleosynthesis phase was obtained from

$$F_l(t) = \frac{\mathcal{F}_{44+61} Q_r f_d I_l^r}{Q_{44+61}\tau_r} e^{-t/\tau_r}, \tag{8}$$

where Q_r and $Q_{4.4+6.1}$ are the yields (Table 3) of the parent radioisotope and summed prompt ^{12}C and ^{16}O lines, respectively, and I_l^r is the line branching ratio (the percentages shown in Table 1). The factor f_d was calculated for a flare duration of 10 minutes (Table 3). The calculated fluxes do not take into account attenuation of the line photons in the solar atmosphere. Unless the flare is very close to the solar limb, the attenuation of the delayed gamma-ray lines should not be significant (see Hua et al. 1989) as long as the radioactive nuclei do not plunge deep in the solar convection zone. The delayed X-ray lines can be more significantly attenuated by photoelectric absorption (see below).

A full knowledge of the delayed 511 keV line flux would require a comprehensive calculation of the accelerated particle transport, solar atmospheric depth distribution of β^+ emitter production and transport of the emitted positrons, because (1) the number of 2γ line photons produced per emitted positron (f_{511}) crucially depends on the density, temperature, and ionization state of the solar annihilation environment (Murphy et al. 2005); (2) significant escape of positrons from the annihilation region can occur; and (3) the line can be attenuated by Compton scattering in the solar atmosphere. Here we simply assumed $f_{511} = 1$ (see Kozlovsky et al. 2004; Murphy et al. 2005) and neglected the line attenuation. We see in Tables 4 and 5 that the annihilation line is predicted to be the most intense delayed line for hours after the flare end. After ~2 days however, its flux can become lower than that of the 846.8 keV line from the decay of ^{56}Co into ^{56}Fe (see Table 6). We show in Figure 11 the time dependence of the 511 keV line flux, for $s = 3.5$ and $\Delta t = 10$ minutes, together with the contributions of the main radioactive positron emitters to the line production. We see that from ~1 to ~14 hr, ^{18}F is the main source of the positrons. Since this radioisotope can be mainly

TABLE 4

Delayed X- and Gamma-Ray Line Fluxes at $t = 30$ Minutes

Energy (keV)	Parent Nucleus[a]	Line Flux[b] (photons cm^{-2} s^{-1}) $s = 3.5$	$s = 2$	$s = 5$
511	^{11}C, ^{18}F, ^{13}N...	6.09×10^{-2}	1.85×10^{-1}	1.02×10^{-1}
1434	^{52}Mn^{m}, ^{52}Mn^{g}	2.07×10^{-3}	1.51×10^{-2}	2.74×10^{-4}
1332	^{60}Cu	4.12×10^{-4}	2.67×10^{-4}	1.93×10^{-4}
1792	^{60}Cu	2.13×10^{-4}	1.38×10^{-4}	9.95×10^{-5}
6.92	^{58}Co^{m}, ^{57}Ni	1.92×10^{-4}	8.25×10^{-5}	1.44×10^{-4}
2127	^{34}Cl^{m}	1.87×10^{-4}	3.95×10^{-4}	1.04×10^{-4}
146.4	^{34}Cl^{m}	1.76×10^{-4}	3.74×10^{-4}	9.86×10^{-5}
931.1	^{55}Co	1.18×10^{-4}	2.98×10^{-4}	1.53×10^{-5}
826.4	^{60}Cu	1.02×10^{-4}	6.59×10^{-5}	4.75×10^{-5}
90.6	^{49}Cr	8.80×10^{-5}	1.75×10^{-3}	1.36×10^{-6}
1369	^{24}Na	7.84×10^{-5}	5.23×10^{-4}	3.33×10^{-5}
2754	^{24}Na	7.83×10^{-5}	5.22×10^{-4}	3.33×10^{-5}
846.8	^{56}Mn, ^{56}Co	6.29×10^{-5}	2.02×10^{-4}	1.39×10^{-5}
1177	^{34}Cl^{m}	6.14×10^{-5}	1.30×10^{-4}	3.43×10^{-5}
3304	^{34}Cl^{m}	5.36×10^{-5}	1.14×10^{-4}	3.00×10^{-5}
152.9	^{49}Cr	5.01×10^{-5}	9.98×10^{-4}	7.76×10^{-7}
477.2	^{55}Co	3.19×10^{-5}	8.02×10^{-5}	4.11×10^{-6}
7.47	^{61}Cu, ^{60}Cu	3.02×10^{-5}	1.10×10^{-5}	4.11×10^{-5}
62.3	^{49}Cr	2.71×10^{-5}	5.40×10^{-4}	4.20×10^{-7}
1408	^{55}Co	2.67×10^{-5}	6.71×10^{-5}	3.44×10^{-6}
1378	^{57}Ni	2.31×10^{-5}	4.45×10^{-5}	2.49×10^{-5}
283.0	^{61}Cu	1.79×10^{-5}	3.26×10^{-6}	3.45×10^{-5}
6.40	^{55}Co, ^{56}Co, ^{58}Co^{g}	1.69×10^{-5}	3.02×10^{-5}	4.57×10^{-6}
656.0	^{61}Cu	1.58×10^{-5}	2.89×10^{-6}	3.05×10^{-5}
1238	^{56}Co	1.51×10^{-5}	1.13×10^{-5}	6.16×10^{-6}
935.5	^{52}Mn^{g}	1.42×10^{-5}	1.14×10^{-4}	1.00×10^{-6}
744.2	^{52}Mn^{g}	1.35×10^{-5}	1.08×10^{-4}	9.54×10^{-7}
1811	^{56}Mn	1.11×10^{-5}	5.08×10^{-5}	1.30×10^{-6}

[a] For lines having multiple progenitors, the latter are given in decreasing order of their contribution to the line flux. For the 511 keV positron annihilation line, only the three main β^+ emitters are indicated.

[b] The calculations are normalized to a total fluence of 300 photons cm^{-2} emitted during the gamma-ray flare in the sum of the 4.44 and 6.13 MeV ambient ^{12}C and ^{16}O deexcitation lines. Decay of the radioisotope during the flare is taken into account with the multiplying factor f_d given in Table 2. The 511 keV line fluxes are obtained with a positron to annihilation-line photon conversion factor $f_{511} = 1$. The fluxes of the 6.92, 7.47, and 6.40 keV lines should be taken as upper limits, because photoelectric absorption was not taken into account (see text). Only the lines whose flux is $>10^{-5}$ photons cm^{-2} s^{-1} for $s = 3.5$ are shown.

produced by the reaction ^{16}O(^{3}He, p)^{18}F, we suggest that a future detection of the decay curve of the solar 511 keV line could provide an independent measurement of the flare-accelerated ^{3}He abundance. Prompt line measurements have not yet furnished an unambiguous determination of the fast ^{3}He enrichment (Manzhavidze et al. 1997).

Among the nine atomic lines listed in Table 1, the most promising appears to be the Co Kα line at 6.92 keV (Tables 4 and 5). It is produced from both the decay of the isomer ^{58}Co^{m} by the conversion of a K-shell electron and the decay of ^{57}Ni by orbital electron capture. Additional important atomic lines are the Fe and Ni Kα lines at 6.40 and 7.47 keV, respectively. The X-ray line fluxes shown in Tables 4 and 5 should be taken as upper limits, however, because photoelectric absorption of the emitted X-rays was not taken into account, as it depends on the flare location and model of accelerated ion transport. Calculations in the framework of the solar magnetic loop model (Hua et al. 1989) showed that the interaction site of nuclear reactions is expected to be in the lower chromosphere, at solar depths corresponding to column densities of 10^{-3}–10^{-1} g cm^{-2}. These results were reinforced by the gamma-ray spectroscopic analyses

TABLE 5

Delayed X- and Gamma-Ray Line Fluxes at $t = 3$ Hours

Energy (keV)	Parent Nucleus[a]	Line Flux[a] (photons cm^{-2} s^{-1}) $s = 3.5$	$s = 2$	$s = 5$
511	^{18}F, ^{11}C, ^{55}Co...	6.44×10^{-3}	1.17×10^{-2}	1.21×10^{-2}
6.92	^{58}Co^{m}, ^{57}Ni	1.59×10^{-4}	6.92×10^{-5}	1.19×10^{-4}
931.1	^{55}Co	1.07×10^{-4}	2.70×10^{-4}	1.38×10^{-5}
1369	^{24}Na	6.98×10^{-5}	4.66×10^{-4}	2.97×10^{-5}
2754	^{24}Na	6.97×10^{-5}	4.65×10^{-4}	2.97×10^{-5}
846.8	^{56}Co, ^{56}Mn	4.31×10^{-5}	1.11×10^{-4}	1.16×10^{-5}
1434	^{52}Mn^{m}, ^{52}Mn^{g}	2.97×10^{-5}	2.27×10^{-4}	3.03×10^{-6}
477.2	^{55}Co	2.89×10^{-5}	7.26×10^{-5}	3.72×10^{-6}
1408	^{55}Co	2.42×10^{-5}	6.08×10^{-5}	3.11×10^{-6}
1378	^{57}Ni	2.20×10^{-5}	4.24×10^{-5}	2.37×10^{-5}
6.40	^{55}Co, ^{56}Co, ^{58}Co^{g}	1.59×10^{-5}	2.78×10^{-5}	4.45×10^{-6}
1238	^{56}Co	1.51×10^{-5}	1.13×10^{-5}	6.15×10^{-6}
935.5	^{52}Mn^{g}	1.40×10^{-5}	1.12×10^{-4}	9.89×10^{-7}
744.2	^{52}Mn^{g}	1.33×10^{-5}	1.07×10^{-4}	9.42×10^{-7}
7.47	^{61}Cu, ^{60}Cu	1.11×10^{-5}	2.10×10^{-6}	2.12×10^{-5}
283	^{61}Cu	1.06×10^{-5}	1.94×10^{-6}	2.05×10^{-5}

[a] Same as Table 4.

of Ramaty et al. (1995), who showed that the bulk of the nuclear reactions are produced in flare regions where the ambient composition is close to coronal, i.e., above the photosphere. For such column densities of material of coronal composition, we calculated from the photoelectric absorption cross sections of Balucinska-Church & McCammon (1992) that the optical depths of 6.92 keV escaping photons are between $\sim 10^{-3}$ and 10^{-1}. Thus, the attenuation of this X-ray line is expected to be $\lesssim 10\%$ for flares occurring at low heliocentric angles. However, the line attenuation can be much higher for flares near the solar limb.

A serious complication to the X-ray line measurements could arise from the confusion of the radioactivity lines with the intense thermal emission from the flare plasma. In particular, this could prevent a detection of the delayed X-ray lines for hours after the impulsive flaring phase, until the thermal emission has become sufficiently low. The necessary distinction of thermal and nonthermal photons would certainly benefit from an X-ray instrument with high spectral resolution, because Kα lines from neutral to low-ionized Fe, Co, or Ni are not expected from thermal plasmas at ionization equilibrium. The neutral Co line at 6.92 keV could still be confused, however, with the thermal Kα line of Fe XXVI at 6.97 keV. The neutral Fe Kα line at 6.40 keV is commonly observed during large solar flares (e.g., Culhane et al. 1981), as a result of photoionization by flare X-rays and collisional ionization by accelerated electrons (e.g., Zarro et al. 1992). However, this nonthermal line emission is not expected to extend beyond the impulsive phase.

TABLE 6

Delayed X- and Gamma-Ray Line Fluxes at $t = 3$ Days

Energy (keV)	Parent Nucleus[a]	Line Flux[a] (photons cm^{-2} s^{-1}) $s = 3.5$	$s = 2$	$s = 5$
846.8	^{56}Co, ^{56}Mn	2.20×10^{-5}	1.64×10^{-5}	8.95×10^{-6}
511	^{55}Co, ^{56}Co, ^{52}Mn...	1.91×10^{-5}	5.94×10^{-5}	6.95×10^{-6}
1238	^{56}Co	1.47×10^{-5}	1.10×10^{-5}	6.00×10^{-6}
1434	^{52}Mn^{g}, ^{52}Mn^{m}	1.04×10^{-5}	8.32×10^{-5}	7.33×10^{-7}

[a] Same as Table 4.

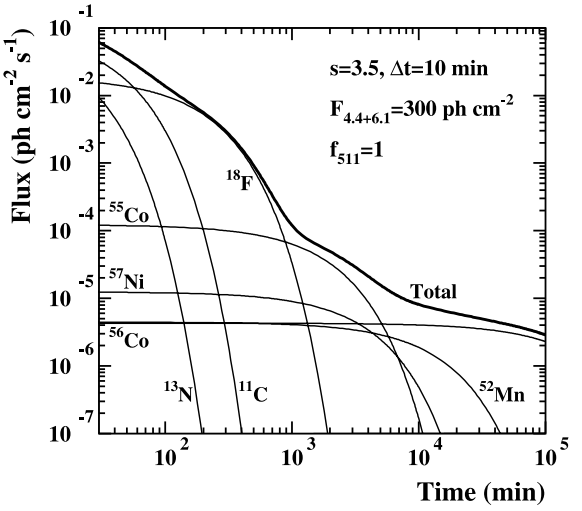

FIG. 11.—Time dependence of the 511 keV line flux with the contributions of the main β^+ emitters, for a spectral index $s = 3.5$ and a flare duration $\Delta t = 10$ minutes. The calculations are normalized to a total fluence of 300 photons cm^{-2} emitted during the gamma-ray flare in the sum of the 4.44 and 6.13 MeV ambient ^{12}C and ^{16}O deexcitation lines. The positron to annihilation-line photon conversion factor $f_{511} = 1$. Line attenuation in the solar atmosphere is not taken into account.

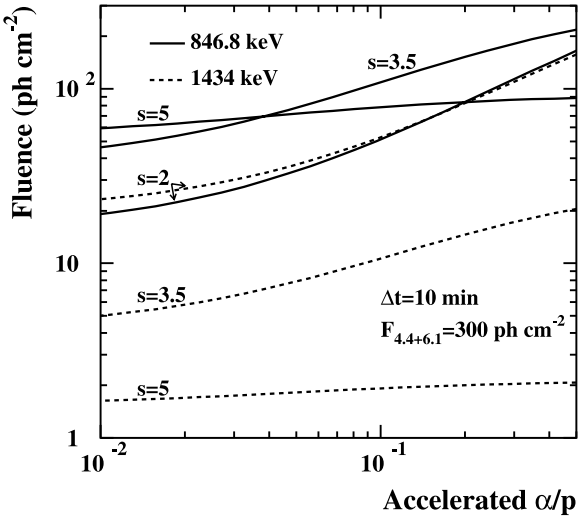

FIG. 12.—Total fluences (eq. [9]) of the delayed lines at 846.8 keV (*solid curves*) and 1434 keV (*dashed curves*) as a function of the accelerated α/p abundance ratio (see text), for $s = 2$, 3.5, and 5. The calculations are normalized to a total fluence of 300 photons cm^{-2} emitted during the gamma-ray flare in the sum of the 4.44 and 6.13 MeV ambient ^{12}C and ^{16}O deexcitation lines.

A near future detection of delayed nuclear gamma-ray lines is perhaps more probable. We see in Table 4 that at $t = 30$ minutes after the flare, the brightest gamma-ray line (after the 511 keV line) is at 1434 keV from the β^+ decay of the isomeric state ^{52}Mn^m into ^{52}Cr. The flux of this line is predicted to significantly increase as the accelerated particle spectrum becomes harder, because it is mainly produced from Fe spallation reactions at relatively high energies, >10 MeV nucleon^{-1} (Fig. 4). For $t \gtrsim 3$ hr, the radioactivity of ^{52}Mn^m ($T_{1/2} = 21.1$ minutes) has become negligible and the 1434 keV line essentially results from the decay of the ground state ^{52}Mn^g ($T_{1/2} = 5.59$ days). Thus, this line remains significant for several days after the flare. However, for $t \gtrsim 2$ days, the most intense line could be at 846.8 keV from ^{56}Co decay, depending on the spectral index s (see Table 6). Additional important gamma-ray lines during the first hour are at 1332 and 1792 keV from the radioactivity of ^{60}Cu. During the first two days, one should also look for the line at 931.1 keV from the radioactivity of ^{55}Co and for those at 1369 and 2754 keV from ^{24}Na decay.

We now discuss the influence of the accelerated ion composition on the delayed line emission. In Figure 12, we show calculated fluences of the 846.8 and 1434 keV lines as a function of the accelerated α/p abundance ratio. They were obtained from the equation

$$\mathcal{F}_l = \int_0^\infty F_l(t)\,dt = \frac{\mathcal{F}_{44+61} Q_r f_d I_l^r}{Q_{44+61}}, \qquad (9)$$

where the yields Q_r and $Q_{4.4+6.1}$ were calculated for various proton abundances relative to α-particles and the other accelerated ions. Thus, the predicted fluence variations with accelerated α/p actually show the relative contributions of reactions induced by fast protons. The fluences decrease for decreasing α/p ratio (i.e., increasing proton abundance), because, for $\alpha/p \gtrsim 0.05$, the radioisotopes are predominantly produced by spallation of accelerated heavy nuclei, whose abundances are significantly enhanced in impulsive flares, whereas the ambient ^{12}C and ^{16}O lines largely result from fast proton interactions. This effect is less pronounced for $s = 5$, because for this very soft spectrum, the contribution of α-particle reactions to the prompt line emission is more important. Obviously, the detection of any delayed line from a solar flare should furnish valuable information on the accelerated particle composition and energy spectrum. Determination of the accelerated particle composition from spectroscopy of prompt line emission is difficult.

5. DISCUSSION

We have made a detailed evaluation of the nuclear data relevant to the production of radioactive line emission in the aftermath of large solar flares. We have presented updated cross sections for the synthesis of the major radioisotopes by proton, ^{3}He, and α reactions and have provided theoretical thick-target yields, which allow flux estimates for all the major delayed lines at any time after a gamma-ray flare.

Together with the 846.8 keV line from ^{56}Co decay, whose importance was already pointed out by Ramaty & Mandzhavidze (2000), our study has revealed other gamma-ray lines that appear to be promising for detection, e.g., at 1434 keV from ^{52}Mn^{g,m}, 1332 and 1792 keV from ^{60}Cu, 2127 keV from ^{34}Cl^m, 1369 and 2754 keV from ^{24}Na, and 931.1 keV from ^{55}Co. The strongest delayed X-ray line is found to be the Co Kα at 6.92 keV, which is produced from both the decay of the isomer ^{58}Co^m by the conversion of a K-shell electron and the decay of ^{57}Ni by orbital electron capture. Distinguishing this atomic line from the thermal X-ray emission can be challenging until the flare plasma has significantly cooled down. However, a few hours after the flare the thermal emission will be gone or significantly reduced and the delayed Co Kα line will be more easily detected.

Delayed gamma-ray lines could be detected sooner after the end of the impulsive phase, as the prompt nonthermal gamma-ray emission vanishes more rapidly. The lines will be very narrow, because the radioactive nuclei are stopped by energy losses

in the solar atmosphere before they decay. Although generally weaker than the main prompt lines, some delayed lines emitted after large flares can have fluences within the detection capabilities of the *RHESSI* spectrometer or future space instruments. Multiple flares originating from the same active region of the Sun can build up the radioactivity, thus increasing the chance for detection.

However, a major complication to the measurements can arise from the fact that the same radioactivity lines can be produced in the instrument and spacecraft materials from fast particle interactions. A line of solar origin could sometimes be disentangled from the instrumental line at the same energy by their different time evolutions. But the bombardment of the satellite by solar energetic particles associated with the gamma-ray flare can make this selection more difficult.

A positive detection of delayed radioactivity lines, hopefully with *RHESSI*, would certainly provide unique information on the flare-accelerated particle composition and energy spectrum. In particular, since the enrichment of the accelerated heavy elements can be the major source of the radioisotopes, their detection should furnish a valuable measurement of this enhancement. Thus, a concomitant detection of the two lines at 846.8 and 1434 keV could allow measurement of not only the abundance of accelerated Fe ions, but also of their energy spectrum (see Fig. 12).

A future measurement of the decay curve of the electron-positron annihilation line or of other delayed gamma-ray lines would be very useful for studying solar atmospheric mixing. The lines should be strongly attenuated by Compton scattering when the radioactive nuclei plunge deep in the solar interior. The use of several radioisotopes with different lifetimes should place constraints on the extents and timescales of mixing processes in the outer convection zone. In addition, the imaging capabilities of *RHESSI* could allow measurement of the size and development of the radioactive patch on the solar surface. This would provide unique information on both the transport of flare-accelerated particles and dynamics of solar active regions. It is noteworthy that solar radioactivity can be the only way to study flares that had recently occurred over the east limb.

Radioactive nuclei produced in solar flares can also be detected directly if they escape from the Sun into interplanetary space. At present, only two long-lived radioisotopes of solar-flare origin have been identified, ^{14}C ($T_{1/2} = 5.7 \times 10^3$ yr; Jull et al. 1995) and ^{10}Be ($T_{1/2} = 1.51 \times 10^6$ yr; Nishiizumi & Caffe 2001), from measurements of the solar wind implanted in the outer layers of lunar grains. Based on the measured abundances relative to calculated average production rates in flares, a large part of these radioactive species must be ejected in the solar wind and energetic-particle events rather than being mixed into the bulk of the solar convection zone. Detection of solar radioactivities with shorter lifetimes, either directly in interplanetary space or from their delayed line emission, are expected to provide a new insight into the destiny of the nuclei synthesized in solar flares.

We would like to thank Amel Belhout for her assistance in the EMPIRE-II calculations and Jean-Pierre Thibaud for his constructive comments on the manuscript. B. Kozlovsky would like to thank V. Tatischeff and J. Kiener for their hospitality at Orsay and acknowledges the Israeli Science Foundation for support.

REFERENCES

Balucinska-Church, M., & McCammon, D. 1992, ApJ, 400, 699
Barrandon, J. N., Debrun, J. L., Kohn, A., & Spear, R. H. 1975, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., 127, 269
Berger, M. J., Coursey, J. S., Zucker, M. A., & Chang, J. 2005, ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions (version 1.2.3), National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD (http://physics.nist.gov/Star)
Chupp, E. L., Forrest, D. J., Higbie, P. R., Suri, A. N., Tsai, C., & Dunphy, P. P. 1973, Nature, 241, 333
Culhane, J. L., et al. 1981, ApJ, 244, L141
Ditrói, F., Takács, S., Tárkányi, F., & Mahunka, I. 1995, Nucl. Instrum Methods Phys. Res. B, 103, 412
Fessler, A., Alfassi, Z. B., & Qaim, S. M. 1994, Radiochim. Acta, 65, 207
Hazan, J.-P., & Blann, M. 1965, Phys. Rev., 137, 1202
Herman, M., Oblozinský, P., Capote, R., Sin, M., Trkov, A., Ventura, A., & Zerkin, V. 2005, in AIP Conf. Proc. 769, Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology (New York: AIP), 1184 (http://www.nndc.bnl.gov/empire219/)
Hintz, N. M., & Ramsey, N. E. 1952, Phys. Rev. C, 88, 19
Hua, X.-M., Kozlovsky, B., Lingenfelter, R., Ramaty, R., & Stupp, A. 2002, ApJS, 140, 563
Hua, X.-M., Ramaty, R., & Lingenfelter, R. E. 1989, ApJ, 341, 516
Iwata, S. J. 1962, J. Phys. Soc. Japan, 17, 1323
Jull, A. J. T., Lal, D., & Donahue, D. J. 1995, Earth Planet. Sci. Lett., 136, 693
Kiener, J., Gros, M., Tatischeff, V., & Weidenspointner, G. 2006, A&A, 445, 725
King, C. H., Austin, S. M., Rossner, H. H., & Chien, W. S. 1977, Phys. Rev. C, 16, 1712
Klein, A. T. J, Roesch, F., & Qaim, S. M. 2000, Radiochim. Acta, 88, 253
Koning, A. J., Hilaire, S., & Duijvestijn, M. C. 2005, in AIP Conf. Proc. 769, Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology (New York: AIP), 1154
Korteling, R. G., & Caretto, A. A. 1970, Phys. Rev. C, 1, 193
Kozlovsky, B., Lingenfelter, R. E., & Ramaty, R. 1987, ApJ, 316, 801
Kozlovsky, B., Murphy, R. J., & Ramaty, R. 2002, ApJS, 141, 523
Kozlovsky, B., Murphy, R. J., & Share, G. H. 2004, ApJ, 604, 892
Kuzhevskij, B. M., Gan, W.-Q., & Miroshnichenko, L. I. 2005, Chin. J. Astron. Astrophys., 5, 295
Lange, H.-J., et al. 1995, Appl. Radiat. Isot., 46, 93
Lee, D. M., & Markowitz, S. S. 1974, Radiochim. Acta, 19, 159
Lin, R. P., et al. 2003, ApJ, 595, L69
Lodders, K. 2003, ApJ, 591, 1220
Manzhavidze, N., Ramaty, R., & Kozlovsky, B. 1997, ApJ, 489, L99
———. 1999, ApJ, 518, 918
Matsuo, T., Matuszek, J. M., Dudey, N. D., & Sugihara, T. T. 1965, Phys. Rev., 139, 886
Meadows, J. W., & Holt, R. B. 1951, Phys. Rev., 83, 47
Mercer, D. J., et al. 2001, Phys. Rev. C, 63, 065805
Michel, R., Brinkmann, G., & Stück, R. 1983a, in Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, ed. K. H. Bockhoff (Dordrecht: Reidel), 599
———. 1983b, Radiochim. Acta, 32, 173
Michel, R., et al. 1997, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B, 129, 153
Moskalenko, I. V., Strong, A. W., Ormes, J. F., & Potgieter, M. S. 2002, ApJ, 565, 280
Muramatsu, H., Shirai, E., Nakahara, H., & Murakami, Y. 1978, Appl. Radiat. Isot., 29, 611
Murphy, R. J., Ramaty, R., Kozlovsky, B., & Reames, D. V. 1991, ApJ, 371, 793
Murphy, R. J., Share, G. H., Skibo, J. G., & Kozlovsky, B. 2005, ApJS, 161, 495
Nishiizumi, K., & Caffee, M. W. 2001, Science, 294, 352
Parizot, E., & Lehoucq, R. 1999, A&A, 346, 211
Pierce, T. E., & Blann, M. 1968, Phys. Rev., 173, 390
Ramaty, R., & Mandzhavidze, N. 2000, in IAU Symp. 195, Highly Energetic Physical Processes and Mechanisms for Emission from Astrophysical Plasmas, ed. P. C. H. Martens, S. Tsuruta, & M. A. Weber (San Francisco: ASP), 123
Ramaty, R., Mandzhavidze, N., & Kozlovsky, B. 1996, in AIP Conf. Proc. 374, High-Energy Solar Physics, ed. R. Ramaty, N. Mandzhavidze, & X.-M. Hua (New York: AIP), 172
Ramaty, R., Mandzhavidze, N., Kozlovsky, B., & Murphy, R. J. 1995, ApJ, 455, L193
Read, S., & Viola, V. 1984, At. Data Nucl. Data Tables, 31, 359

Reames, D. V. 1999, Space Sci. Rev., 90, 413
Reames, D. V., Meyer, J.-P., & von Rosenvinge, T. T. 1994, ApJS, 90, 649
Reeder, P. L. 1969, Phys. Rev., 178, 1795
Reuland, D. J., & Caretto, A. A. 1969, J. Inorg. Nucl. Chem., 31, 1915
Rizvi, I. A., Bhardwaj, M. K., Afzal Ansari, M. A., & Chaubey, A. K. 1989, Canadian J. Phys., 67, 1091
Share, G. H., & Murphy, R. J. 1995, ApJ, 452, 933
———. 1997, ApJ, 485, 409
———. 1998, ApJ, 508, 876
———. 2001, in AIP Conf. Proc. No. 587, GAMMA 2001: Gamma-Ray Astrophysics 2001, ed. S. Ritz, N. Gehrels, & C. R. Shrader (New York: AIP), 603
Share, G. H., Murphy, R. J., & Ryan, J. 1997, in AIP Conf. Proc. 410, Proc. Fourth Compton Symp., ed. C. D. Dermer, M. S. S. Strickman, & J. D. Kurfess (New York: AIP), 17
Silberberg, R., & Tsao, C. H. 1973, ApJS, 25, 315
Silberberg, R., Tsao, C. H., & Barghouty, A. F. 1998, ApJ, 501, 911
Sudár, S., & Qaim, S. M. 1996, Phys. Rev. C, 53, 2885
Takács, S., Tárkányi, F., Fessler, A., Alfassi, Z. B., & Qaim, S. M. 1995, Appl. Radiat. Isot., 46, 249
Takács, S., Tárkányi, F., & Kovacs, Z. 1996, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B, 113, 424
Takács, S., Vasváry, L., & Tárkányi, F. 1994, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B, 89, 88
Tárkányi, F., Ditrói, F., & Takács 2003a, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B, 211, 312
Tárkányi, F., Ditrói, F., Takács, S., Szelecsényi, F., Hermanne, A., & Sonck, M. 2003b, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B, 207, 381
Tárkányi, F. Szelecsényi, F., & Kopecky, P. 1991, Appl. Radiat. Isot., 42, 513
Tripathi, R. K., Cucinotta, F. A., & Wilson, J. W. 1996, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B, 117, 347
———. 1999, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B, 155, 349
Vestrand, W. T., Share, G. H., Murphy, R. J., Forrest, D. J., Rieger, E., Chupp, E. L., & Kanbach, G. 1999, ApJS, 120, 409
Watanabe, M., Nakahara, H., & Murakami, Y. 1979, Appl. Radiat. Isot., 30, 625
West, H. I., Lanier, R. G., & Mustafa, M. G. 1987, Phys. Rev. C, 35, 2067
Wing, J., & Huizenga, J. R. 1962, Phys. Rev., 128, 280
Zarro, D. M., Dennis, B. R., & Slater, G. L. 1992, ApJ, 391, 865

A&A 469, 265–274 (2007)
DOI: 10.1051/0004-6361:20066635
© ESO 2007

Astronomy & Astrophysics

Is ^{6}Li in metal-poor halo stars produced in situ by solar-like flares?

V. Tatischeff and J.-P. Thibaud

Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, CNRS/IN2P3 and Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France
e-mail: tatische@csnsm.in2p3.fr

Received 25 October 2006 / Accepted 15 March 2007

ABSTRACT

The high ^{6}Li abundances recently measured in metal-poor halo stars are far above the value predicted by Big Bang nucleosynthesis. They cannot be explained by galactic cosmic-ray interactions in the interstellar medium either. Various pre-galactic sources of ^{6}Li have been proposed in the literature. We study the possibility that the observed ^{6}Li was produced by repeated solar-like flares on the main sequence of these low-metallicity stars. The time-dependent flaring activity of these objects is estimated from the observed evolution of rotation-induced activity in Pop I dwarf stars. As in solar flares, ^{6}Li could be mainly created in interactions of flare-accelerated ^{3}He with stellar atmospheric ^{4}He, via the reaction ^{4}He(^{3}He, p)^{6}Li. Stellar dilution and destruction of flare-produced ^{6}Li are evaluated from the evolutionary models of metal-poor stars developed by Richard and co-workers. Stellar depletion should be less important for ^{6}Li atoms synthesized in flares than for those of protostellar origin. Theoretical frequency distributions of ^{6}Li/^{7}Li ratios are calculated using a Monte-Carlo method and compared with the observations. Excellent agreement is found with the measured ^{6}Li/^{7}Li distribution, when taking into account the contribution of protostellar ^{6}Li originating from galactic cosmic-ray nucleosynthesis. We propose as an observational test of the model to seek for a positive correlation between ^{6}Li/^{7}Li and stellar rotation velocity. We also show that the amounts of ^{7}Li, Be and B produced in flares of metal-poor halo stars are negligible as compared with the measured abundances of these species. ^{6}Li in low-metallicity stars may be a unique evidence of the nuclear processes occuring in stellar flares.

Key words. stars: abundances – stars: flare – nuclear reactions, nucleosynthesis, abundances

1. Introduction

The origins of the light elements Li, Be, and B (hereafter LiBeB) differ from those of heavier nuclides. Whereas most elements are produced by stellar nucleosynthesis, LiBeB are mainly destroyed in stellar interiors by thermonuclear reactions with protons. Thus, ^{6}Li is rapidly consumed at stellar temperatures higher than 2×10^6 K. The major source of ^{6}Li has been thought for decades to be the interaction of galactic cosmic rays (GCRs) with the interstellar medium (for a review see Vangioni-Flam et al. 2000). Unlike ^{7}Li, ^{6}Li is predicted to be formed at a very low level in Big Bang nucleosynthesis, ^{6}Li/H $\simeq 10^{-14}$ (Thomas et al. 1993; Vangioni-Flam et al. 1999).

However, recent major observational advances have allowed new measurements of the ^{6}Li/^{7}Li isotopic ratio in stars, which challenge our understanding of the origin of ^{6}Li. Asplund et al. (2006) have recently reported the observation of ^{6}Li in several halo stars of low metallicity, [Fe/H] < -1 (where [Fe/H] $= \log[(\mathrm{Fe/H})/(\mathrm{Fe/H})_\odot]$ and $(\mathrm{Fe/H})/(\mathrm{Fe/H})_\odot$ is the Fe abundance relative to its solar value). These authors have detected ^{6}Li at $\geq 2\sigma$ confidence level in nine of 24 studied stars. The ^{6}Li/H values measured in these metal-poor halo stars (MPHSs) are $>10^{-12}$, i.e. more than 100 times higher than the predicted abundance from standard Big Bang nucleosynthesis. Reported ^{6}Li abundances at [Fe/H] $\lesssim -2.3$ are also larger than expected if GCR nucleosynthesis was the major source of ^{6}Li (Rollinde et al. 2005; Prantzos et al. 2006). This result was already pointed out by Ramaty et al. (2000a) after the first detection of ^{6}Li in two MPHSs of metallicity [Fe/H] ≈ -2.3 (Smith et al. 1993; Hobbs & Thorburn 1997; Smith et al. 1998; Cayrel et al. 1999).

Two alternative types of pre-galactic ^{6}Li sources have been proposed: (1) production in the early universe induced by the decay of supersymmetric dark matter particles during Big Bang nucleosynthesis (Jedamzik 2000; Jedamzik et al. 2006; Kawasaki et al. 2005; Ellis et al. 2005; Kusakabe et al. 2006) and (2) production by the interaction of cosmological cosmic rays that could be accelerated in shocks induced by large-scale structure formation (Suzuki & Inoue 2002) or by an early population of massive stars (Pop III stars; Rollinde et al. 2005, 2006).

Because a substantial stellar depletion of ^{6}Li seems to be unavoidable, any model of pre-galactic production should account for a higher ^{6}Li abundance in the early Galaxy than those measured in evolved MPHSs. The value of the so-called "Spite plateau" (Spite & Spite 1982), namely the nearly constant abundance of Li (mostly ^{7}Li) measured in most MPHSs (see Bonifacio et al. 2007), is a factor of two to four lower than the primordial ^{7}Li abundance calculated in the framework of standard Big Bang nucleosynthesis (^{7}Li/H $= 4.27^{+1.02}_{-0.83} \times 10^{-10}$, Cyburt 2004; ^{7}Li/H $= 4.15^{+0.49}_{-0.45} \times 10^{-10}$, Coc et al. 2004). According to recent stellar-evolution models that include diffusion and turbulent mixing (Richard et al. 2005; Korn et al. 2006), this discrepancy is probably due to the stellar depletion of ^{7}Li. In such a case, an even larger depletion of pre-galactic ^{6}Li is expected. Given that depletion during the pre-main sequence of the MPHSs is predicted to be negligeable for ^{7}Li, but ≥ 0.3 dex for ^{6}Li (Richard et al. 2002, 2005; Piau 2005), the stellar destruction of protostellar ^{6}Li is probably higher than 0.6 dex.

In this paper, we assess the possibility that the excess ^{6}Li discovered in MPHSs is not of pre-galactic origin, but was produced in situ by repeated solar-like flares on the main sequence of these stars. Predictions for significant synthesis of ^{6}Li in

Article published by EDP Sciences and available at http://www.aanda.org or http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20066635

stellar flares have been made long ago (Canal et al. 1975; Walker et al. 1985; see also Ryter et al. 1970). ^{6}Li enhancement has been found during a long-duration flare of a chromospherically active binary (Montes & Ramsey 1998) and in the atmosphere of a single chromospherically active K dwarf (Christian et al. 2005). In both cases, a flare production was found to be consistent with the activity level of the object. A high Li abundance associated with a large flare has also been observed in a very active late-type dwarf star (Mathioudakis et al. 1995). In this case, however, the Li isotopic ratio was not measured.

Evidence for significant synthesis of ^{6}Li in large solar flares is provided by optical observations of sunspots (Ritzenhoff et al. 1997) and measurements of the solar wind lithium isotopic ratio in lunar soil (Chaussidon & Robert 1999). Calculations of ^{6}Li production by nuclear interaction of solar-flare-accelerated particles were performed by Ramaty et al. (2000b). They have shown that a major ^{6}Li production channel is due to accelerated ^{3}He interactions with solar atmospheric ^{4}He, via the reaction ^{4}He(^{3}He, p)^{6}Li.

Deliyannis & Malaney (1995) have already studied the in situ production of ^{6}Li from flares of MPHSs, following the first report of a ^{6}Li detection in the halo star HD 84937 (Smith et al. 1993). They found that large flares could account for the ^{6}Li abundance measured in that star. However, Lemoine et al. (1997) have questioned this result on the basis of the ^{6}Li production efficiency: assuming the flaring activity of the contemporary Sun for one billion years, they found the amount of flare-produced ^{6}Li to be negligible as compared with the abundance measured in HD 84937.

There are two main reasons that flare production of ^{6}Li in MPHSs can be more important than previously thought. First, the ^{6}Li production efficiency was underestimated in previous studies, because the reaction ^{4}He(^{3}He, p)^{6}Li was not taken into account. Second, it is very likely that most halo stars were much more active in their youth than the contemporary Sun. Indeed stellar rotation being the decisive factor of solar-like activity of dwarf stars, magnetic braking during the main sequence leads to a well-known decay with stellar age of chromospheric and coronal activities (e.g. Gershberg 2005).

We present in this paper a time-dependent model for flare production of LiBeB in MPHSs. The flaring activity of these Population II stars is estimated from the observed evolution of rotation-induced activity in their Pop I counterparts. Dilution and depletion of flare-produced ^{6}Li in the surface convection zone of MPHSs are evaluated from the evolutionary stellar models of Richard et al. (2002). In Sect. 2 we first calculate the efficiency for synthesis of ^{6}Li and the other LiBeB isotopes in stellar flares. The model for the time evolution of ^{6}Li abundance at the surface of MPHSs is described in Sect. 3.1. In Sect. 3.2 we use a Monte-Carlo simulation to calculate theoretical frequency distributions of ^{6}Li/^{7}Li values in MPHSs, which are then compared to the observations. In Sect. 4.1 we comment on the dispersion of the ^{6}Li/^{7}Li data in the light of our Monte-Carlo results. We discuss in Sect. 4.2 ^{6}Li production from flares of young stellar objects. We show in Sect. 4.3 that ^{6}Li is the only LiBeB isotope which can be produced in non-negligible amount in flares of MPHSs relative to other production modes. Observational tests of the flare model are discussed in Sect. 4.4. A summary is given in Sect. 5.

2. Yields of LiBeB production in stellar flares

We calculated the efficiency for LiBeB production in flares of MPHSs assuming the same thick target interaction model that is usually employed to describe nuclear processes in solar flares (see Tatischeff et al. 2006). Fast particles with given energy spectra and composition are assumed to be accelerated in the stellar corona and to produce nuclear reactions as they slow down in the lower stellar atmosphere.

For the source energy spectrum of the fast ions we used an unbroken power law of spectral index s, extending from the threshold energies of the various nuclear reactions up to $E_{\rm max}$ = 1 GeV nucleon^{-1}. For solar flares, Ramaty et al. (1996) found from analyses of gamma-ray line ratios a range of spectral indexes of about $s = 4 \pm 1$. We assumed that $s \simeq 4$ is also close to the mean of spectral index distribution in stellar flares.

The ambient and accelerated-ion abundances are also based on those employed in solar flare studies (Tatischeff et al. 2006), but we rescaled the abundances of both ambient and fast C and heavier elements to the metallicity of the MPHSs. We performed calculations with an accelerated α/p ratio of 0.1, which is typical of the abundance ratio measured in impulsive solar energetic events (e.g. Reames 1999). Gamma-ray spectroscopic analyses have provided evidence that the accelerated α/p ratio could be as high as 0.5 in some solar flares (Share & Murphy 1997; Mandzhavidze et al. 1999). It is noteworthy that such a large α/p ratio would significantly enhance the efficiency for production of ^{6}Li, because this isotope is mainly synthesized in He+He interactions (see below). However, we adopted here the canonical $\alpha/p = 0.1$.

We took the accelerated ^{3}He/α ratio to be 0.5, which is also typical of the abundances found in impulsive solar energetic events (Reames 1999). Such an enrichment of fast ^{3}He is caused by resonant wave-particle processes that are characteristic of the stochastic acceleration mechanism at work in impulsive solar flares (e.g. Temerin & Roth 1992). We assume that this acceleration process enhances the accelerated ^{3}He in stellar flares as well.

The cross sections for the nuclear reactions are mostly from Ramaty et al. (1997), but we took into account the more recent measurements of Mercer et al. (2001) for production of ^{6}Li and ^{7}Li in the $\alpha + \alpha$ reaction. The cross section for the reaction ^{4}He(^{3}He, p)^{6}Li was evaluated by Ramaty et al. (2000b). We also included in our calculations the reaction ^{12}C(^{3}He,x)^{7}Be (^{7}Be decays to ^{7}Li with a half-life of 53 days), whose cross section was evaluated by Tatischeff et al. (2006).

Figure 1 shows calculated thick-target yields for LiBeB productions as a function of spectral index s. The calculations are normalized to a total kinetic energy of 1 erg contained in flare-accelerated protons of energy greater than 10 MeV. We see that for $s > 2.8$, the largest production is that of ^{6}Li. The importance of the reaction ^{4}He(^{3}He, p)^{6}Li for the synthesis of this isotope can be seen by comparing the upper curve with the dotted one, for which we set the accelerated ^{3}He abundance to zero. For $s = 4$, the ^{3}He+^{4}He reaction accounts for 87% of the total ^{6}Li production.

The metallicity dependence of the production yields can be seen by comparing the curves obtained for [Fe/H] = −1 with those for [Fe/H] = −3. The productions of Be and B are proportional to the abundance of metals, because these species result from spallation of fast (resp. ambient) C, N and O interacting with ambient (resp. fast) H and He. On the other hand, the productions of ^{6}Li and ^{7}Li are almost independent of metallicity, because, for [Fe/H] < −1, the Li isotopes are produced almost exclusively in He+He reactions. Consequences of these different metallicity dependences are discussed in Sect. 4.3.

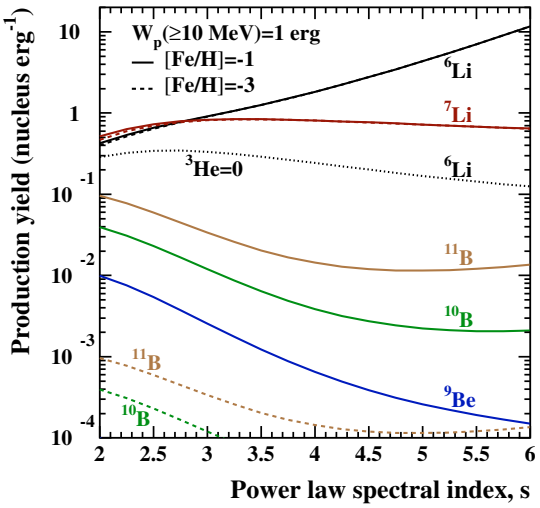

Fig. 1. LiBeB productions by stellar-flare accelerated particles with power law in kinetic energy per nucleon spectra with spectral index s. The calculations are normalized to a total kinetic energy of 1 erg in protons of energy $E \geq 10$ MeV. *Solid curves*: [Fe/H] = −1. *Dashed curves*: [Fe/H] = −3. Li production is almost independent of metallicity, because it is mostly due to accelerated ^{3}He and α-particle interactions with ambient He. *Dotted curve*: ^{6}Li production for ^{3}He = 0 and [Fe/H] = −1.

3. ^{6}Li production model

3.1. Time evolution of ^{6}Li abundance in MPHSs

We calculated the ^{6}Li abundance in the atmosphere of MPHSs by assuming that the ^{6}Li nuclei produced by interaction of flare-accelerated particles with stellar atmospheric matter are instantaneously mixed into the bulk of the surface convection zone (SCZ). This is justified because the characteristic timescales for variation of the depth of the SCZ are much larger than typical convective turnover times (Kim & Demarque 1996). If the mass contained in the SCZ, $M_{\rm cz}(t)$, is a decreasing function of time, which is the case during the main sequence evolution (e.g. Richard et al. 2002), the net rate of variation of ^{6}Li/H at the surface of a MPHS is independent of the variation of $M_{\rm cz}(t)$, and can be written as

$$\frac{\rm d}{{\rm d}t}\left(\frac{^6{\rm Li}}{\rm H}\right) = \frac{Q(^6{\rm Li})L_{\rm p}^{\odot}(\geq 10\ {\rm MeV})f_{\rm a}(t)}{M_{\rm cz}(t)/(1.4m_{\rm p})} - \lambda_{\rm D}(t)\left(\frac{^6{\rm Li}}{\rm H}\right), \qquad (1)$$

where $Q(^6{\rm Li})$ is the ^{6}Li production yield plotted in Fig. 1 ($Q(^6{\rm Li}) \sim 2$ nuclei per erg for $s = 4$), $L_{\rm p}^{\odot}(\geq 10\ {\rm MeV}) \sim 10^{23}$ erg s^{-1} is the average power contained in solar-flare accelerated protons of energy $E \geq 10$ MeV (Ramaty & Simnett 1991; Ramaty et al. 2000b), $f_{\rm a}(t)$ is the time-dependent luminosity of the flare-accelerated protons which irradiate the MPHS with respect to that of the contemporary Sun, $m_{\rm p}$ is the proton mass, and $\lambda_{\rm D}(t)$ is the characteristic rate of ^{6}Li loss from the SCZ. This last term accounts for ^{6}Li stellar depletion by various processes including nuclear burning, gravitational settling, rotational mixing, and the possible ejection of an unknown fraction of flare-produced nuclei in stellar wind. The depletion of H due to the SCZ shrinking is taken as identical to that of ^{6}Li.

Although young stellar objects are known to present high levels of flaring activity in all evolutionary stages from Class I protostars to zero-age main sequence (Feigelson & Montmerle 1999), we show in Sect. 4.2 that ^{6}Li production on the pre-main sequence can be neglected. This is because (1) the duration of the pre-main sequence is much shorter than that of the main sequence and (2) the convection zones are deepest during the early stages of stellar evolution, such that dilution of spallogenic ^{6}Li is more important. We thus consider here only the production of ^{6}Li by stellar flares during the main sequence.

It has been known for many years that the chromospheric and coronal activities of dwarf stars are closely related to their rotation (Kraft 1967). This relationship results from the generation and amplification of surface magnetic fields by a complex dynamo mechanism, whose efficiency depends on the interaction between differential rotation and subphotospheric convection (Charbonneau & MacGregor 2001). There exists ample evidence that stellar activity depends primarily on two quantities, namely the stellar rotation period, $P_{\rm rot}$, and the effective temperature, $T_{\rm eff}$. The first controls how much vorticity is injected into turbulent motions in the convective envelope. The second quantity is the best indicator of how deep is the SCZ where magnetic fields are generated (Richard et al. 2002). In particular, the SCZ characteristics in main-sequence stars of Pop II are extremely close to those in Pop I stars with the same $T_{\rm eff}$ (e.g. Talon & Charbonnel 2004, Fig. 1). We thus assume that for given $T_{\rm eff}$ and $P_{\rm rot}$, both main-sequence star populations generate the same surface magnetic fields.

We also assume that the rate of proton acceleration in stellar flares does not depend on metallicity, but only on surface magnetic flux. In solar flares, the particle acceleration processes at work in impulsive events are related to excitation of plasma waves that are essentially independent of the heavy element content of the coronal plasma. Thus, in our model, the scaling of the stellar-flare accelerated protons ($f_{\rm a}(t)$ in Eq. (1)) only depends on $T_{\rm eff}$ and $P_{\rm rot}$, such that it can be estimated using the wealth of available data for the stellar activity of Pop I stars.

Numerous studies have searched for correlations between observable manifestations of stellar magnetic activity and rotation. X-ray emission may be the most widely available tracer of surface magnetic activity. Although the exact mechanism(s) of stellar coronal heating remains poorly understood, it leaves no doubt that magnetic fields play the crucial role, such that coronal X-ray measurements provide a good proxy for the stellar magnetic flux (Pevtsov et al. 2003) and in turn for the flaring activity. We used the extensive study of Pizzolato et al. (2003) on the relationship between stellar rotation and coronal X-ray emission in Pop I stars. These authors have selected a sample of 259 late-type main-sequence stars that were observed with *ROSAT*, consisting of 110 field stars and 149 stars belonging to young open clusters. The stellar rotation periods, which were generally derived from photometric measurements, cover the range $0.2 < P_{\rm rot} < 50$ days. Strong correlations between the X-ray luminosity, $L_{\rm X}$, and $P_{\rm rot}$ were found. These correlations depend on the $B-V$ color of the stars, which reflects the dependence of the surface magnetic fields on the depth of the convection zone. To take into account this dependency, stellar magnetic activity is usually studied as a function of the so-called Rossby number, $R_0 = P_{\rm rot}/\tau_{\rm conv}$, where $\tau_{\rm conv}$ is the convective turnover time, which, for main sequence stars, is essentially a function of the $B-V$ color only. The 24 stars observed by Asplund et al. (2006) are situated in the turnoff region of the Hertzsprung-Russel diagram and cover the $B-V$ color range $0.37 < B-V < 0.49$. Using the database computed with the Yale Stellar Evolution Code (Demarque et al. 2004, and references therein), we find that earlier in the main sequence life, the stars selected by Asplund et al. (2006) were in the color range $\sim 0.45 < B-V < 0.60$. Pizzolato et al. (2003) obtained the following relationship

for the close color range $0.50 < B - V < 0.60$:

$$L_X = 10^{30.1}\ \mathrm{erg\ s^{-1}}\ \text{ for } P_{\rm rot} \leq 1.8 \text{ days},$$
$$= 10^{30.1}\left(\frac{P_{\rm rot}}{1.8\ \mathrm{days}}\right)^{-2}\ \mathrm{erg\ s^{-1}}\ \text{ for } P_{\rm rot} > 1.8 \text{ days}. \quad (2)$$

Given the relatively narrow color range of interest, we used for simplicity this relation to derive the time-dependent activity level of Pop I stars, instead of a possible more general scaling from the Rossby number[1].

The time evolution of stellar rotation period during the main sequence depends on the adopted law for the angular momentum loss of the star. Pioneering observations have established that measured rotational velocities on the main sequence roughly decrease as the inverse square root of the age (Skumanich 1972). This is usually attributed to the loss of angular momentum through magnetic stellar winds and corresponds to a loss law of the form $\mathrm{d}J/\mathrm{d}t \propto \omega^3$, where ω is the angular velocity (Kawaler 1988). Further observations have revealed the existence of more rapid rotators on the early main sequence than predicted by the above angular momentum loss law (see Krishnamurthi et al. 1997, and references therein). However, we adopted for simplicity the time dependence

$$P_{\rm rot}(t) = P_{\rm ZAMS}\sqrt{\frac{t}{t_{\rm ZAMS}}}, \quad (3)$$

where $P_{\rm ZAMS}$ is the rotation period at the zero-age main sequence (ZAMS), which we estimated from the recent study of Herbst & Mundt (2005) (see below).

It is possible, however, that the rotational evolution of Pop II stars has been different from their Pop I counterparts. The existing data on the surface rotation velocity of MPHSs are scarce and not very constraining (see Lucatello & Gratton 2003, and references therein). But it is well known that radiation-driven mass loss, which carries away angular momentum, is metallicity dependent. This is because the main source of radiation opacity is provided by metal lines. This effect could lead to higher rotation rate and hence higher surface magnetic field and ^{6}Li production by flares in MPHSs than in Pop I stars of the same stellar age and initial rotation period $P_{\rm ZAMS}$.

Finally to obtain an estimate of $f_{\rm a}(t)$ (Eq. (1)), we need to relate the coronal X-ray luminosity to the flare-accelerated proton luminosity, $L_{\rm p}(\geq 10\ \mathrm{MeV})$. We use the following relation:

$$f_{\rm a}(t) = \frac{L_{\rm p}(\geq 10\ \mathrm{MeV})}{L_{\rm p}^{\odot}(\geq 10\ \mathrm{MeV})} = \left(\frac{L_{\rm X}}{L_{\rm X}^{\odot}}\right)^{\alpha}, \quad (4)$$

where the index α accounts for the fact that proton luminosity may not scale linearly with X-ray luminosity, in the sense that most of the energetic protons can be produced by the most powerful flares, whereas heating of stellar coronae can essentially be related to less powerful but more frequent flares. The relationship between X-ray luminosity and accelerated proton fluence has been discussed several times for the young Sun to address the role of energetic processes in the early solar system (e.g. Lee et al. 1998; Feigelson et al. 2002; Gounelle et al. 2006). In these studies, the proton luminosity in the young solar nebula is inferred from X-ray observations of stellar analogs of the pre-main sequence Sun. The mean characteristic X-ray luminosity of these objects is measured to be $L_{\rm X} \sim 2 \times 10^4\ L_{\rm X}^{\odot}$ and the proton luminosity is estimated to be $L_{\rm p}(\geq 10\ \mathrm{MeV}) \sim 3 \times 10^6\ L_{\rm p}^{\odot}(\geq 10\ \mathrm{MeV})$. This corresponds to $\alpha \sim 1.5$. Feigelson et al. (2002) have argued that such a nonlinearity is reasonable because the frequency distribution of solar proton events as a function of energy, $\mathrm{d}N/\mathrm{d}E \propto E^{-1.15}$, is significantly flatter than that of X-ray events, $\mathrm{d}N/\mathrm{d}E \propto E^{-1.6} - E^{-1.8}$.

The total luminosity of the Sun's corona in the *ROSAT*/PSPC band (0.1–3 keV) ranges from $\approx 2.7 \times 10^{26}\ \mathrm{erg\,s^{-1}}$ during the quiet phase to $\approx 4.7 \times 10^{27}\ \mathrm{erg\,s^{-1}}$ during maximum phase (Peres et al. 2000). We use the average solar luminosity $L_{\rm X}^{\odot} \simeq 10^{27}\ \mathrm{erg\,s^{-1}}$.

Equations (2)–(4) allow to estimate the time-dependent luminosity of flare-accelerated protons for any Pop I, main-sequence star in the color range $0.5 < B-V < 0.6$ given its initial rotation period $P_{\rm ZAMS}$. As discussed above, this estimate is expected to be valid to first order to Pop II stars in the same color range as well. Clearly, the relation between the flare-accelerated proton luminosity and the coronal X-ray luminosity (Eq. (4)) is the most uncertain step of the model, due to our lack of knowledge of the heating and particle acceleration processes at work in stellar flares.

Figures 2a and b show the evolution of ^{6}Li/H abundance ratios as the function of stellar age calculated from Eq. (1). For these figures, the calculations assume no ^{6}Li depletion ($\lambda_{\rm D} = 0$) and no presence of protostellar ^{6}Li (for example of cosmic-ray origin) in the stellar atmospheres (see below). We took $M_{\rm cz}$ from the evolutionary models of MPHSs calculated by Richard et al. (2002, Fig. 1). The age for the beginning of the main sequence, $t_{\rm ZAMS}$ in Eq. (3), is also from Richard et al. (2002). The dependence of $M_{\rm cz}$ on stellar mass and metallicity can be seen in Fig. 2a, where the ^{6}Li production is calculated for $P_{\rm ZAMS} = 1$ day and $\alpha = 1.5$. We see that the ^{6}Li/H ratio increases with increasing stellar mass, because the SCZ becomes shallower. For example, in going from $M_* = 0.7$ to $0.8\ M_{\odot}$ for [Fe/H] = −2.31, $M_{\rm cz}$ near turnoff is reduced by a factor of ∼50. The ^{6}Li/H ratio also increases with decreasing [Fe/H], because the SCZ also becomes shallower as the metallicity is reduced (Richard et al. 2002; see also Deliyannis & Malaney 1995).

Figure 2b shows the dependence of ^{6}Li production on α and $P_{\rm ZAMS}$. The ^{6}Li synthesis by flares is less important for $\alpha = 1$ than for $\alpha = 1.5$, because the average proton luminosity is lower in the former case. The time evolution of the ^{6}Li/H ratio is also very different for the two values of α. For $\alpha = 1$, ^{6}Li/H is strongly increasing near turnoff as $M_{\rm cz}$ becomes shallower. The production of ^{6}Li during the early main sequence is more important for $\alpha = 1.5$, because the luminosity of flare-accelerated protons is high enough to compensate the deeper SCZ. We also see that ^{6}Li production strongly depends on $P_{\rm ZAMS}$. For $P_{\rm ZAMS} = 1$ day, the ^{6}Li/H ratio reaches 5.3×10^{-12} and 2.8×10^{-11} at turnoff, for $\alpha = 1$ and 1.5, respectively. But for $P_{\rm ZAMS} = 5$ days, we have only $^6\mathrm{Li/H} \lesssim 3 \times 10^{-13}$. The latter value is below the sensitivity of the present ^{6}Li measurements, which are shown in Fig. 2c as a function of metallicity.

The data shown in this figure are from Asplund et al. (2006), Smith et al. (1998) and Cayrel et al. (1999). The data of Asplund et al. (2006) are often restricted in the recent literature on this subject (see e.g. Prantzos 2006) to the nine detections of ^{6}Li at $\geq 2\sigma$ confidence level. This procedure is valuable when the main concern is to discuss the existence of high ^{6}Li abundances even at low metallicity. But it would have introduced a strong bias in our subsequent statistical analysis, especially when analysing the dispersion of the data. In the definition of

[1] MPHSs probably have much lower X-ray luminosities than those given by Eq. (2) (see Ottmann et al. 1997), due to the fact that coronal X-ray emission is strongly dependent on metallicity, because, for coronal temperatures below $\sim 2 \times 10^7$ K, the bulk of X-ray radiation is emitted in lines from heavy elements. For MPHSs, this possibly lower X-ray luminosity is not an indication of lower surface magnetic fields.

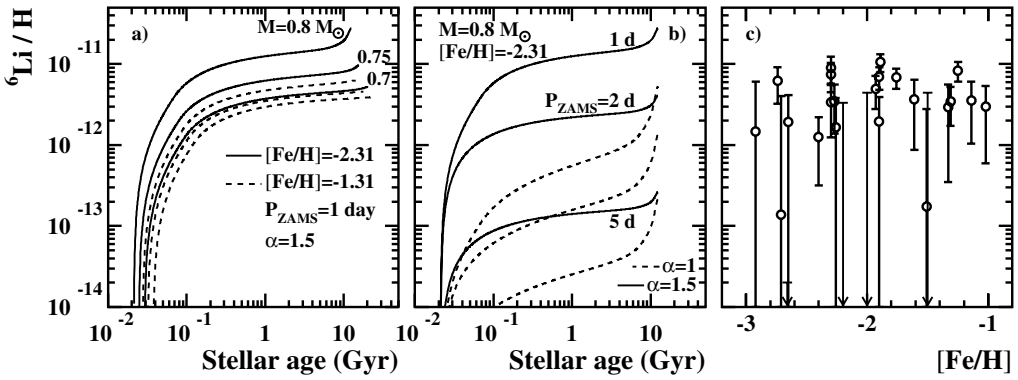

Fig. 2. a), b) Calculated evolution of ^{6}Li/H on the main sequence of MPHSs. The calculations assume that there is no ^{6}Li in the stellar atmospheres at the zero-age main sequence and do not take into account ^{6}Li depletion. Panel **a)** shows the dependence of predicted ^{6}Li/H on the star mass and metallicity, whereas panel **b)** shows the effects of changing $P_{\rm ZAMS}$ (Eq. (3)) and α (Eq. (4)). **c)** Observed ^{6}Li/H ratios as a function of metallicity. The data are from Asplund et al. (2006), Smith et al. (1998) and Cayrel et al. (1999). The downward-directed arrows correspond to 1σ upper limits, except for the star BD +09°2190 at [Fe/H] = −2.66, whose measured isotopic ratio is ^{6}Li/^{7}Li = −0.033 ± 0.027 (Asplund et al. 2006).

our sample, we thus kept all the measured ^{6}Li/^{7}Li ratios whatever their values. However, following Asplund et al. (2006), we excluded from their data the Li-rich star HD 106038, which has strong overabundances in Be, Si, Ni, Y and Ba, suggesting an enrichment by mass transfer from a companion star. We also did not take into account the relatively cool ($T_{\rm eff}$ = 5980 K) star HD 19445, whose mass ($M_* < 0.7\ M_\odot$) is significantly lower than that of the other stars observed by Asplund et al. (2006). As discussed by the authors, this metal-poor dwarf was only included in the observational program to provide a consistency check of the measurements, given that no significant ^{6}Li was expected to be detected. Smith et al. (1998) reported measurements of ^{6}Li/^{7}Li isotopic ratios with 1σ errors in nine single MPHSs. Among them, the four stars not observed by Asplund et al. (2006) were included in the data sample: HD 74000, HD 84937, BD +42°2667, and BD +20°3603. For HD 84937, however, we used the more accurate isotopic ratio measured by Cayrel et al. (1999): ^{6}Li/^{7}Li = 0.052 ± 0.019. In total, the sample contains 26 stars. The ^{6}Li/H ratios plotted in Fig. 2c were obtained by multiplying ^{6}Li/^{7}Li with the measured non-LTE Li abundances.

From a qualitative comparison between Figs. 2b and 2c, it can be anticipated that results of the model would not be excluded by the current data, provided the distribution of $P_{\rm ZAMS}$ for MPHSs includes both slowly ($P_{\rm ZAMS} \gtrsim 2$ days) and rapidly rotating stars during the early main sequence. To check further the validity of the model, one needs, however, to compare the data to predicted frequency distributions of ^{6}Li abundances in MPHSs.

3.2. Frequency distribution of ^{6}Li/^{7}Li ratios in MPHSs

Theoretical frequency distributions of ^{6}Li/H values were calculated using a Monte-Carlo method. We first generated cubes of ^{6}Li abundance values near turnoff using $P_{\rm ZAMS}$, M_* and [Fe/H] as axes of each cube. We assumed the age of the MPHSs to be ∼13.5 Gyr (e.g. Richard et al. 2002). For the stars that are already on the subgiant branch at 13.5 Gyr, we used their turnoff age (Richard et al. 2002), which depends on M_* and [Fe/H]. Star samples with given distributions of rotation rate, mass and metallicity were then built by generation of the appropriate random numbers. The ^{6}Li surface abundance of each generated star was obtained from polynomial interpolation in the cubes. The calculated ^{6}Li/H values were finally binned to give the corresponding relative frequencies.

We estimated the statistical distribution of $P_{\rm ZAMS}$ from the study of Herbst & Mundt (2005). These authors have analyzed available data for the rotation period of ∼500 pre-main sequence and early main sequence stars belonging to five nearby young clusters: the Orion nebula cluster, NGC 2264, α Per, IC 2602, and the Pleiades. They found that 50−60% of young main sequence stars of solar-like mass (0.4−1.2 $M_\odot$) are rapidly rotating ($P_{\rm ZAMS} \lesssim 2$ days). As discussed by Herbst & Mundt, these stars were probably released from any accretion disk locking mechanism very early on and thus conserved angular momentum throughout most of their pre-main sequence evolution. On the other hand, the remaining 40−50% stars that are more slowly rotating lost substantial amounts of angular momentum during their first million years, probably through interactions with their accretion disk. We approximated the observed bimodal distribution of stellar rotation period by two Gaussian distributions of equal weight, with means and standard deviations ($\mu_{\rm F}$ = 0.8 day; $\sigma_{\rm F}$ = 0.3 day) and ($\mu_{\rm S}$ = 4.3 days; $\sigma_{\rm S}$ = 2 days) for the fast and slow rotators, respectively. For the fast rotators, a cutoff was introduced at $P_{\rm ZAMS}$ = 0.2 day (Herbst & Mundt 2005).

It is likely, however, that the distribution of $P_{\rm ZAMS}$ in metal-poor Pop II stars has been different from that observed in Pop I stars, due to some metallicity effects in the process of star formation, e.g. a possible weakening of the magnetic coupling between the forming star and its surrounding with decreasing [Fe/H]. Such effects could lead to an enhancement of the fraction of rapidly rotating MPHSs in comparison with the proportions measured for their Pop I counterparts (see Maeder et al. 1999).

We assumed the mass distribution of the 26 single stars of the sample to be uniform between 0.7 and 0.8 $M_\odot$. This is the approximate mass range estimated by Asplund et al. (2006, see Fig. 6) for their star sample, using the evolutionary tracks calculated by VandenBerg et al. (2000).

Figure 3a shows calculated frequency distributions of flare-produced ^{6}Li abundances for 3 stellar metallicities: [Fe/H] = −2.92, −1.02 and −2.02. The first two values are the minimum and maximum measured metallicities of the data sample. The ^{6}Li/H distributions were obtained from the distributions of $P_{\rm ZAMS}$ and M_* discussed above, assuming α = 1.5 (Eq. (4))

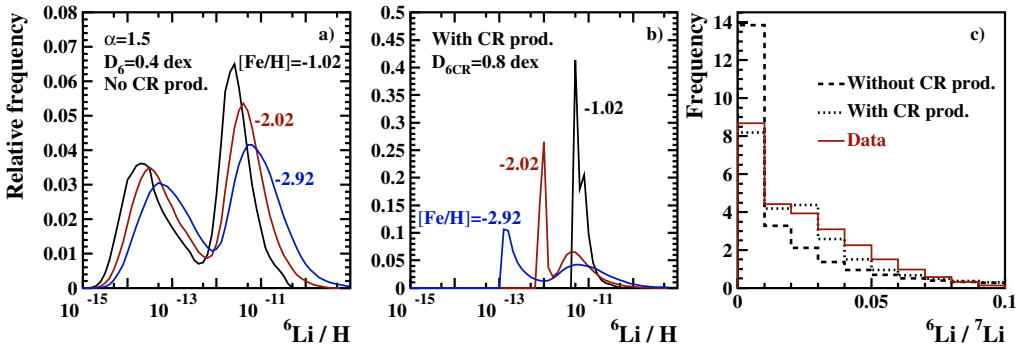

Fig. 3. Normalized frequency distributions of **a)** calculated ^{6}Li/H ratios for 3 values of [Fe/H] without cosmic-ray ^{6}Li production, **b)** the same but with a cosmic-ray ^{6}Li contribution, and *c*) calculated and observed ^{6}Li/^{7}Li ratios averaged over metallicity. The calculations assume $\alpha = 1.5$ (Eq. (4)) and depletion factors for flare-produced and cosmic-ray produced ^{6}Li of 0.4 and 0.8 dex, respectively (see text).

and a constant ^{6}Li depletion factor for all stars, $D_6 = 0.4$ dex. This value is the approximate average of the main sequence depletion of ^{6}Li predicted from the so-called T6.09 turbulent diffusion model of Richard et al. (2002, 2005; see also Table 6 of Asplund et al. 2006). The bimodal character of the ^{6}Li/H distributions shown in Fig. 3a results from that of the $P_{\rm ZAMS}$ distribution. Thus, rapidly (slowly) rotating MPHSs produce ^{6}Li/H abundance ratios greater (lower) than $\sim 10^{-12}$. We also see in Fig. 3a that the predicted ^{6}Li distributions are shifted to higher values as the metallicity decreases. This is because the SCZ becomes shallower with decreasing [Fe/H] (see also Fig. 2a).

We have neglected up to now ^{6}Li production by galactic cosmic-ray (GCR) nucleosynthesis. However, the production of that light isotope by interaction of energetic nuclei in GCRs with the interstellar medium is well established (e.g. Reeves et al. 1970; Vangioni-Flam et al. 2000). In fact, galactic chemical evolution models show that ^{6}Li production by GCR interactions can exceed the observed ^{6}Li stellar abundances for metallicities [Fe/H] $\gtrsim -2$ (Rollinde et al. 2005; Prantzos 2006). This can be accounted for by significant ^{6}Li depletion at relatively high metallicities. In particular, the relatively low abundances measured by Nissen et al. (1999) in two galactic disk stars with [Fe/H] $\simeq -0.6$ (HD 68284 and HD 130551; ^{6}Li/H $\simeq 10^{-11}$) require a depletion of GCR-produced ^{6}Li by $\sim$0.8 dex (Prantzos 2006). This depletion factor can result from a significant ^{6}Li depletion during the pre-main sequence (see Asplund et al. 2006, Table 6; Piau 2005), in addition to that occuring on the main sequence. We took into account the GCR-produced ^{6}Li from the galactic evolution curve shown in Fig. 3 of Prantzos (2006), assuming, for simplicity, a metallicity-independent depletion factor $D_{6\rm CR} = 0.8$ dex for all stars[2]. $D_{6\rm CR}$ is higher than D_6, because of the additional depletion of GCR-produced ^{6}Li on the pre-main sequence. Calculated ^{6}Li distributions with the GCR contribution are shown in Fig. 3b. The three distributions now appear to be significantly different, as a result of the metallicity dependence of the GCR-produced ^{6}Li component. But we can see from a comparison between Figs. 3a and 3b that for [Fe/H] < -2, the GCR contribution does not significantly modify the flare-produced ^{6}Li/H distributions for the population of fast stellar rotators.

[2] The stellar evolution calculations of Richard et al. (2002, 2005) and Piau (2005) predict an increase of the ^{6}Li pre-main sequence depletion with increasing [Fe/H]. However, the pre-main sequence depletion factors are considered to be very uncertain (e.g. Proffitt & Michaud 1989) and it is sufficient for the scope of this paper to neglect the possible metallicity dependence of $D_{6\rm CR}$.

In the comparison to the data, both experimental and theoretical ^{6}Li/^{7}Li ratios were averaged over the metallicity distribution. Although it necessarily limits the sensitivity of the test of the model, averaging over metallicity appears to be unavoidable for the test to be statistically significant, given the scarcity of the current data and the relatively large experimental uncertainties.

We show in Fig. 3c a comparison of observed and calculated frequency distributions. The data distribution takes into account the experimental errors. It was obtained by creating Gaussian distributions whose means were the measured isotopic ratios and whose standard deviations were the measured 1σ errors, and then summing them. The resulting distribution was then binned into a histogram using a bin width of 0.01, which is comparable to the experimental errors. For the data compatible with ^{6}Li/H = 0, the probabilities associated with potential negative values of ^{6}Li/H were taken into account when calculating the content of the first bin. The theoretical distributions were obtained by dividing the ^{6}Li abundances calculated for each generated MPHS (i.e. as a function of $P_{\rm ZAMS}$, M_* and [Fe/H]), by the estimated metallicity-dependent ^{7}Li content of that star. We used the univariate linear fit given by Asplund et al. (2006):

$$\log \epsilon_{^7\rm Li} = (2.409 \pm 0.020) + (0.103 \pm 0.010) \cdot [{\rm Fe/H}] \,, \qquad (5)$$

where $\log \epsilon_{^7\rm Li} = \log(^7{\rm Li/H})+12$.

To test the null hypothesis that the ^{6}Li/^{7}Li data sample comes from a specific distribution calculated in the framework of the model, we used a generalization of the standard chi-square goodness-of-fit test. We chose for the test statistic the general χ^2 statistic given by Baker & Cousins (1984) for Poisson-distributed data:

$$\chi^2_\lambda = 2 \sum_i [(y_i - n_i) + n_i \ln(n_i/y_i)] \,, \qquad (6)$$

where i is the ^{6}Li/^{7}Li bin number, y_i is the average number of stars predicted by the model with a given set of parameters to be in the ith bin, and n_i is the number of events in the ith bin from a given draw of 26 stars. The probability density function of χ^2_λ was constructed by generating random ^{6}Li/^{7}Li frequency distributions from a large number of samples of size $N_{\rm star} = 26$, drawn from the population described by the model with the given set of parameters. The distributions were limited to the seven most significant bins for the test, i.e. ^{6}Li/^{7}Li < 0.07. The experimental value, $\chi^2_{\lambda,\rm exp}$, was calculated from the data distribution using the same values of y_i (i.e. the same model parameters) as above. The result of the test was then obtain by deriving from the calculated

probability density function the probability of observing a value $\chi^2_\lambda > \chi^2_{\lambda,\mathrm{exp}}$ (see Brandt 1976).

The corresponding probabilities without and with the cosmic-ray ^{6}Li production were found to be 34.7% and 99.8%, respectively. Thus, given the usual significance level of 5%, the null hypothesis "the considered ^{6}Li/^{7}Li data distribution is correctly described by the model with the given parameter values" must not be rejected when cosmic-ray ^{6}Li production is taken into account. When the contribution of GCR-produced ^{6}Li is not taken into account, the fraction of slowly rotating stars that produce ^{6}Li/^{7}Li ratios lower than 0.01 is too high to get a quantitatively good agreement with the data (Fig. 3c), even if the overall trend of the observed frequency distribution is reproduced. It is noteworthy that a strong discrepancy is observed between the data and the model when ^{6}Li is supposed to be only produced by GCR with a depletion of 0.8 dex. In that case, the probability for ^{6}Li/^{7}Li to be higher than 0.03 vanishes.

The statistical test described above can also be used to estimate confidence intervals for the model parameters. We studied in particular confidence limits for α (Eq. (4)). We found this parameter to be strongly correlated with the ^{6}Li depletion factor. For the extreme case $D_6 = 0$ (i.e. no depletion of flare-produced ^{6}Li) we obtained $\alpha > 1.2$ with a confidence level of 68% (i.e. 1σ). Thus, a necessary condition for the model to be valid is that the stellar-flare-accelerated proton luminosity does not scale linearly with the coronal X-ray luminosity.

4. Discussion

4.1. There is no ^{6}Li plateau

We have presented a model of ^{6}Li production by stellar flares that can explain the recent measurements of ^{6}Li in several MPHSs. We have shown that the measured ^{6}Li/^{7}Li frequency distribution can result from a combination of flare-produced ^{6}Li with a protostellar ^{6}Li component from GCR nucleosynthesis. This scenario implies a relatively large dispersion of the ^{6}Li/^{7}Li ratios, which is mainly due to variations in the ^{6}Li production of each star, rather than variations in the ^{6}Li depletion.

The good agreement observed between data and model predictions suggests a large scatter of observational ^{6}Li/^{7}Li ratios around mean value. In view of this, the existence of a "^{6}Li plateau" from the data of Asplund et al. (2006), as is almost always reported in the recent literature on this subject, appears highly questionable. We note that Asplund et al. themselves carefully caution that their ^{6}Li data do not necessarily imply the existence of a plateau given the observational scatter and the current sensitivity of the ^{6}Li abundance measurements. This wording is reminiscent of the well-known "Spite plateau" for ^{7}Li (Spite & Spite 1982), and thus suggests the same pregalactic origin for the two isotopes.

But we think that it is misleading and to further demonstrate this point, we performed a statistical test of the existence of the "^{6}Li plateau". The null hypothesis "there is a plateau" (i.e. a moderately tilted averaged linear dependence of ^{6}Li/H on metallicity with a small data dispersion around the mean value) was tested by performing a least squares linear regression to the data of Fig. 2c. From the obtained minimum χ^2, $\chi^2_{\mathrm{min}} = 37.4$ for 24 degrees of freedom, it can be concluded that the hypothesis "there is a plateau" can be rejected at the usual significance level of 5%. This high value of χ^2_{min} reflects a significant intrinsic scatter of the data ($\sigma_{\mathrm{obs}} = 3.44 \times 10^{-12}$ for a ^{6}Li/H mean value of 3.34×10^{-12}), when compared to the measurement errors. In comparison, the equivalent linear regression performed by Asplund et al. (2006) on ^{7}Li/H values indicates a very small scatter of 0.033 dex around the fit. We checked that similar results were obtained with our somewhat enlarged sample, with $\sigma_{\mathrm{obs}} = 1.51 \times 10^{-11}$ for a ^{7}Li/H mean value of 1.63×10^{-10}.

4.2. ^{6}Li production in young stellar objects

Young stellar objects (YSOs) are sites of very intense flares that are observed in X-rays. Recent observations of the Orion Nebula Cluster (ONC) with the *Chandra* satellite have shown that the X-ray activity of nonaccreting T Tauri stars (TTSs) is consistent with that of rapidly rotating main-sequence stars, while accreting TTSs are on average less X-ray active (Preibisch et al. 2005). These measurements suggest that a similar magnetic dynamo mechanism produces the X-ray activity in TTSs and main-sequence stars, although the correlation between X-ray activity and stellar rotation is not observed in pre-main sequence stars (Preibisch & Feigelson 2005; Preibisch et al. 2005). Magnetic field generation in YSOs may involve a turbulent convective dynamo that does not depend on rotation (Barnes 2003).

The flaring activity of YSOs is thought to be responsible for various high energy processes that are important for the formation of asteroids and planets (e.g. Feigelson & Montmerle 1999). In particular, irradiation of the inner accretion disk (the so-called "reconnection ring") by flare-accelerated ions can produce the relatively short-lived radionuclei ($T_{1/2} < 5$ Myr) that were present in the solar system when the calcium-aluminium-rich inclusions were formed (Lee et al. 1998; Gounelle et al. 2006, and references therein). In this scenario, the flare-accelerated particles are confined by magnetic fields that connect the star with the inner part of the accretion disk.

To obtain an upper limit on ^{6}Li production in YSOs, we assumed that all flare-accelerated particles are impinging on the stellar atmosphere, where they produce nuclear reactions in thick target interactions. The level of proton irradiation was estimated from Eq. (4), with $\alpha = 1.5$. We used for the mean characteristic X-ray luminosity of YSOs the fit as a function of stellar age obtained by Preibisch & Feigelson (2005) for ONC stars in the mass range 0.4−1 $M_\odot$:

$$\log L_{\mathrm{X}} = 30.25 - 0.32 \log\left(\frac{t}{10^6\ \mathrm{yr}}\right) \mathrm{erg\ s^{-1}}. \quad (7)$$

These X-ray observations were made with *Chandra* in the 0.5−8 keV energy band. The average solar luminosity in the same energy range is $\log L_{\mathrm{X}}^{\odot} \sim 26.1$ erg s^{-1} (see Peres et al. 2000).

The surface ^{6}Li abundance should be strongly diluted during the pre-main sequence, when the convection zones are deepest. We took the time evolution of M_{cz} in metal-poor YSOs from Deliyannis & Malaney (1995, Fig. 2). Using their results for [Fe/H] = −2.3 and $M_* = 0.8\ M_\odot$, which give the shallowest SCZ for $t \gtrsim 1$ Myr, we get from Eq. (1) with $\lambda_{\mathrm{D}} = 0$: ^{6}Li/H $= 4.2 \times 10^{-13}$ at $t = 10^7$ yr. The ^{6}Li abundance will be further depleted before the star reachs the turnoff region. Thus, production of spallogenic ^{6}Li during the pre-main sequence should not significantly contribute to the observed ^{6}Li abundances (see Fig. 2c).

4.3. ^{7}Li, Be and B production by stellar flares

Deliyannis & Malaney (1995) have proposed to use the ^{6}Li/Be and B/Be ratios in the MPHS HD 84937 to discriminate flare-produced ^{6}Li from ^{6}Li of protostellar origin. However,

Lemoine et al. (1997) have pointed out that the amount of flare-produced Be and B should anyhow be negligible with respect to the amount of Be and B observed in this star.

Be and B are produced by spallation from C, N and O, whereas ^{6}Li is mainly produced by the interactions of accelerated ^{3}He and α-particles with atmospheric He (Sect. 2). The flare-produced Be/^{6}Li and B/^{6}Li ratios are thus proportional to the star metallicity. For the accelerated particle spectral index $s = 4$, we find the following yield ratios (see Fig. 1):

$$\frac{Q(\mathrm{Be})}{Q(^6\mathrm{Li})} = 3.5\times10^{-3}\frac{Z}{Z_\odot} \text{ and}$$
$$\frac{Q(\mathrm{B})}{Q(^6\mathrm{Li})} = 0.10\frac{Z}{Z_\odot}, \quad (8)$$

where $Z/Z_\odot = 10^{[\mathrm{Fe/H}]}$. The observed limit $^6\mathrm{Li/H} < 2\times10^{-11}$ (see Fig. 2c) implies for the flare-produced Be and B abundances:

$$\left(\frac{\mathrm{Be}}{\mathrm{H}}\right)_{\mathrm{Flare}} < 7\times10^{-14}\frac{Z}{Z_\odot} \text{ and}$$
$$\left(\frac{\mathrm{B}}{\mathrm{H}}\right)_{\mathrm{Flare}} < 2\times10^{-12}\frac{Z}{Z_\odot}. \quad (9)$$

These limits should be compared with the Be and B abundances measured in MPHSs. It is well-known that these abundances are both approximately proportional to $Z/Z_\odot$. The following fits to the data have been obtained (see Boesgaard et al. 1999 for Be, Duncan et al. 1997 for B):

$$\frac{\mathrm{Be}}{\mathrm{H}} \simeq 4\times10^{-11}\frac{Z}{Z_\odot} \text{ and}$$
$$\frac{\mathrm{B}}{\mathrm{H}} \simeq 6\times10^{-10}\frac{Z}{Z_\odot}. \quad (10)$$

Thus, the amounts of Be and B produced in flares should always be negligible as compared with the observed abundances, as Lemoine et al. (1997) already showed for HD 84937.

This conclusion holds true for ^{7}Li as well. For $s = 4$, we calculate that independently of metallicity $Q(^7\mathrm{Li}) = 0.45Q(^6\mathrm{Li})$ (Fig. 1). The measured isotopic ratios ^{6}Li/^{7}Li are <0.1 (Fig. 3c). Thus, if ^{6}Li and ^{7}Li are similarly depleted during the main sequence (Richard et al. 2005), flares should contribute less than a few percent to the ^{7}Li content of MPHSs.

4.4. Observational tests of the model

Flare-produced ^{6}Li is most likely to be observed in active MPHSs having a relatively thin SCZ on the main sequence. The mass M_{cz} of the SCZ during the main sequence and at turnoff is a decreasing function of the stellar effective temperature T_{eff} (e.g. Richard et al. 2002). Thus, as discussed by Deliyannis & Malaney (1995), we expect to observe an increase of ^{6}Li/^{7}Li as a function of T_{eff}. Such a relationship, however, is also expected from stellar depletion of protostellar Li (Richard et al. 2005; Deliyannis & Malaney 1995). Thus, even if a large database of Li measurements in MPHSs could allow one to identify a dependence of ^{6}Li/^{7}Li on T_{eff}, which is not the case with the current data, this would not allow one to unambiguously discriminate between flare-produced and protostellar ^{6}Li.

Deliyannis & Malaney (1995) have proposed more specifically to use ^{6}Li/^{7}Li as a function of T_{eff} on the subgiant branch, in the temperature range 6000−6600 K. They argued that if ^{6}Li is produced by flares, ^{6}Li/^{7}Li should decrease with decreasing T_{eff}

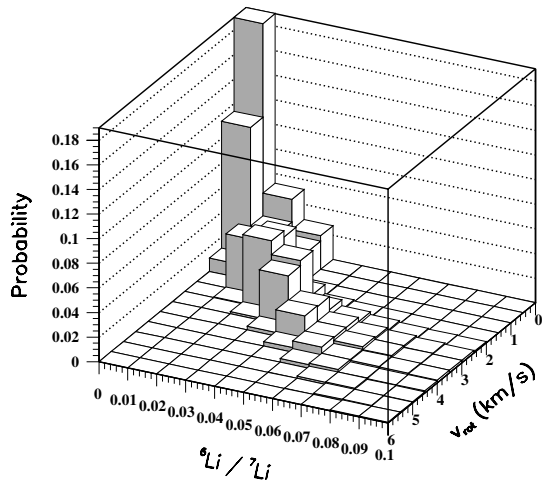

Fig. 4. Double differential probability distribution showing the correlation expected between ^{6}Li/^{7}Li and the stellar rotation velocity. The calculations were performed with $\alpha = 1.5$, $D_6 = 0.4$ dex and $D_{6\mathrm{CR}} = 0.8$ dex.

because of the increasing M_{cz} past the turnoff, whereas the same ratio should be constant if ^{6}Li is of protostellar origin, because the preservation region of protostellar ^{6}Li in subgiant MPHSs is expected to be larger than the SCZ. However, Lemoine et al. (1997) have questioned the reliability of this observational test, which strongly depends on the adopted stellar physics. In particular, stellar-evolution models including diffusion and turbulent mixing (Richard et al. 2005; Korn et al. 2006) may not predict the same ^{6}Li/^{7}Li vs. T_{eff} relationships.

A more powerful observational test might be provided by the correlation expected between the abundance of flare-produced ^{6}Li and the stellar rotation velocity, which is probably one of the best indicators of the level of flaring activity that the stars experienced during their main sequence evolution. To study this relationship, we introduced the equatorial rotation velocity of each generated star into our Monte-Carlo simulation,

$$v_{\mathrm{rot}} = \frac{2\pi R_*}{P_{\mathrm{rot}}}, \quad (11)$$

where the stellar radius R_* at $t \sim 13.5$ Gyr was obtained from the Dartmouth stellar evolution code developed by Chaboyer et al. (2001) and Guenther et al. (1992)[3], and the rotation period P_{rot} was estimated from Eq. (3). We remind the reader that Eq. (3) only provides a first-order description of the rotation period evolution during the main sequence (see Krishnamurthi et al. 1997; Piau 2005). Figure 4 shows a calculated distribution of stars as a function of ^{6}Li/^{7}Li and v_{rot}. We used the same parameters as before: $\alpha = 1.5$, $D_6 = 0.4$ dex and $D_{6\mathrm{CR}} = 0.8$ dex (see Fig. 3c). We see that, on average, ^{6}Li/^{7}Li increases with increasing v_{rot}. Thus, the calculated mean isotopic ratio is $^6\mathrm{Li}/^7\mathrm{Li} = 0.012$ for $0 < v_{\mathrm{rot}} \leq 2$ km s^{-1} and $^6\mathrm{Li}/^7\mathrm{Li} = 0.045$ for $2 < v_{\mathrm{rot}} \leq 4$ km s^{-1}.

We did not take into account in these calculations the possible dependence of Li depletion with stellar rotation. Stellar-evolution models with rotationally-induced mixing predict that ^{6}Li depletion increases faster than ^{7}Li depletion with increasing rotation rate (Pinsonneault et al. 1999). This effect could lead to a reduction of the ^{6}Li/^{7}Li ratio with increasing v_{rot}.

Asplund et al. (2006) have derived the projected rotation velocity $v_{\mathrm{rot}} \sin i$ of 18 MPHSs from an analysis of several spectral

[3] See also URL `http://stellar.dartmouth.edu/~evolve/`

lines using 3D LTE model atmospheres. The derived $v_{\rm rot} \sin i$ values range from 0.4 to 3.8 km s^{-1}. These high estimated $v_{\rm rot} \sin i$ values would help the flare model for the origin of ^{6}Li. However, as discussed by Asplund et al., it is possible that part or all of the estimated rotational velocities are spoilt by systematic uncertainties due to the adopted stellar parameters for the 3D models. We note also that the expected correlation should be more difficult to identify with the *projected* rotation velocity $v_{\rm rot} \sin i$, which of course is lower than the true $v_{\rm rot}$ used in Fig. 4.

The relationship between Li abundance and stellar rotation can be more easily investigated in young Pop I stars, which have larger rotational velocities. Observations of dwarf stars in young open clusters (Soderblom et al. 1993; García-López et al. 1994; Randich et al. 1998) and in the solar neighbourhood (Cutispoto et al. 2003) have shown than the largest Li abundances are found in rapidly rotating stars with the strongest chromospheric emission. These observations are not explained by stellar models of rotation-induced Li depletion, which predict on the contrary that fast rotation enhances the mixing processes that lead to Li destruction (e.g. Charbonnel et al. 1992; Pinsonneault 1997; Piau & Turck-Chièze 2002). As discussed in Randich et al. (1998), it is possible that rapidly rotating, young stars deplete less Li because they undergo little angular momentum loss and transport, and hence little rotationally-driven mixing, until they reach the ZAMS. The observed correlation between $\log \epsilon_{\rm Li}$ and $v_{\rm rot} \sin i$ could also be partly due to stellar activity phenomena that may not be properly taken into account in Li abundance measurement (Cutispoto 2002; Xiong & Deng 2005). However, Li production by flares could also play a role, although the SCZs of these young stars are relatively deep. Our calculations show that the high Li abundances found in the fast rotating stars (Li/H $\sim 10^{-9}$) could be produced in flares, only if the spallogenic Li is not too rapidly diluted into the bulk of the SCZs. A large fraction of these Li atoms would then be ^{6}Li.

5. Summary

We have developed a model of light element production by stellar flares that can explain the recent observations of ^{6}Li in several MPHSs near turnoff, thus avoiding the need for a significant pre-galactic source of this isotope. We have shown that ^{6}Li could be mostly produced by the reaction ^{4}He(^{3}He, p)^{6}Li, if, as in solar flares, energetic ^{3}He nuclei are strongly enriched by a stochastic acceleration process.

The model is based on our current knowledge of the flaring activity of Pop I dwarf stars. Assuming for these high-metallicity objects a power-law relationship between the luminosity of flare-accelerated protons and the coronal X-ray luminosity, and using a well-established dependence of the X-ray luminosity on stellar rotation and in consequence on age, we have constructed a simple time-dependent model for the average power contained in stellar-flare accelerated particles. We then have used this flaring-activity parameter to model the production of ^{6}Li in the atmospheres of MPHSs.

Theoretical frequency distributions of ^{6}Li/^{7}Li in MPHSs near turnoff were calculated using a Monte-Carlo method and compared with the data of Smith et al. (1998), Cayrel et al. (1999) and Asplund et al. (2006). We took into account protostellar ^{6}Li produced by GCR nucleosynthesis as an additional contribution, which is only significant in stars of [Fe/H] > -2. Excellent agreement was found with the measured ^{6}Li/^{7}Li distribution.

Both stellar depletion factors for flare-produced and cosmic-ray produced ^{6}Li were treated in a first approximation as metallicity-independent parameters. The average values of these parameters were estimated from the stellar-evolution calculations of Richard et al. (2002, 2005). Prantzos (2006) has argued that if a pre-galactic source of protostellar ^{6}Li is to explain the abundances measured in the lowest metallicity stars, the unavoidable contribution of GCR-produced ^{6}Li at [Fe/H] > -2 implies the existence of a "fine-tuned and metallicity-dependent depletion mechanism". This "fine-tuning" is relaxed in the flare model, because the flare-produced ^{6}Li component is less dependent on metallicity and less depleted than the protostellar ^{6}Li contribution from the GCR.

An observational signature of the flare model will be difficult to obtain. We propose to seek for a positive correlation between ^{6}Li/^{7}Li and stellar rotation velocity. We hope that the current development of 3D model atmospheres will allow accurate measurements of the projected rotation velocities of many MPHSs. The predicted increase of ^{6}Li/^{7}Li as a function of $v_{\rm rot}$ is not expected in models of MPHSs that include rotational mixing and Li depletion (Pinsonneault et al. 1999).

Further improvements in the model would be necessary to make more detailed predictions realistic. Such improvements rely on advances in our understanding of physical processes underlying stellar rotation and flaring activity, as well as more high-quality measurements of Li isotopic abundances in both Pop I and II stars.

We have shown that the amounts of ^{7}Li, Be and B produced in flares should always be negligible as compared with the observed abundances of these species in MPHSs. ^{6}Li may provide a unique tool to study the nuclear processes occuring in stellar flares.

Acknowledgements. We would like to thank Mike Harris for fruitful discussions and his constructive comments on the manuscript. We are also indebted to Elisabeth Vangioni, Alain Coc, Jürgen Kiener, Matthieu Gounelle, and Nikos Prantzos for extremely helpful conversations. We finally acknowledge a very valuable discussion with Martin Asplund on the ^{6}Li data.

References

Asplund, M., Lambert, D. L., Nissen, P. E., et al. 2006, ApJ, 644, 229
Baker, S., & Cousins, R. D. 1984, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., 221, 437
Barnes, S. A. 2003, ApJ, 586, 464
Boesgaard, A. M., Deliyannis, C. P., King, J. R., et al. 1999, AJ, 117, 1549
Bonifacio, P., Molaro, P., Sivarani, T., et al. 2007, A&A, 462, 851
Brandt, S. 1976, in Statistical and Computational Methods in Data Analysis, Second edition (Amsterdam: North-Holland Publishing Company)
Canal, R., Isern, J., & Sanahuja, B. 1975, ApJ, 200, 646
Cayrel, R., Spite, M., Spite, F., et al. 1999, A&A, 343, 923
Chaboyer, B., Fenton, W. H., Nelan, J. E., Patnaude, D. J., & Simon, F. E. 2001, ApJ, 562, 521
Charbonneau, P., & MacGregor, K. B. 2001, ApJ, 559, 1094
Charbonnel, C., Vauclair, S., & Zahn, J.-P. 1992, A&A, 255, 191
Chaussidon, M., & Robert, F. 1999, Nature, 402, 270
Christian, D. J., Mathioudakis, M., Jevremovic̀, D., Hauschildt, P. H., & Baron, E. 2005, ApJ, 632, L127
Coc, A., Vangioni-Flam, E., Descouvemont, P., Adahchour, A., & Angulo, C. 2004, ApJ, 600, 544
Cutispoto, G. 2002, AN, 323, 325
Cutispoto, G., Tagliaferri, G., de Medeiros, J. R., et al. 2003, A&A, 397, 987
Cyburt, R. 2004, Phys. Rev. D, 70, 023505
Deliyannis, C. P., & Malaney, R. A. 1995, ApJ, 453, 810
Demarque, P., Woo, J.-H., Kim, Y.-C., & Yi, S. K. 2004, ApJS, 155, 667
Duncan, D. K., Primas, F., Rebull, M. L., et al. 1997, ApJ, 488, 338
Ellis, J., Olive, K. A., & Vangioni, E. 2005, Phys. Lett. B, 619, 30
Feigelson, E. D., & Montmerle, T. 1999, ARA&A, 37, 363
Feigelson, E. D., Garmire, G. P., & Pravdo, S. H. 2002, ApJ, 572, 335
García López, R. J., Rebolo, R., & Martín, E. L. 1994, A&A, 282, 518
Gershberg, R. E. 2005, Solar-Type Activity in Main-Sequence Stars (Berlin: Springer)
Gounelle, M., Shu, F. H., Shang, H., et al. 2006, ApJ, 640, 1163

Guenther, D. B., Demarque, P., Kim, Y.-C., & Pinsonneault, M. H. 1992, ApJ, 387, 372
Herbst, W., & Mundt, R. 2005, ApJ, 633, 967
Hobbs, L. M., & Thorburn, J. A. 1997, ApJ, 491, 772
Jedamzik, K. 2000, Phys. Rev. Lett., 84, 3248
Jedamzik, K., Choi, K. Y., Roszkowski, L., & Ruiz de Austri, R. 2006, J. Cosmol. Astro-Part. Phys., 7, 7
Kawaler, S. D. 1988, ApJ, 333, 236
Kawasaki, M., Kohri, K., & Moroi, T. 2005, Phys. Rev. D, 71, 083502
Kim, Y. C., & Demarque, P. 1996, ApJ, 457, 340
Korn, A. J., Grundahl, F., Richard, O., et al. 2006, Nature, 442, 657
Kraft, R. P. 1967, ApJ, 150, 551
Krishnamurthi, A., Pinsonneault, M. H., Barnes, S., & Sofia, S. 1997, ApJ, 480, 303
Kusakabe, M., Kajino, T., & Mathews, G. J. 2006, Phys. Rev. D, 74, 023526
Lee, T., Shu, F. H., Shang, H., Glassgold, A. E., & Rehm, K. E. 1998, ApJ, 506, 898
Lemoine, M., Schramm, D. N., Truran, J. W., & Coppi, C. J. 1997, ApJ, 478, 554
Lucatello, S., & Gratton, R. G. 2003, A&A, 406, 691
Maeder, A., Grebel, E. K., & Mermilliod, J.-C. 1999, A&A, 346, 459
Manzhavidze, N., Ramaty, R., & Kozlovsky, B. 1999, ApJ, 518, 918
Mathioudakis, M., Drake, J. J., Craig, N., et al. 1995, A&A, 302, 422
Mercer, D., Austin, S., Brown, J., et al. 2001, Phys. Rev. C, 63, 065805
Montes, D., & Ramsey, L. W. 1998, A&A, 340, L5
Nissen, P. E., Lambert, D. L., Primas, F., & Smith, V. V. 1999, A&A, 348, 211
Ottmann, R., Fleming, T. A., & Pasquini, L. 1997, A&A, 322, 785
Peres, G., Orlando, S., Reale, F., Rosner, R., & Hudson, H. 2000, ApJ, 528, 537
Pevtsov, A. A., Fisher, G. H., Acton, L. W., et al. 2003, ApJ, 598, 1387
Piau, L. 2005, [arXiv:astro-ph/0511402]
Piau, L., & Turck-Chièze, S. 2002, ApJ, 566, 419
Pinsonneault, M. H. 1997, ARA&A, 35, 557
Pinsonneault, M. H., Walker, T. P., Steigman, G., & Narayanan, V. K. 1999, ApJ, 527, 180
Pizzolato, N., Maggio, A., Micela, G., Sciortino, S., & Ventura, P. 2003, A&A, 397, 147
Prantzos, N. 2006, A&A, 448, 665
Preibisch, T., Kim, Y.-C., Favata, F., et al. 2005, ApJS, 160, 401
Proffitt, C. R., & Michaud, G. 1989, ApJ, 346, 976
Ramaty, R., & Simnett, G. M. 1991, in The Sun in Time, ed. C. P. Sonett, M. S. Giampapa, & M. S. Matthews (Tucson: Univ. Arizona Press), 232
Ramaty, R., Mandzhavidze, N., & Kozlovsky, B. 1996, in High-Energy Solar Physics, ed. R. Ramaty, N. Mandzhavidze, & X.-M. Hua (Woodbury: AIP), AIP Conf. Proc., 374, 172
Ramaty, R., Kozlovsky, B., Lingenfelter, R., & Reeves, H. 1997, ApJ, 488, 730
Ramaty, R., Scully, S., Lingenfelter, R., & Kozlovsky, B. 2000a, ApJ, 534, 747
Ramaty, R., Tatischeff, V., Thibaud, J.-P., Kozlovsky, B., & Mandzhavidze, N. 2000b, ApJ, 534, L207
Randich, S., Martín, E. L., García López, R. J., & Pallavicini, R. 1998, A&A, 333, 591
Reames, D. V. 1999, Space Sci. Rev., 90, 413
Reeves, H., Fowler, W., & Hoyle, F. 1970, Nature, 226, 727
Richard, O., Michaud, G., & Richer, J. 2002, ApJ, 580, 1100
Richard, O., Michaud, G., & Richer, J. 2005, ApJ, 619, 538
Ritzenhoff, S., Schröter, E. H., & Schmidt, W. 1997, A&A, 328, 695
Rollinde, E., Vangioni, E., & Olive, K. 2005, ApJ, 627, 666
Rollinde, E., Vangioni, E., & Olive, K. 2006, ApJ, 651, 658
Ryan, S. G., Norris, J. E., & Beers, T. C. 1999, ApJ, 523, 654
Ryter, C., Reeves, H., Gradsztajn, E., & Audouze, J. 1970, A&A, 8, 389
Share, G. H., & Murphy, R. J. 1997, ApJ, 485, 409
Skumanich, A. 1972, ApJ, 171, 565
Smith, V. V., Lambert, D. L., & Nissen, P. E. 1993, ApJ, 408, 262
Smith, V. V., Lambert, D. L., & Nissen, P. E. 1998, ApJ, 506, 405
Soderblom, D. R., Jones, B. F., Balachandran, S., et al. 1993, AJ, 106, 1059
Spite, F., & Spite, M. 1982, A&A, 115, 357
Suzuki, T. K., & Inoue, S. 2002, ApJ, 573, 128
Talon, S., & Charbonnel, C. 2004, A&A, 418, 1051
Tatischeff, V., Kozlovsky, B., Kiener, J., & Murphy, R. J. 2006, ApJS, 165, 606
Temerin, M., & Roth, I. 1992, ApJ, 391, L105
Thomas, D., Schramm, D. N., Olive, K. A., & Fields, B. D. 1993, ApJ, 406, 569
VandenBerg, D. A., Swenson, F. J., Rogers, F. J., et al. 2000, ApJ, 532, 430
Vangioni-Flam, E., Cassé, M., Cayrel, R., et al. 1999, New. Astron., 4, 245
Vangioni-Flam, E., Cassé, M., & Audouze, J. 2000, Phys. Rep., 333-334, 365
Walker, T. P., Mathews, G. J., & Viola, V. E. 1985, ApJ, 299, 745
Xiong, D.-R., & Deng, L. 2005, ApJ, 622, 620

Chapitre 2

L'accélération de particules dans les ondes de choc des explosions stellaires

Il y a cent ans, le physicien autrichien Victor Franz Hess découvrait à l'aide d'instruments embarqués dans un ballon l'existence d'un rayonnement ionisant d'origine extraterrestre. Ces "rayons" cosmiques sont pour l'essentiel des noyaux d'atomes, qui présentent une caractéristique remarquable : leur distribution en énergie est proche d'une loi de puissance sur environ 12 ordres de grandeur en énergie, de $\sim 10^9$ à 10^{21} eV, et 32 ordres de grandeur en flux[1] (Fig. 2.1) ! Les rayons cosmiques d'énergie de l'ordre du GeV génèrent dans la galaxie une émission diffuse en rayons gamma à la suite de désintégrations de pions π^0 produits par collision des noyaux énergétiques avec la matière interstellaire (voir Ackermann *et al.*, 2012). Cette émission gamma de la Voie lactée a une luminosité d'environ $(5-7) \times 10^{38}$ erg s^{-1} ; elle est produite par une population d'ions rapides dont l'énergie cinétique totale par unité de temps s'élève à $(6-8) \times 10^{40}$ erg s^{-1} (Strong *et al.*, 2010). En comparaison, la puissance totale délivrée par les supernovae – les événements les plus énergétiques dans la Voie lactée[2] – est

$$L_{\rm SN} = E_{\rm SN} R_{\rm SN} \approx 10^{42}\ {\rm erg\ s^{-1}}, \tag{2.1}$$

où $E_{\rm SN} \approx 1.5 \times 10^{51}$ erg est l'énergie cinétique typique libérée par une supernova et $R_{\rm SN} \approx 2$ par siècle est le taux de supernovae dans la galaxie (Diehl *et al.*, 2006). Ainsi, les supernovae semblent pouvoir fournir suffisamment de puissance pour maintenir la population de rayons cosmiques dans la galaxie (Baade et Zwicky, 1934) ; mais encore faut-il qu'il existe un processus physique capable de transférer 6 à 8% de l'énergie cinétique des éjectas à celle de particules relativistes.

Le mécanisme d'accélération diffusive par onde de choc peut en théorie procéder à une telle conversion d'énergie et produire au surplus un spectre en loi de puissance des particules accélérées jusqu'à des énergies ultra-relativistes (Krymskii, 1977; Axford *et al.*, 1977; Bell, 1978; Blandford et Ostriker, 1978). De nombreuses observations témoignent de l'accélération de particules dans les rémanents de supernova. Ainsi, la détection dans des objets tels que SN 1006 d'un rayonnement X d'origine synchrotron prouve que des électrons sont accélérés dans de jeunes vestiges de supernova jusqu'à des énergies de 10 à 100 TeV (voir Tatischeff, 2007, et références incluses). Les observations de rayons gamma du GeV et du TeV en provenance de

[1] La Terre est également bombardée de temps à autre par des bouffées surnuméraires de particules d'énergie inférieure à 1 GeV associées aux éruptions solaires (cf. Chapitre 1).

[2] Tout du moins à l'époque actuelle. Certaines observations suggèrent que le trou noir supermassif niché au cœur de notre galaxie a généré un ou plusieurs événements bien plus énergétiques que les supernovae il y a quelques millions d'années.

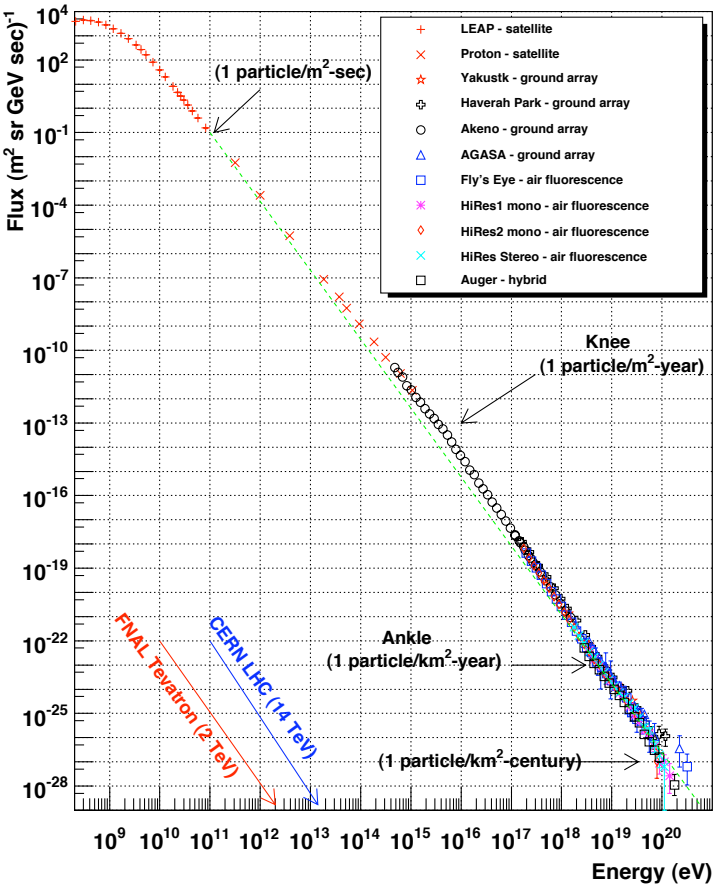

FIG. 2.1 – Spectre des rayons cosmiques en haut de l'atmosphère de la Terre mesuré avec différents satellites et observatoires au sol. La courbe en tirets verts montre une loi de puissance d'indice $s = 2,9$. Les énergies des accélérateurs *Tevatron* (Fermilab) et *Large Hadron Collider* (CERN) sont indiquées. Figure tirée de http://www.physics.utah.edu/∼whanlon/spectrum.html.

plusieurs jeunes rémanents en coquille[3] montrent également que des particules de plusieurs dizaines de TeV sont produites dans les ondes de choc de supernovae. Néanmoins la nature de ces particules rapides demeure incertaine, car il est difficile de distinguer si ce rayonnement gamma provient de la désintégration de pions (il aurait alors une origine hadronique), de la diffusion Compton inverse d'électrons relativistes, ou encore d'une combinaison des deux processus émissifs (e.g., Tatischeff, 2007; Helder *et al.*, 2012).

Les télescopes spatiaux *Fermi* et *AGILE* ont récemment accumulé de bons indices de l'accélération de noyaux dans des vestiges de supernova d'âge intermédiaire entrés en collision avec des nuages de gaz moléculaire. Dans certains systèmes comme W44 (âgé de ∼20 000 ans), le spectre mesuré ne laisse pas de doute sur l'origine hadronique de l'émission gamma (Giuliani *et al.*, 2011). Des observations au TeV menées depuis le sol avec des télescopes à imagerie Cerenkov atmosphérique ont révélé d'autres objets, comme W28 (âgé de ∼42 000 ans), où des rayons cosmiques se sont échappés d'un rémanent et interagissent avec des nuages moléculaires voisins (voir par exemple Li et Chen, 2012, et références incluses). Ces observations contraignent donc à la fois le mécanisme de production des rayons cosmiques dans les vestiges de super-

[3]Les rémanents dits en coquille présentent une zone d'émission plus ou moins circulaire associée aux interactions des éjectas de l'explosion avec le milieu circumstellaire. Les objets de ce type sont "jeunes" pendant quelques milliers d'années. Au delà de ∼10 000 ans, ils sont dits d'un âge intermédiaire.

nova et la manière dont ils s'échappent dans le milieu interstellaire. Ainsi, l'astronomie gamma apporte actuellement une confirmation spectaculaire de la remarquable intuition de Baade et Zwicky (1934).

Mais la question de l'origine des rayons cosmiques galactiques est loin d'être résolue et d'importants problèmes restent en suspens.

(i) Jusqu'à quelle énergie maximum des particules sont-elles accélérées dans les ondes de choc des supernovae ? Le spectre des rayons cosmiques mesuré au voisinage de la Terre est d'une remarquable régularité jusqu'à environ 3×10^{15} eV, puis marque un léger fléchissement appelé le "genou" (Fig. 2.1). Cela suggère que les sources galactiques des rayons cosmiques accélèrent des particules au moins jusqu'à cette énergie. En fait, il est même probable que les rayons cosmiques soient d'origine galactique jusqu'à la "cheville" du spectre située à environ 3×10^{18} eV (Fig. 2.1), car c'est seulement au delà que cette énergie que la galaxie devient transparente aux rayons cosmiques[4]. Les rémanents de supernova sont-ils à même d'accélérer des particules au delà de l'énergie du genou ? Aucune observation ne le prouve à l'heure actuelle.

(ii) Quelle est l'efficacité d'accélération de rayons cosmiques dans une onde de choc de supernova ? Est-ce que réellement 6 à 8% de l'énergie cinétique totale libérée par l'explosion d'une étoile est transférée à des particules non thermiques[5] ? Quand a lieu ce transfert d'énergie, tout au long de la vie d'un vestige ou à un âge préférentiel ? Cette question se ramène à celle de l'injection des particules dans le mécanisme d'accélération. Certaines observations du choc d'étrave de la Terre, ainsi que des simulations numériques de type Monte Carlo montrent que les noyaux (essentiellement les protons) accélérés dans les ondes de choc astrophysiques sont extraits du réservoir thermique situé derrière le front de choc (voir par exemple Jones et Ellison, 1991). Ainsi, deviennent rayons cosmiques les particules thermiques du milieu aval ayant une quantité de mouvement suffisante pour retraverser le front de choc vers le milieu amont. Mais que signifie *suffisante* ? Nous verrons dans la Section 2.1 qu'en l'absence de réponse satisfaisante à cette question, l'efficacité d'accélération demeure mal contrainte par la théorie.

(iii) Comment les électrons sont-ils injectés dans le processus d'accélération ? Dans un plasma de température uniforme T, la quantité de mouvement la plus probable, $p_{\rm th} = \sqrt{2mkT}$, varie comme la racine carré de la masse m de la particule considérée (k étant la constante de Boltzmann), de sorte que les électrons thermiques ont des impulsions (ou des rayons de giration) bien plus faibles que les protons. Il est donc nécessaire d'invoquer pour les électrons du milieu aval un processus de *pré-accélération* à même de leur fournir une quantité de mouvement suffisante pour qu'ils puissent rattraper le front de choc[6]. Certaines études prédisent que des électrons puissent être pré-accélérés par des ondes électrostatiques générées dans l'onde de choc (e.g. Levinson, 1996). Mais ce processus est toujours très incertain, de sorte que plus de 50 ans après la découverte de l'émission synchrotron des rémanents de supernova en coquille (voir van der Laan, 1962, et références incluses), l'origine des électrons rapides rayonnant dans ces objets demeure bien mystérieuse.

[4]Dans le champ magnétique interstellaire $B \sim 5\ \mu$G, un proton de 3×10^{18} eV a un rayon de giration de ~650 pc. Les protons de plus haute énergie ne sont donc pratiquement pas déviés et conservent une trajectoire quasiment rectiligne dans la galaxie.

[5]Et si la réponse à cette question devait être négative, quelles autres sources de rayons cosmiques dans la galaxie pourraient concurrencer les supernovae ?

[6]Le problème est encore plus sévère si on considère que les températures des différentes espèces dans le milieu aval résultent de la thermalisation du mouvement cinétique d'ensemble, de sorte que $kT_{e,p} = \frac{1}{2} m_{e,p} V_s^2$, où V_s est la vitesse du choc. On a alors $p_{e,\rm th} = (m_e/m_p) p_{p,\rm th}$, au lieu de $p_{e,\rm th} = (m_e/m_p)^{1/2} p_{p,\rm th}$ dans le cas d'une équilibration rapide des températures T_e et T_p.

Pour tenter d'apporter des éléments de réponse à ces questions, nous avons choisi d'étudier des systèmes astrophysiques dans lesquels le mécanisme d'accélération diffusive par onde de choc joue vraisemblablement un rôle important, bien qu'il n'ait fait l'objet que de relativement peu de recherches jusqu'à présent : les novae symbiotiques et les supernovae extragalactiques détectées en ondes radio. Nous verrons dans la Section 2.2 que les objets du premier type peuvent être assimilés en première approximation à des supernovae "miniatures" évoluant bien plus vite que les vraies. L'étude de ces novae particulières nous permettra alors d'éclairer d'une lumière nouvelle la question de l'efficacité d'accélération dans une onde de choc progressant rapidement dans un milieu ambiant (question ii ci-dessus). L'étude de très jeunes rémanents de supernova détectés en radio nous renseignera dans la Section 2.3 sur l'accélération de rayons cosmiques dans une onde de choc se propageant dans les vents émis par l'étoile massive peu de temps avant son explosion. Nous verrons que cette phase particulière de la vie d'un vestige de supernova est propice à une production significative de rayons cosmiques d'énergie supérieure à 3×10^{15} eV (question i). Nous constaterons également que l'analyse du rayonnement synchrotron de ces objets est susceptible de nous révéler le processus d'injection des électrons dans le mécanisme d'accélération diffusive par onde de choc (question iii). Mais avant cela, nous allons commencer par rappeler dans les grandes lignes le fonctionnement de ce mécanisme.

2.1 L'accélération diffusive par onde de choc

Une onde de choc apparaît quand un corps se déplace dans un milieu à une vitesse supérieure à celle de réaction de ce milieu, c'est-à-dire à la vitesse du son

$$c_S = \left(\frac{\gamma_g kT}{\mu m_{\rm H}}\right)^{1/2} . \tag{2.2}$$

Dans cette équation, γ_g est l'indice adiabatique ($\gamma_g = 5/3$ pour un gaz parfait monoatomique), T la température du milieu, μ son poids moléculaire moyen, et $m_{\rm H}$ l'unité de masse atomique (ou en bonne approximation la masse de l'atome d'hydrogène). Un choc est dit "fort" quand le nombre de Mach sonique $M_S = V_s/c_S$ est très supérieur à 1. Dans la phase chaude du milieu interstellaire ($T \sim 10^6$ – 10^7 K) $c_S \sim 100$ – 400 km s^{-1}, alors que dans les nuages moléculaires ($T \sim 10$ – 20 K) $c_S \sim 0,2$ – $0,3$ km s^{-1}. Les ondes de choc sont omniprésentes dans l'univers : amas de galaxies, jets extragalactiques, noyaux actifs de galaxie, jets de microquasars, choc terminaux de pulsars, chocs d'accrétion dans les objets compacts (naines blanches, étoiles à neutrons, trous noirs), novae, supernovae... et dans le système solaire, choc terminal de l'héliosphère, chocs dans le milieu interplanétaire, autour des comètes et des planètes – dont la Terre – soumises à l'écoulement du vent solaire etc... En dépit de différences évidentes d'environnements et d'échelles, tous ces chocs possèdent certaines similarités. En particulier, étant donné les très faibles densités des milieux astrophysiques concernés, ils se propagent tous dans des plasmas "non collisionnels", ce qui signifie que les échanges d'énergie et de quantité de mouvement ne sont pas dus aux collisions des particules (elles sont bien trop rares), mais s'effectuent par l'intermédiaire des champs électromagnétiques à longue portée. Par ailleurs, étant donné le caractère *universel* du mécanisme d'accélération diffusive par onde de choc, ils produisent tous des populations importantes de particules énergétiques non thermiques (voir Jones et Ellison, 1991).

Le principe du mécanisme d'accélération est montré sur la Figure 2.2. L'hypothèse essentielle pour que le mécanisme fonctionne est qu'il existe de part et d'autre du front de choc des ondes magnétohydrodynamiques (MHD) susceptibles de défléchir les particules et de rendre

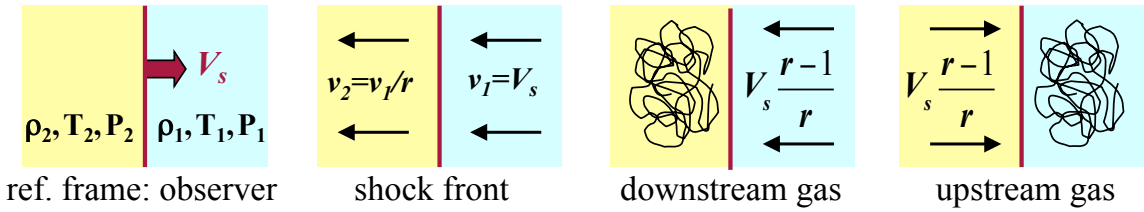

FIG. 2.2 – Schéma explicatif du principe d'accélération diffusive par onde de choc. Une onde de choc se propage à la vitesse V_s dans un milieu dont la densité ρ, la température T et la pression P subissent des discontinuités au passage de la surface immatérielle du choc. Dans le référentiel du front de choc (2e panneau en partant de la gauche), le milieu amont s'écoule vers le choc à la vitesse $v_1 = V_s$, tandis que le milieu aval s'en éloigne à la vitesse $v_2 = V_s/r$, où r est le rapport de compression du choc. Dans le référentiel où le milieu aval (resp. amont) est immobile, le milieu amont (resp. aval) s'écoule vers le choc à la vitesse $v_1 - v_2 = V_s(r-1)/r$. Dans ces flots convergents, une particule effectuant des va-et-vient de part et d'autre du front de choc gagne de l'énergie cinétique à chaque aller-retour (voir texte).

leur distribution spatiale rapidement isotrope. Ces ondes plasma peuvent être générées par les rayons cosmiques eux-mêmes, notamment au travers d'interactions ondes-particules résonantes liées à l'instabilité de faisceau (Lagage et Cesarsky, 1983a). Avec cette hypothèse, une particule traversant le front de choc de l'aval à l'amont rencontre un "mur magnétique" se déplaçant vers elle à la vitesse $\Delta v = V_s(r-1)/r$ (Fig. 2.2). Et quand elle repasse dans le milieu aval, une fois qu'elle est rattrapée par le choc, elle fait face à un nouveau "mur magnétique" se dirigeant vers elle à la même vitesse Δv. Cette situation s'apparente au modèle proposé par Fermi (1949) pour l'accélération des rayons cosmiques, sauf que dans une onde de choc les "nuages magnétiques" imaginés par ce grand physicien se déplacent toujours vers la particule, et non pas dans des directions aléatoires[7]. Au cours d'un tel cycle aval → amont → aval, la fraction d'énergie cinétique gagnée par une particule relativiste ($E = pc$) s'établit aisément (voir Parizot, 2004) :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{4}{3}\frac{r-1}{r}\frac{V_s}{c}\,, \tag{2.3}$$

où le facteur $4/3$ provient de la moyenne des directions de la particule à chaque traversée du front de choc. D'après les relations de Rankine-Hugoniot, qui expriment les lois de conservation des flux de masse, quantité de mouvement et énergie à la traversée du choc, le rapport de compression peut s'écrire :

$$r = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{(\gamma_g+1)M_S^2}{(\gamma_g-1)M_S^2+2}\,. \tag{2.4}$$

Alors que les particules rapides diffusant dans le milieu amont finissent toutes par pénétrer dans le milieu aval quand elles sont rattrapées par l'onde de choc, celles du milieu aval ont une certaine probabilité de quitter la zone d'accélérations en suivant le mouvement global du fluide thermique. De façon remarquable, cette probabilité "d'échappement" est indépendante de l'énergie des particules (voir de nouveau Parizot, 2004), ce qui conduit naturellement à un spectre différentiel des particules accélérées en loi de puissance décroissante avec l'énergie : s'il y a de moins en moins de particules d'énergie de plus en plus élevée, c'est que la probabilité qu'elles quittent la zone d'accélération augmente avec le nombre de cycles aval-amont-aval

[7]On parle d'un processus d'accélération de Fermi du premier ordre, contrairement à l'accélération stochastique évoquée dans le Chapitre 1, qui est du deuxième ordre.

effectués. La fonction de distribution dans l'espace des phases qui en résulte s'écrit

$$f(p) \propto p^{-s_p} \text{ avec } s_p = \frac{3r}{r-1} , \tag{2.5}$$

de sorte que la distribution en énergie

$$N(E) = 4\pi p^2 f(p) \frac{dp}{dE} \propto \frac{p^{-s}}{\beta} \text{ avec } s = \frac{r+2}{r-1} , \tag{2.6}$$

étant donné que $dp/dE = 1/v$ (v est la vitesse de la particule et $\beta = v/c$). Dans un choc fort ($M_S \gg 1$), le rapport de compression $r \simeq 4$ pour $\gamma_g = 5/3$ (Eq. 2.4), de sorte que $s \simeq 2$.

L'énergie maximum qu'une particule peut atteindre dans une onde de choc dépend à l'évidence de la rapidité du processus d'accélération, c'est-à-dire plus précisément du taux d'accélération ($\Delta E/\Delta t$), où ΔE est le gain d'énergie de la particule dans un cycle aval-amont-aval (Eq. 2.3) et Δt est la durée du cycle. Cette dernière quantité dépend directement du temps de résidence des particules dans les milieux aval et amont et donc du coefficient de diffusion spatiale

$$\kappa = \frac{1}{3}\lambda v . \tag{2.7}$$

Dans cette équation, λ représente le libre parcours moyen des particules vis-à-vis de leurs interactions avec les in-homogénéités magnétiques du plasma et dépend donc de la microphysique du choc. Etant donné le haut niveau de turbulence magnétique dans les ondes de choc, on admet généralement que la diffusion spatiale des particules de part et d'autre du front est proche du régime de Bohm, dans lequel λ est de l'ordre du rayon de giration $r_g = p/(ZeB)$ (Z est la charge de la particule et e la charge élémentaire). Numériquement, le coefficient de diffusion de Bohm s'écrit pour une particule relativiste :

$$\kappa_{\rm Bohm}(E) = \frac{1}{3} r_g c \simeq 3 \times 10^{22} \left(\frac{E}{1\ \rm GeV}\right) \left(\frac{B}{1\ \mu\rm G}\right)^{-1} \ \rm cm^2\ s^{-1} . \tag{2.8}$$

Avec $\Delta t \sim \kappa/(vV_s)$ en première approximation et ΔE donné par l'équation (2.3), on obtient pour le taux d'accélération d'une particule relativiste $(dE/dt)_{\rm acc} \sim V_s^2 E/\kappa$. Un calcul plus rigoureux tenant compte de l'évolution du champ magnétique et donc du coefficient de diffusion au passage de l'onde de choc donne numériquement (voir par exemple Lagage et Cesarsky, 1983a; Tatischeff et Hernanz, 2007)

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\rm acc} = 230 \frac{r-1}{r} Z \left(\frac{V_s}{10^3\ \rm km\ s^{-1}}\right)^2 \left(\frac{B}{5\ \mu\rm G}\right) \ \rm eV\ s^{-1} . \tag{2.9}$$

Ce résultat montre que le mécanisme d'accélération par onde de choc opérant dans les rémanents de supernova est relativement lent. Ainsi, un choc théorique se propageant (sans ralentir !) à la vitesse $V_s = 1000\ \rm km\ s^{-1}$ dans un champ magnétique $B = 5\ \mu\rm G$ (typique du champ interstellaire) pourrait avoir besoin de $\sim 4 \times 10^5$ ans pour accélérer un proton jusqu'à 3×10^{15} eV, ce qui est bien supérieur à la durée de la phase de Sedov des rémanents de supernova ($\sim 3 \times 10^4$ ans ; voir Chapitre 4). Ce constat a longtemps fait douter les chercheurs de la capacité des vestiges de supernova à accélérer les rayons cosmiques jusqu'au genou du spectre (Fig. 2.1). Ainsi, Lagage et Cesarsky (1983b) ont estimé que l'énergie maximum des particules produites dans les rémanents de supernova était de l'ordre de $10^{14} Z$ eV. Mais des développements plus récents de la théorie montrent que le champ magnétique turbulent sur lequel les particules diffusent peut être fortement amplifié en amont du choc au travers d'instabilités de plasma générées par les particules accélérées elles-mêmes (Bell et Lucek, 2001; Bell,

2004). Ces résultats théoriques sont corroborés par des observations en rayons X, qui montrent que le champ magnétique en aval du choc principal des jeunes vestiges est typiquement 10 à 100 fois supérieur au champ interstellaire (Parizot *et al.*, 2006; Helder *et al.*, 2012, et références incluses). Le taux d'accélération étant proportionnel à B (Eq. 2.9), les rémanents de supernova semblent finalement bien à même de produire des rayons cosmiques sinon jusqu'à la cheville à 3×10^{18} eV, du moins jusqu'au genou du spectre ! On le voit, la question de l'énergie maximum des particules est intimement liée à celle de l'amplification du champ magnétique turbulent.

Le problème de l'efficacité de l'accélération est lié, comme nous l'avons déjà remarqué en introduction, à celui de *l'injection* des particules dans le mécanisme. Il s'agit là d'une question difficile, qui, comme celle de l'amplification du champ magnétique, repose sur la microphysique du choc. Elle trouve néanmoins une réponse paramétrique simple dans le cadre du modèle dit de la "fuite thermique", qui suppose l'existence d'une impulsion limite $p_{\rm inj}$ telle que toute particule thermique ayant une quantité de mouvement $p \geq p_{\rm inj}$ une fois franchi le front de choc devient une particule non thermique[8]. Cela signifie que cette particule est en mesure de retraverser le choc vers le milieu amont et d'être ainsi injectée dans le mécanisme d'accélération. L'épaisseur d'un choc non collisionnel étant de l'ordre de quelques fois le rayon de giration moyen des protons thermiques, cette condition s'écrit pour ces particules

$$p_{\rm inj} = \xi p_{\rm th,2} = \xi \sqrt{2 m_p k T_2} \tag{2.10}$$

avec typiquement $2 < \xi < 4$, T_2 étant la température des protons dans le milieu aval. Bien sûr, le nombre total de particules se conserve dans cette opération, de sorte qu'il doit y avoir autant de protons dans la distribution non thermique (Eq. 2.6), qu'il n'y en aurait dans la queue de la distribution thermique de Maxwell-Boltzmann en l'absence d'accélération. Etant donné la décroissance rapide des deux distributions thermique et non thermique à haute énergie, cette condition revient pratiquement à imposer la continuité à $p_{\rm inj}$ de la distribution résultante : $f(p_{\rm inj}) = f_{\rm th}(p_{\rm inj})$ où $f(p)$ est donné par l'équation (2.5) et $f_{\rm th}(p)$ est la distribution de Maxwell-Boltzmann dans l'espace des phases. L'écriture mathématique de cette relation de continuité permet de calculer *l'efficacité d'injection*, qui par définition est la fraction du nombre total de particules traversant le choc qui deviennent des particules non thermiques (Blasi *et al.*, 2005) :

$$\eta_{\rm inj}(\xi) = \frac{4}{3\sqrt{\pi}}(r-1)\xi^3 \exp(-\xi^2) \ . \tag{2.11}$$

Cette équation illustre bien la principale limitation du modèle de la "fuite thermique", à savoir qu'il est peu contraignant : pour $2 < \xi < 4$ et $r = 4$, l'efficacité d'injection $\eta_{\rm inj}$ est comprise entre 10^{-5} et 0,3 ! Une telle incertitude ne permet pas de conclure quant à l'origine ou non des rayons cosmiques dans les rémanents de supernova. Mais heureusement, nous allons voir dans la suite de ce chapitre que l'efficacité d'accélération peut être contrainte dans certains objets par des arguments indirects.

Jusqu'à présent, nous avons supposé que la structure macroscopique d'un choc était entièrement imposé par son nombre de Mach et l'indice adiabatique du gaz thermique γ_g (voir Eq. 2.4). Mais si l'efficacité d'injection $\eta_{\rm inj}$ est suffisamment élevée (typiquement $\eta_{\rm inj} \gtrsim 10^{-4}$), la pression exercée par les particules accélérées sur le plasma thermique via les interactions ondes-particules,

$$P_{\rm CR}(x) = \int_{p_{\rm inj}}^{\infty} \frac{pv}{3} 4\pi p^2 f(x,p) dp \ , \tag{2.12}$$

[8]La pertinence de ce modèle est notamment soutenue par des simulations numériques de type Monte-Carlo qui traitent sur un pied d'égalité les particules thermiques et non thermiques. Ces simulations montrent que l'effet principal de l'accélération diffusive par onde de choc est de redresser à haute énergie la distribution de Maxwell-Boltzmann des particules en aval (Ellison et Eichler, 1984).

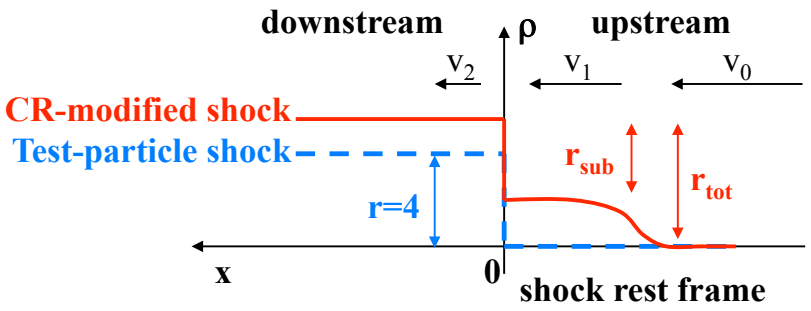

FIG. 2.3 – Profil de densité au voisinage d'une onde de choc illustrant l'effet des particules accélérées sur la structure du choc. Si l'influence des particules énergétiques sur le milieu ambiant peut être négligée (approximation dite de la "particule test"), la densité derrière le front de choc est augmentée d'un facteur $r = 4$ (pour un choc fort) par rapport à celle du milieu amont. Dans le cas contraire, la pression induite par les particules accélérées sur le milieu amont entraîne sa décélération (dans le référentiel du front de choc), ce qui génère un premier accroissement de la densité dans une région appelée le "précurseur". Dans un choc ainsi modifié, $r_{\rm sub} = v_1/v_2$ est par définition le rapport de compression du "sous-choc" et $r_{\rm tot} = v_0/v_2$ est le rapport de compression total (v_0, v_1 et v_2 sont les vitesses du flot respectivement loin en amont, et immédiatement devant et derrière le front de choc).

ne doit plus être négligée. Dans cette dernière équation, nous avons introduit une dépendance spatiale de la distribution des rayons cosmiques et donc de leur pression, x étant par définition la distance au front de choc le long de la direction normale à sa surface (voir Fig. 2.3). La variation de $f(x,p)$ et $P_{\rm CR}(x)$ en fonction de x est intimement liée à celle de la longueur de diffusion des rayons cosmiques en fonction de leur énergie :

$$l_{\rm diff} \sim \frac{\kappa}{V_s} \propto E \tag{2.13}$$

(voir Eq. 2.8). Ainsi, les particules de relativement faible énergie (typiquement $E \ll m_p c^2$) restent confinées autour du front de choc, tandis que celles de plus haute énergie explorent des régions en amont plus éloignées. L'effet principal de la pression exercée par les rayons cosmiques est de freiner en amont le flot incident (dans le référentiel où le front de choc est immobile) et de générer ainsi une zone de surdensité appelée "le précurseur" (voir Fig. 2.3). L'apparition de ce dernier entraîne une diminution du rapport de compression du choc hydrodynamique, qui est appelé "sous-choc" dans ce contexte, $r_{\rm sub} = v_1/v_2 < 4$, mais également une augmentation du rapport de compression total, $r_{\rm tot} = v_0/v_2$, du fait de deux effets. Tout d'abord, le fluide étant maintenant constitué d'un mélange de particules thermiques et de rayons cosmiques de haute énergie, sa compressibilité a augmenté. En effet, l'indice adiabatique d'un gaz relativiste vaut 4/3, de sorte que le rapport de compression d'un tel gaz dans un choc fort tend vers sept (voir Eq. 2.4). De plus, l'échappement de rayons cosmiques vers le milieu interstellaire en amont constitue une perte d'énergie pour le milieu ambiant, ce qui accroît encore sa compressibilité.

Une conséquence importante de la modification de la structure d'un choc par les rayons cosmiques est que la distribution spectrale de ces particules s'en trouve également modifiée. Dans un tel choc, les particules de faible énergie ($E \ll m_p c^2$) sont soumises à un saut en vitesse v_1/v_2 plus faible que dans un choc non modifié, de sorte que l'indice s_p de leur distribution est plus grand (voir Eq. 2.5). Par contre, les particules de haute énergie sondant tout le précurseur acquièrent du fait de l'augmentation de $r_{\rm tot}$ un spectre plus dur. Le spectre total qui en résulte n'est plus une pure loi de puissance comme dans le cas de l'approximation de la "particule

test", mais une fonction concave dont la forme exacte dépend du degré de modification. Il s'agit là d'un processus *non linéaire*, puisque le spectre des rayons cosmiques influe sur la structure du choc (Eq. 2.12), qui modifie à son tour le spectre des rayons cosmiques...

La modification d'un choc par les particules accélérées a deux autres effets observables. Tout d'abord, une forte densité de rayons cosmiques peut influencer la morphologie même d'un jeune rémanent de supernova. L'explosion d'une supernova génère rapidement une structure en expansion comprenant trois ondes : le choc principal (ou onde de souffle) progressant dans le milieu interstellaire (ou circumstellaire) non perturbé, la discontinuité de contact qui sépare les éjectas et la matière interstellaire, et le choc en retour se propageant dans la matière stellaire éjectée. En supposant une géométrie sphérique, les positions relatives de ces trois ondes sont données par une solution autosimilaire des équations usuelles de l'hydrodynamique (Chevalier, 1982a). Mais la présence de rayons cosmiques change la donne : l'accroissement de la compressibilité du fluide qui en résulte tend à rapprocher ces ondes. En utilisant cet effet, Warren *et al.* (2005) ont les premiers mis en évidence une accélération efficace de protons (les autres espèces de particules ont un effet négligeable) dans le choc principal du rémanent de SN 1572 (la supernova de Tycho Brahe). Ils ont utilisé pour ce faire une image en rayons X à haute résolution obtenue avec l'observatoire *Chandra*.

Le second effet observable porte sur la température du gaz choqué. Dans le cas d'un choc fort non modifié par les rayons cosmiques ($r = 4$), on obtient aisément à partir de la loi des gaz parfaits $P_2 = \rho_2 k T_2/(\mu m_{\rm H})$ et l'expression de la conservation du flux de quantité de mouvement à la traversée du choc $P_2 = \rho_1 V_s (r-1)/r$, une relation simple entre la température du milieu aval et la vitesse du choc[9] :

$$kT_2 = \frac{3}{16}\mu m_{\rm H} V_s^2 \,. \tag{2.14}$$

Mais cette relation n'est pas valable pour un choc modifié par les rayons cosmiques, parce que (i) on a alors $r_{\rm tot} > 4$ et (ii) la fuite des rayons cosmiques vers le milieu amont lointain représente une perte d'énergie pour le système s'accompagnant d'un refroidissement du gaz thermique[10]. Dans ce cas, la température T_2 peut être sensiblement plus petite que celle donnée par l'équation (2.14). Helder *et al.* (2009) ont utilisé cet effet pour estimer l'efficacité d'accélération de rayons cosmiques dans le rémanent de supernova RCW 86. Ils ont mesuré la vitesse du choc principal en comparant deux observations de *Chandra* réalisées à trois ans d'intervalle et estimé la température des protons dans le gaz post-choc à partir de l'élargissement Doppler d'une émission dans la raie Hα. Leur analyse montre que plus de 50% de la pression en aval est due aux rayons cosmiques.

Ainsi, des effets non linéaires peuvent permettre d'étudier de manière indirecte l'accélération par onde de choc de rayons cosmiques hadroniques (l'accélération des électrons peut être souvent étudié à partir de leur émission synchrotron). Nous allons maintenant examiner l'importance de ces effets dans les novae symbiotiques (Sect. 2.2), puis dans les supernovae extragalactiques détectées en radio (Sect. 2.3).

2.2 L'accélération de particules dans les novae symbiotiques

Les novae symbiotiques sont cousines des novae classiques. Les deux phénomènes sont générés dans des systèmes stellaires binaires, où une naine blanche (l'étoile primaire) accrète de

[9] Cette relation est parfois utilisée pour estimer V_s à partir de T_2, nous y reviendrons dans la Section 2.2.1.
[10] Le même genre de phénomène de refroidissement se produit dans les chocs radiatifs.

la matière de sa compagne. Dans les systèmes où se produisent les novae classiques, l'étoile secondaire est sur la séquence principale, et l'accrétion s'effectue par débordement du lobe de Roche. Ces systèmes sont appelés "variables cataclysmiques". Le gaz accrèté, qui est essentiellement constitué d'un mélange d'hydrogène et d'hélium, est comprimé et chauffé par la pression gravitationnelle tandis qu'il s'accumule à la surface de la naine blanche. Lorsque la température à la base de l'enveloppe accrétée atteint $\sim 2,5\times10^7$ K, il se produit un emballement de réactions thermonucléaires (via le cycle CNO chaud) dans un gaz partiellement dégénéré, ce qui provoque l'explosion à l'origine de l'augmentation de luminosité observée. Une masse de matière d'environ 10^{-5} à 10^{-4} $M_\odot$ est alors éjectée avec une vitesse maximum de l'ordre de quelques milliers de km s^{-1}. L'onde de choc qui en résulte traverse le système binaire en moins de $\sim$1000 s – la séparation orbitale dans ces objets est d'environ 10^{11} cm – puis s'étend dans le milieu interstellaire. L'éruption d'une nova ne détruit pas la naine blanche (contrairement à l'explosion d'une supernova de type Ia), de sorte que le phénomène peut se reproduire au sein d'un même système. Le temps de récurrence typique est d'environ 10^4 – 10^5 ans.

Dans un système binaire *symbiotique*, la naine blanche accrète de la matière du vent d'une étoile géante rouge. Le taux de perte de masse de ces étoiles, $\dot{M}_{\rm GR} \sim 10^{-6}$ $M_\odot$ an^{-1}, est $\sim$10^7 fois plus élevé que celui du soleil. Le taux d'accrétion par la naine blanche est également plus élevé dans ces systèmes que dans les variables cataclysmiques, de sorte que le temps de récurrence du phénomène de nova est plus court : $\tau_{\rm rec} \sim 100$ ans. Une nova est dite *récurrente* quand au moins deux de ses éruptions ont été observées. On ne connaît à l'heure actuelle que quatre novae récurrentes symbiotiques (T Coronae Borealis, RS Ophiuchi, V3890 Sagittarius et V745 Scorpius), mais il est évident qu'il existe beaucoup d'autres systèmes de ce type. Le taux de novae symbiotiques dans la galaxie est estimé à $\sim$1 – 10 par an (nous y reviendrons dans la Section 2.2.2). Le devenir de ces systèmes est mal connu, mais il est probable que certains finiront leur vie en supernova de type Ia (Dilday *et al.*, 2012).

Une fois qu'elle a traversé le système binaire, l'onde de souffle de l'explosion d'une nova symbiotique se propage dans la matière du vent de l'étoile géante rouge, dont la densité en fonction de la distance radiale à l'étoile s'écrit :

$$\rho_w(R) = \frac{\dot{M}_{\rm GR}}{4\pi R^2 v_w} \ . \tag{2.15}$$

Dans cette équation $v_w \sim 10$ km s^{-1} est la vitesse terminale du vent. La densité d'hydrogène correspondante, $n_{\rm H} = \rho_w/(1,4m_p)$, peut s'écrire :

$$n_{\rm H}(R) = 2,2\times10^8 \left(\frac{R}{10^{14}\ {\rm cm}}\right)^{-2}\ {\rm cm}^{-3} \ . \tag{2.16}$$

Ce résultat montre que l'onde de souffle d'une nova symbiotique progresse dans un gaz bien plus dense que le milieu interstellaire. L'interaction du choc avec le milieu ambiant a donc des effets bien plus prononcés dans les novae symbiotiques que dans les novae classiques.

Il y a une analogie évidente entre les novae symbiotiques et les supernovae de type II. Ce dernier phénomène résulte de l'explosion par effondrement gravitationnel d'une supergéante rouge, et l'onde de souffle qui en résulte se propage initialement dans le vent émis par l'étoile massive avant son explosion. Mais la comparaison a ses limites : l'éruption d'une nova symbiotique est $\sim$10^7 fois moins énergétique que l'explosion d'une supernova (voir Tab. 2.1). Le temps caractéristique d'évolution d'un rémanent de nova ou de supernova peut se déduire d'une simple analyse dimensionnelle :

$$t_c \propto \frac{M_{\rm ej}^{3/2} v_w}{E_{\rm out}^{1/2}\dot{M}_*} \ , \tag{2.17}$$

TAB. 2.1 – Grandeurs caractéristiques des novae symbiotiques et des supernovae de type II

	Novae symbiotiques	Supernovae de type II
Masse éjectée dans l'explosion	$M_{\rm ej} \sim 3 \times 10^{-6}\ M_\odot$	$M_{\rm ej} \sim 10\ M_\odot$
Energie de l'explosion	$E_{\rm out} \sim 10^{44}$ erg	$E_{\rm out} \sim 10^{51}$ erg
Taux de perte de masse par vent stellaire*	$\dot{M}_{\rm GR} \sim 10^{-6}\ M_\odot$ an^{-1}	$\dot{M}_{\rm SGR} \sim 10^{-5}\ M_\odot$ an^{-1}
Vitesse terminale du vent stellaire*	$v_w \sim 10$ km s^{-1}	$v_w \sim 10$ km s^{-1}

* Il s'agit du vent de l'étoile géante rouge (GR) dans le cas des novae symbiotiques et de la supergéante rouge (SGR) – l'étoile progénitrice avant l'explosion – dans le case des SN II. Les valeurs typiques des novae symbiotiques sont basées sur les résultats obtenus pour RS Oph (2006) (voir Tatischeff et Hernanz 2007 ; Hernanz et José 2008).

avec $\dot{M}_* \equiv \dot{M}_{\rm GR}$ ou $\dot{M}_{\rm SGR}$ selon le cas (voir Tab. 2.1). En reportant dans cette équation les valeurs du Tableau ci-dessus, on trouve qu'un rémanent de nova symbiotique évolue $\sim 10^5$ fois plus rapidement que celui d'une supernova de type II. Ainsi, dans le système symbiotique, la phase d'expansion libre ne dure que quelques jours et celle d'expansion adiabatique (ou de Sedov-Taylor) environ un mois (du moins en théorie, voir Sect. 2.2.1 ci-dessous). Ainsi, les novae symbiotiques offrent la possibilité d'étudier la *dépendance temporelle* du mécanisme d'accélération diffusive par onde de choc de façon bien plus complète que les supernovae.

2.2.1 L'éruption de RS Ophiuchi en 2006

RS Ophiuchi est la nova récurrente symbiotique ayant le temps de récurrence le plus court, $\tau_{\rm rec} \sim 20$ ans. Elle est situé à une distance de 1,6 kpc dans la constellation d'Ophiuchus. Au moins six éruptions de cet objet ont déjà été observées (voir Tab. 2.2 ci-après). La brièveté de $\tau_{\rm rec}$ s'explique par la masse élevée de la naine blanche, $\gtrsim 1,35\ M_\odot$ (soit très proche de la masse de Chandrasekhar), et son fort taux d'accrétion, $\gtrsim 2 \times 10^{-7}\ M_\odot$ an^{-1} (voir Hernanz et José, 2008; Walder *et al.*, 2008).

La dernière éruption de RS Oph s'est produite le 12 février 2006. Elle a été étudiée à l'aide d'observations effectuées à plusieurs fréquences, depuis les ondes radio jusqu'aux rayons X[11]. Dans le domaine de l'infrarouge, l'émission de plusieurs raies élargies par l'effet Doppler a permis de mesurer la vitesse de l'onde de souffle en fonction du temps après l'éruption. Ces observations ont mis en évidence une première phase d'expansion libre qui a duré 4 – 6 jours (i.e. avec V_s pratiquement constant), suivie d'une période de ralentissement rapide, $V_s \propto t^{-\alpha}$ avec $\alpha = 0,64 \pm 0,14$ (Das *et al.*, 2006). Cette dépendance temporelle a surpris, car la théorie prévoit que dans la phase d'expansion adiabatique $V_s \propto t^{-1/3}$. Le ralentissement observé est d'avantage conforme à l'évolution théorique d'un choc radiatif, $\alpha = 0,5$, ce qui suggère que le refroidissement de la matière choqué derrière l'onde de souffle a débuté bien plus tôt que prévu.

L'évolution du rémanent de RS Oph (2006) a également été étudiée en rayons X. Sokoloski *et al.* (2006) et Bode *et al.* (2006) ont mesuré à l'aide des satellites *RXTE* et *Swift* la température du gaz post-choc (T_2) en fonction du temps. Ils ont alors utilisé la relation théorique entre T_2 et la vitesse d'un choc fort non modifié par les rayons cosmiques (Eq. 2.14) pour évaluer V_s. L'évolution globale du choc ainsi estimée est compatible avec celle déduite des observations

[11]Cet évènement n'a malheureusement pas été observé dans le domaine gamma, nous y reviendrons dans la section suivante.

infrarouges (une phase d'expansion libre durant moins d'une semaine suivie d'un ralentissement rapide) à une différence près : la vitesse du choc déduite des observations en rayons X fut trouvée systématiquement plus faible d'un facteur ∼1,7 que celle mesurée en infrarouge.

Toutes ces observations pointent vers une accélération efficace de rayons cosmiques dans l'onde de choc de cette nova. Cette hypothèse pourrait réconcilier la vitesse V_s déduite des observations infrarouges et la température T_2 mesuré en rayons X, étant donné que la relation (2.14) n'est pas valable dans ce cas[12]. Elle pourrait également rendre compte du ralentissement rapide de l'onde de souffle, si l'échappement des rayons cosmiques en amont est susceptible d'épuiser le choc de manière significative. Dans l'article Tatischeff et Hernanz (2007), qui est inclus dans ce mémoire, nous avons utilisé l'ensemble de ces observations pour étudier l'efficacité d'accélération des rayons cosmiques dans cette nova. Dans Tatischeff et Hernanz (2008), nous avons analysé plus précisément l'émission en rayons X à la lumière des résultats obtenus dans la publication précédente. Nous n'allons pas reprendre ici l'ensemble de ces travaux. Nous nous contenterons d'exposer la méthode et de présenter les principaux résultats obtenus.

Pour étudier quantitativement la modification du choc induite par les rayons cosmiques, nous avons utilisé le modèle non linéaire d'accélération diffusive par onde de choc de Berezhko et Ellison (1999). Le formalisme développé par ces auteurs permet de calculer toutes les propriétés du gaz choqué et des protons accélérés (l'effet des autres espèces de particules sur la structure du choc est négligeable) à partir de quatre quantités : le nombre de Mach sonique du choc $M_S = V_s/c_S$, l'énergie maximum des particules accélérées $E_{\rm max}$, l'efficacité d'injection $\eta_{\rm inj}$ (Eq. 2.11), et le nombre de Mach d'Alfvén $M_A = V_s/c_A$, où $c_A = B_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$ est la vitesse d'Alfvén dans le milieu juste en amont du précurseur (voir Fig. 2.3). Cette dernière grandeur permet d'estimer le taux de chauffage en amont induit par la dissipation d'ondes d'Alfvén résonantes amplifiées par l'instabilité de faisceau générée par les particules rapides. Le chauffage du gaz dans le précurseur accroît sa pression, ce qui tend à limiter la modification du choc par les rayons cosmiques. Bien sûr, toutes ces grandeurs varient a priori avec le temps au cours de la progression de l'onde de choc.

Le modèle semi-analytique de Berezhko et Ellison (1999) repose sur deux approximations majeures. Tout d'abord, le profil du précurseur est représenté par une simple marche d'escalier, de sorte que la structure du choc est entièrement déterminée par les deux rapports de compression $r_{\rm tot}$ et $r_{\rm sub}$ (voir Fig. 2.3). D'autre part, la fonction de distribution des rayons cosmiques, $f(p)$, est décrite par trois lois de puissance, sur les plages (i) $p \leq m_p c$, (ii) $m_p c < p \leq 0,01 p_{\rm max}$, et (iii) $p > 0,01 p_{\rm max}$, où $p_{\rm max}$ est la quantité de mouvement d'un proton d'énergie $E_{\rm max}$. Cette dernière approximation permet un calcul immédiat de la pression des rayons cosmiques via l'équation (2.12). Cette pression est utilisée avec les autres grandeurs thermodynamiques du plasma thermique pour calculer $r_{\rm tot}$ et $r_{\rm sub}$ à partir des équations de conservation de l'hydrodynamique. Les rapports de compression obtenus permettent alors de calculer les indices des lois de puissance définissant $f(p)$ et d'en déduire $P_{\rm CR}$. Le processus est poursuivi jusqu'à l'obtention de la convergence. Le modèle de Berezhko et Ellison (1999) a été validé par des comparaisons avec des simulations Monte-Carlo. Malgré une description quelque peu grossière de $f(p)$, nous avons vérifié avec Gilles Ferrand qu'il donne également des résultats similaires à ceux obtenus avec le modèle semi-analytique plus complexe – mais plus précis – développé par P. Blasi et collaborateurs (voir Blasi, 2002) .

L'application du modèle de Berezhko et Ellison (1999) au rémanent de RS Oph (2006) a

[12]Notons que la température T_2 apparaissant dans l'équation (2.14) est celle des protons, alors que les observations en rayons X déterminent celle des électrons. Mais étant donné la haute densité du gaz post-choc dans le cas de RS Oph (2006), on peut montrer que les interactions coulombiennes dans ce milieu conduisent à une équilibration des températures T_e et T_p très rapide devant le temps d'évolution du rémanent.

nécessité l'estimation de différents paramètres.

(i) La vitesse de l'onde de choc principale V_s a été tirée d'observations infrarouges, comme expliqué ci-dessus.

(ii) La densité du vent de la géante rouge $\rho_w(R)$ (Eq. 2.15) a été estimée à partir de l'absorption photoélectrique de l'émission thermique du gaz post-choc mesurée avec le télescope aux rayons X de *Swift* (Bode *et al.*, 2006).

(iii) L'intensité du champ magnétique dans le vent stellaire a été obtenue en supposant l'équipartition de l'énergie magnétique et de l'énergie thermique, $B_w(R) = [8\pi\rho_w(R)kT_w/\mu m_{\rm H}]^{1/2}$, avec par hypothèse une température uniforme dans le vent $T_w = 10^4$ K. La valeur du champ magnétique ainsi estimée est en bon accord avec celle donnée par Rupen *et al.* (2008) à partir d'observations en ondes radio de RS Oph ∼20 jours après l'éruption.

(iv) L'énergie maximum des protons accélérés a été calculée par intégration sur le temps du taux d'accélération $(dE/dt)_{\rm acc}$ donné par l'équation (2.9). Avec $V_s \approx 4300$ km s^{-1} pendant la phase d'expansion libre, et B_w devant l'onde souffle de l'ordre d'une centaine de mG pendant quelques jours après l'explosion, on trouve que les protons ont rapidement atteint une énergie de l'ordre du TeV. L'efficacité de confinement de ces particules dans la zone d'accélération dépend d'une manière complexe du taux de croissance des ondes MHD générées par les rayons cosmiques eux-même. Une représentation paramétrique simple de la microphysique sous-jacente consiste à supposer l'existence d'une limite spatiale dans le milieu amont au-delà de laquelle les rayons cosmiques les plus énergétiques s'échappent librement de la zone d'accélération vers le milieu interstellaire. En supposant que la position de cette limite varie proportionnellement au rayon du choc (R_s), cette condition s'écrit

$$l_{\rm diff}(E_{\rm max}) = f_{\rm esc} R_s \ , \tag{2.18}$$

où $l_{\rm diff}(E_{\rm max})$ est la longueur de diffusion dans le milieu amont des protons d'énergie $E_{\rm max}$ (c.f. Eq. 2.13) et $f_{\rm esc}$ est typiquement compris dans l'intervalle 0,05 –0,25. Ce modèle permet d'estimer l'énergie constamment retirée au système via l'échappement des rayons cosmiques les plus énergétiques.

Avec l'ensemble de ces hypothèses, le seul paramètre libre du modèle est finalement l'efficacité d'injection des rayons cosmiques $\eta_{\rm inj}$. Nous avons trouvé qu'une valeur *indépendante du temps*, $\eta_{\rm inj} \approx 1,4 \times 10^{-4}$, rendait bien compte de l'évolution de la température du gaz post-choc mesurée avec les télescopes en rayons X. Avec cette injection, la pression exercée par les rayons cosmiques derrière l'onde de choc a atteint au bout de quelques jours après l'explosion celle du gaz thermique (voir Tatischeff et Hernanz 2007, fig 3). Les protons du TeV s'échappant en amont du choc ont commencé à emporter une fraction significative de l'énergie disponible environ six jours après l'éruption. A cette date, le taux de perte d'énergie dû aux rayons cosmiques fugueurs était de l'ordre de 2×10^{38} erg s^{-1}, alors que la luminosité bolométrique du plasma post-choc n'était que de $\sim 10^{36}$ erg s^{-1} (Bode *et al.*, 2006; Sokoloski *et al.*, 2006). Cela explique pourquoi le choc principal de RS Oph (2006) a évolué à partir de ce moment comme un choc "radiatif" se refroidissant rapidement.

2.2.2 Une nouvelle classe d'émetteurs gamma

A notre connaissance, l'étude présentée dans Tatischeff et Hernanz (2007) constitue la première découverte d'une accélération de rayons cosmiques hadroniques dans un rémanent de nova. Mais l'existence de ces particules a été révélée de façon indirecte dans ce travail, au travers des effets non linéaires des noyaux accélérés sur la structure et l'évolution de l'onde de

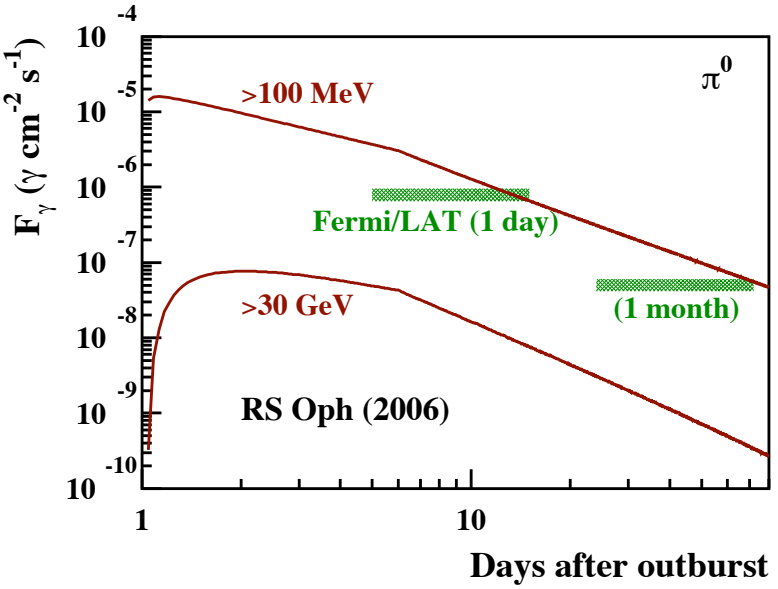

FIG. 2.4 – Courbes de lumière gamma de l'éruption de la nova RS Ophiuchi en 2006. Le flux prédit pour $E_\gamma > 100$ MeV est comparé aux sensibilités de l'instrument *Fermi*/LAT pour un jour et un mois d'opération en mode de balayage du ciel et une détection à un niveau de confiance de 5σ. Les calculs supposent que la distance de RS Oph est de 1,6 kpc.

souffle. Malheureusement, l'émission de désintégration de pions dans RS Ophiuchi (2006) n'a pu être observée, faute de mission spatiale dans le domaine des rayons gamma du GeV en opération à l'époque. Comme l'illustre la Figure 2.4, cette émission aurait été vraisemblablement détectée avec le télescope gamma LAT de *Fermi*, mais ce satellite n'a été mis sur orbite qu'en juin 2008.

Les courbes de lumière montrée sur la Figure 2.4 ne prennent en compte que la désintégration des pions π^0. La production de ces particules et le spectre gamma qui en résulte ont été calculés à partir de la théorie de Dermer (1986). Nous avons également évalué la luminosité de l'émission gamma résultant de la diffusion Compton inverse d'électrons accélérés, $L_{\rm IC}$. Ces particules produisent aussi un rayonnement synchrotron dans le champ magnétique ambiant et les luminosités respectives de ces deux émissions sont reliées par

$$L_{\rm IC} = L_{\rm syn} \frac{U_{\rm rad}}{(B^2/8\pi)} \,, \tag{2.19}$$

où $U_{\rm rad} \approx L_{\rm bol}/(4\pi c R_s^2)$ est la densité d'énergie du champ de photons interagissant avec les électrons relativistes à la position R_s de l'onde de choc. Pendant ~3 mois après l'explosion, RS Oph a rayonné une luminosité bolométrique proche de celle d'Eddington, $L_{\rm bol} \sim L_{\rm Edd} = 2 \times 10^{38}$ erg s^{-1}, du fait de la combustion résiduelle d'hydrogène dans l'enveloppe de la naine blanche. On tire alors du calcul de $U_{\rm rad}$ et de l'équation (2.19) : $L_{\rm IC} \sim L_{\rm syn}$ à tout instant après l'éruption. La luminosité de l'émission synchrotron de RS Oph (2006) a pu être estimée à partir d'observations en ondes radio à des fréquences $< 1,4$ GHz (Kantharia *et al.*, 2007). Ces observations montrent que la luminosité de l'émission leptonique ($L_{\rm syn} + L_{\rm IC}$) était de l'ordre de 1% de la luminosité théorique de l'émission gamma consécutive à la production de pions neutres. Ainsi, l'observation de RS Oph (2006) avec une mission gamma tel que *Fermi* ou *AGILE* (lancé le 23 avril 2007) aurait sans doute permis de détecter de manière plus directe l'accélération de rayons cosmiques hadroniques dans cet objet.

TAB. 2.2 – Paramètres des novae symbiotiques

	$m_{\max}$	$m_{\min}$	Distance (kpc)	Type sec.	Année de l'éruption
T CrB	2,0p	10,2v	1,3	M3III	1866, 1946
RS Oph	5,0v	11,5v	1,6	M0/2III	1898, 1907$^{(*)}$, 1933, 1945$^{(*)}$, 1958, 1967, 1985, 2006
V3890 Sgr	8,2v	17,0 :	5,2	M5III	1962, 1990
V745 Sco	9,6v	19,0 :	4,6	M6III	1937, 1989
V407 Cyg	7,6v	∼11,0 – 16,0v$^{(\dagger)}$	2,7	M6III	2010
V723 Sco	9,8p	19,0j		[1]	1952
EU Sct	8,4p	18p		[2]	1949
V3645 Sgr	12,6p	18,0p		[2]	1970
V1172 Sgr	9,0p	18,0j		[2,3]	1951

$m_{\min}$ et $m_{\max}$: magnitude apparente de l'objet au repos et au maximum de l'éruption. Type sec. : type spectral de l'étoile secondaire. Les données pour les quatre novae récurrentes symbiotiques bien connues (T Coronae Borealis, RS Ophiuchi, V3890 Sagittarius et V745 Scorpius) sont extraites de Anupama (2008), celles pour V407 Cygni sont tirées de Abdo *et al.* (2010) et Munari *et al.* (2011). Pour les autres novae, des observations photométriques dans le proche infrarouge indiquent que l'étoile secondaire est une géante rouge (voir [1] : Harrison 1992, [2] : Weight *et al.* 1994, et [3] : Hoard *et al.* 2002). $^{(*)}$ Eruption présumée. $^{(\dagger)}$ La secondaire dans V407 Cyg est une variable de type Mira dont la période de pulsation s'élève à ∼750 jours (Munari *et al.*, 2011).

Combien d'autres objets semblables à RS Oph pourraient être observés dans le domaine des rayons gamma maintenant que ces deux satellites sont en opération ? Le Tableau 2.2 présente une liste des novae symbiotiques connues (de l'auteur) à l'heure de la rédaction de ce mémoire. On voit que 19 éruptions d'objets de ce type ont été enregistrées depuis la moitié du XIXe siècle. En comparaison, ∼350 novae classiques ont été détectées pendant la même période[13]. Mais du fait de l'absorption interstellaire dans le domaine du visible, seule une minorité de novae galactiques sont observées ; on estime aujourd'hui le taux de novae dans la Voie lactée à ∼40 par an (voir Schaefer, 2010, et références incluses). Il y aurait donc $\sim (19/350) \times 40 = 2,2$ novae symbiotiques par an dans la galaxie. Cette estimation est compatible avec celle obtenue par Lü *et al.* (2006) à partir d'un modèle de synthèse de population stellaire : ∼1,3 – 13,5 an^{-1}. D'après nos calculs, *Fermi*/LAT pourrait détecter une éruption semblable à RS Oph (2006) jusqu'à une distance de ∼6 kpc (voir Fig. 2.4), de sorte que moins de la moitié des novae symbiotiques galactiques pourraient être observées avec ce télescope. On en conclut donc que *Fermi*/LAT devrait détecter quelques novae symbiotiques pendant sa vie opérationnelle prévue pour durer 10 à 15 ans. Notons que certains de ces objets pourraient ne pas être détectés dans le domaine optique du fait de l'absorption interstellaire, de sorte qu'ils seraient classés dans le catalogue de *Fermi*/LAT comme des sources transitoires "non identifiées". Notons également que les novae symbiotiques n'émettent sans doute pas de manière significative dans le domaine des rayons gamma du TeV, car l'énergie maximum des particules accélérées n'est pas suffisamment élevée (voir Sect. 2.2.1).

Le calcul de l'émission gamma de RS Oph (2006) et la prédiction du taux d'observations de novae symbiotiques avec le LAT ont été présentés au 37e congrès du COSPAR (Tatischeff, 2008), un mois tout juste après le lancement de *Fermi* (voir également Hernanz et Tatischeff, 2012). En mars 2010, la binaire symbiotique V407 Cygni (voir Tab. 2.2) a connu une explosion de nova accompagnée d'une émission de rayons gamma visible avec *Fermi*/LAT pendant ∼2 semaines

[13]Voir http ://archive.stsci.edu/prepds/cvcat/

(Abdo *et al.*, 2010). Ce rayonnement gamma a été rapidement interprété comme résultant de l'interaction de l'onde de souffle de la nova avec la matière du vent de l'étoile géante. Mais les contributions respectives des émissions d'origine hadronique (production de pions) ou leptonique (diffusion Compton inverse) sont encore discutées (Abdo *et al.*, 2010; Martin et Dubus, 2012). Ce système binaire présente des différences avec RS Oph. Tout d'abord, l'étoile secondaire dans V407 Cyg est dans un stade plus évolué : il s'agit d'une variable de type Mira situé sur la branche asymptotique des géantes rouges. De plus, la période orbitale de V407 Cyg est bien plus grande que celle de RS Oph : 43 ans versus 456 jours. D'après la 3e loi de Kepler, cela signifie que la séparation orbitale est également plus élevée dans V407 Cyg : $\sim$16 UA (pour des masses de la géante et de la naine blanche de respectivement $\sim 1\ M_{\odot}$ et $\sim 1,2\ M_{\odot}$) contre $\sim$1,5 UA dans RS Oph. En conséquence, l'onde de souffle de V407 Cyg s'est propagée pendant une dizaine de jours après l'explosion dans un milieu perturbé par le mouvement orbital des deux étoiles. Le modèle à une dimension que nous avons développé pour RS Oph (2006) apparaît donc insuffisant pour décrire V407 Cyg (2010). Martin et Dubus (2012) ont récemment présenté un modèle 2D très intéressant, qui permet de représenter de manière réaliste la distribution spatiale de la matière dans le système binaire. Mais les calculs de ces auteurs sont effectués dans le cadre de l'approximation de la "particule test", de sorte qu'ils ne permettent pas d'étudier les modifications du choc induites par les rayons cosmiques.

A l'heure de la rédaction de ce mémoire, deux autres novae viennent sans doute d'être détectés par *Fermi*/LAT : Nova Scorpii 2012 (Cheung et al. 2012, The Astronomer's Telegram – ATel – #4284) et Nova Monocerotis 2012 (Cheung et al. 2012, ATel #4310). La nature de ces objets n'est pas encore bien connue. Martin et Dubus (2012) mentionnent dans leur article deux autres novae symbiotiques putatives : CI CAM (1998) et la source transitoire MAXI J0158-744, qui a été détectée avec le télescope à rayons X MAXI installé sur la Station spatiale internationale. Une nouvelle classe d'accélérateurs de particules semble donc émerger. Ces objets ne contribuent pas de manière significative à la population de rayons cosmiques galactiques, car bien qu'environ 100 fois plus fréquents que les supernovae, ils libèrent une énergie cinétique $\sim 10^7$ fois plus faible (Tab. 2.1). Mais ils jettent une nouvelle lumière sur le mécanisme d'accélération diffusive par onde de choc. Pour être en mesure d'étudier les novae symbiotiques de manière exhaustive, nous proposons de développer un nouveau modèle associant une représentation en 2D du phénomène (Martin et Dubus, 2012) à une description des effets non linéaires des rayons cosmiques sur l'onde de souffle (Tatischeff et Hernanz, 2007). Un tel modèle permettrait d'exploiter au mieux les données observationnelles présentes et à venir, en particulier dans le domaine des rayons gamma du GeV.

2.3 L'accélération de particules dans les supernovae détectées en radio

Chaque année, plusieurs centaines de supernovae sont détectées dans le domaine optique. Les objets les plus brillants sont alors généralement rapidement observés avec les plus grands radiotélescopes. A ce jour, après plusieurs décennies d'observation, $\sim$70 supernovae ont été détectés en radio, à des fréquences ν comprises entre 0,3 et 115 GHz (soit des longueurs d'onde entre 3 mm et 1 m). Les émissions radio de $\sim$30 objets ont pu être suivies sur des périodes allant de $\sim$1 mois à plusieurs décennies après l'explosion ; des courbes de lumière de grande qualité ont alors pu être construites (voir Weiler *et al.*, 2002, pour une revue des observations jusqu'au début du XXIe siècle). Ce domaine de l'astronomie devrait connaître une expansion importante avec le développement de radiotélescopes ultra-sensibles. Ainsi, le *Square Kilometre*

Array[14] (SKA) pourrait détecter en observant 1 deg^2 de la voûte céleste ~620 supernovae par an (Lien *et al.*, 2011) !

Le modèle standard de l'émission radio des supernovae a été développé par Chevalier (1982b, 1998). Ce physicien a montré que cette émission résulte de l'interaction du choc principal de la supernova avec la matière du vent soufflé par l'étoile massive avant son explosion. D'origine synchrotron, ce rayonnement est produit par des électrons accélérés se propageant derrière l'onde de souffle de la supernova. Dans les premiers temps après l'explosion, cette émission est parfois en partie réabsorbée par des électrons relativistes du milieu ambiant – on parle d'auto-absorption synchrotron – ce qui produit un spectre caractéristique : $F_\nu \propto \nu^{5/2}$ (où F_ν est la densité de flux qui est généralement exprimée en jansky). Dans certains objets, le rayonnement synchrotron peut également être atténué par absorption libre-libre (le processus inverse de l'émission Bremsstrahlung thermique) dans le vent de la pré-supernova en amont du choc principal. Après un certain temps, qui dépend beaucoup du domaine de fréquences considéré et du type de la supernova, le spectre synchrotron observé tend vers celui produit par une population d'électrons relativistes ayant une distribution en loi de puissance, $N_e(E) \propto E^{-s_e}$, dans un milieu optiquement mince : $F_\nu \propto \nu^\alpha$ avec $\alpha = (1 - s_e)/2$.

Le modèle de Chevalier permet notamment d'estimer le taux de perte de masse des étoiles massives avant leur explosion. Il nous renseigne également sur certains propriétés des supernovae comme la vitesse initiale de l'onde de souffle ou encore le champ magnétique moyen dans la région émettrice en radio. Mais il ne permet pas d'étudier en détail le processus d'accélération des rayons cosmiques, l'indice spectral s_e de la distribution des électrons relativistes étant traité comme un simple paramètre ajustable. Dans Tatischeff (2009), nous avons développé un modèle d'émission radio des supernovae comprenant une description non linéaire du mécanisme d'accélération diffusive par onde de choc. L'idée principale de ce travail est que la fonction de distribution des électrons émetteurs, $f_e(p)$, résulte de la modification du choc induite par les *protons* accélérés. Par ailleurs, ces mêmes protons peuvent être responsables d'une forte amplification du champ magnétique turbulent au travers d'instabilités de plasma s'opérant dans le précurseur (Sect. 2.1). Ainsi, une mesure du champ magnétique et de $f_e(p)$ au niveau de l'onde de choc au travers d'une modélisation détaillée de l'émission synchrotron peut nous renseigner sur l'efficacité d'accélération des rayons cosmiques dans cette phase précoce de développement d'un rémanent de supernova où l'onde de choc interagit avec le vent émis par l'étoile massive avant son explosion[15]. Cette phase peut être importante pour la production des rayons cosmiques les plus énergétiques. Etant donné que $E_{\max} \propto V_s^2 B$ (voir Eq. 2.9) et que V_s et B sont typiquement respectivement 10 et 100 fois supérieur dans les supernovae que dans les novae symbiotiques (voir Chevalier et Fransson, 2006, pour les supernovae de type Ib et Ic), les résultats obtenus pour RS Oph (2006) montrent que des protons pourraient être rapidement accélérés dans les supernovae jusqu'à $\sim 10^{16}$ eV. Voelk et Biermann (1988) ont les premiers proposé que les rayons cosmiques au delà de l'énergie du genou soient produits par les étoiles massives explosant dans leurs vents.

Le modèle développé dans Tatischeff (2009) fut appliqué aux données radio de SN 1993J, qui sont d'une qualité et d'une richesse exceptionnelles. Les travaux présentés dans cet article sont résumés dans la Section 2.3.1 (le lecteur souhaitant en savoir d'avantage pourra se reporter à la publication attenante). Dans la Section 2.3.2, nous présenterons des travaux plus

[14] http ://www.skatelescope.org/

[15] Il s'agit à ma connaissance du 2e modèle de ce type après celui développé par Duffy *et al.* (1995) pour rendre compte de l'émission radio de SN 1987A. Mais dans le modèle de ces auteurs, l'efficacité d'accélération des rayons cosmiques n'est pas déduite des données radio, mais fixée a priori à la valeur requise dans les rémanents de supernova pour expliquer la puissance du rayonnement cosmique galactique. Par ailleurs, le modèle de Duffy *et al.* (1995) ne tient pas compte de l'amplification du champ magnétique turbulent par le processus d'accélération diffusive par onde de choc.

récents visant à comprendre le mécanisme d'injection des électrons dans le processus d'accélération par onde de choc. Enfin dans la Section 2.3.3, nous discuterons de l'émission gamma de très haute énergie des supernovae extragalactiques détectées en radio, dans la perspective du développement de l'observatoire au sol CTA (*Cherenkov Telescope Array*).

2.3.1 SN 1993J : une supernova emblématique

SN 1993J a été découverte le 28 mars 1993 dans la galaxie M81, qui est située à la distance $D = 3,63 \pm 0,34$ Mpc. Elle est classée de type IIb, car son spectre optique initial présentait une faible raie d'hydrogène (ce qui caractérise les supernovae de type II), laquelle a disparu par la suite. Elle résulte vraisemblablement de l'explosion d'une étoile supergéante rouge, qui était initialement dans un système binaire. Les images obtenues à plusieurs fréquences entre mai 1993 et novembre 2005 par la technique d'interférométrie à très longue base sont spectaculaires (Bartel *et al.*, 2007; Martí-Vidal *et al.*, 2011). Elles révèlent l'expansion régulière d'une source en coquille. L'émission radio étant vraisemblablement produite entre le choc principal se propageant dans le milieu circumstellaire et le choc en retour progressant dans les éjectas de la supernova, ces images permettent de déterminer avec une grande précision la vitesse de l'onde souffle et la morphologie globale du rémanent en fonction du temps.

Weiler *et al.* (2007) ont présenté un ensemble de mesures de densité de flux réalisées avec le *Very Large Array* (VLA) et d'autres radiotélescopes sur une période de ∼5000 jours après l'explosion. Ils ont bâti à partir de ces données des courbes de lumière à huit longueurs d'onde, de 0,3 à 90 cm. Celles-ci montrent une augmentation relativement rapide de la brillance de l'émission jusqu'à un maximum dépendant de la longueur d'onde, puis une diminution régulière jusqu'au ∼3100e jour après l'explosion où le déclin s'accélère brutalement. L'interprétation de cette chute rapide du flux radio ∼8,5 ans après l'explosion est que le choc principal a atteint à cette date la limite d'une région circumstellaire particulièrement dense, qui a été remplie par les vents de l'étoile massive pendant ∼9000 ans avant l'explosion. Weiler *et al.* (2007) ont montré que l'allure des courbes de lumière dans la phase ascendante témoignait de deux phénomènes d'absorption concomitants : l'auto-absorption synchrotron dans la région émettrice et l'atténuation libre-libre dans le milieu circumstellaire sur la ligne de visée. Le premier processus permet d'estimer l'évolution du champ magnétique dans la région de propagation des électrons relativistes. Le second nous renseigne sur la densité du gaz dans le milieu circumstellaire et donc sur le taux de perte de masse de l'étoile supergéante $\dot{M}_{\mathrm{SGR}}$. Pour contraindre le modèle, nous nous sommes servis de l'ensemble des données à 0,3, 1,2, 2, 3,6, 6 et 20 cm, enregistrées entre les jours 5,3 et 2996,0 après l'explosion. Nous avons également utilisé le profil radial de la brillance de surface de l'émission à 8,4 GHz mesuré par Bietenholz *et al.* (2003) ∼2500 jours après l'explosion.

Les principaux ingrédients de notre modèle sont les suivants.

(i) La production des rayons cosmiques au choc principal est décrite avec le modèle non linéaire d'accélération diffusive par onde de choc de Berezhko et Ellison (1999). La forme des fonctions de distribution des protons et des électrons sur le domaine $p \leq m_p c$ est déterminée par l'efficacité d'injection des protons $\eta_{\mathrm{inj}}^{\mathrm{p}}$. Etant donnée l'intensité du champ magnétique ambiant, ce sont des électrons de cette gamme de quantité de mouvement qui émettent un rayonnement synchrotron dans le domaine des ondes radio. Le rapport du nombre d'électrons et de protons accélérés au choc dépend également de l'efficacité d'injection des électrons $\eta_{\mathrm{inj}}^{\mathrm{e}}$.

(ii) A tout instant, une fraction des électrons accélérés est transportée par advection loin du front de choc avec le fluide thermique en aval. Les électrons non thermiques subissent

trois principaux processus de perte d'énergie au cours du temps : perte adiabatique due à l'expansion du rémanent, perte synchrotron dans le champ magnétique et refroidissement due à leur diffusion Compton inverse sur des photons ambiants. La densité d'énergie du champ de photons derrière l'onde de choc est dominée par la contribution des éjectas. On montre par ailleurs que les pertes d'énergie coulombiennes et celles dues au rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) peuvent être négligées en bonne approximation.

(iii) L'évolution hydrodynamique du fluide thermique en aval du choc est calculé avec le modèle autosimilaire présenté par Chevalier (1982a). Ce modèle ne tient pas compte de l'effet de la pression des rayons cosmiques $P_{\rm CR}$. On peut montrer a posteriori que cette approximation est suffisante dans le cas de SN 1993J, car la pression $P_{\rm CR}$ demeure toujours bien inférieure à celle exercée par le gaz thermique post-choc. De plus, l'évolution du rémanent observée par la technique d'interférométrie à très longue base est compatible avec une faible modification du choc par les rayons cosmiques.

(iv) L'intensité du champ magnétique derrière le front de choc résulte essentiellement de la compression du champ turbulent amplifié par les instabilités de faisceau induites par les rayons cosmiques dans la région du précurseur. Une étude paramétrique préalable des courbes de lumière radio nous a permis d'établir l'évolution temporelle du champ magnétique dans cette région : $B_1(t) = B_1^0 \times (t/1\ \text{jour})^{-b}$ avec $b = -1,16 \pm 0,20$ (remarquons que B_1^0 est noté B_{u0} dans Tatischeff 2009). Dans le modèle détaillé, nous avons fixé $b = 1$, ce qui correspond à la dépendance temporelle attendue si le champ magnétique est amplifié par le mécanisme d'instabilité de faisceau non résonante proposé par Bell (2004).

(v) Nous avons testé deux hypothèses pour l'évolution du champ magnétique turbulent dans le milieu aval : l'une où il est simplement transporté par advection loin du front de choc et l'autre où il est rapidement amorti au travers d'une cascade d'ondes plasma vers des échelles spatiales de plus en plus petites. Cette dernière hypothèse a été proposé par Pohl *et al.* (2005) pour expliquer les filaments observés en rayons X dans de jeunes rémanents de supernova galactiques.

(vi) Une fois déterminés le champ magnétique et la distribution en énergie des électrons non thermiques à tout instant et à toute position dans le milieu choqué, l'intensité du rayonnement synchrotron de ce milieu est obtenue de manière rigoureuse par un calcul de transfert radiatif à partir des coefficients d'émission et d'absorption. On détermine tout d'abord le profil de brillance de surface, lequel est ensuite intégré sur la coordonnée radiale pour obtenir le flux de densité (voir Tatischeff, 2009, annexe B).

(vii) Finalement, le rayonnement synchrotron produit derrière l'onde de choc est atténué dans le gaz circumstellaire par le processus d'absorption libre-libre. Diverses observations en radio, optique et ultraviolet montrent que la matière des vents stellaires n'est généralement pas distribuée de manière homogène, mais plutôt constituée de grumeaux et de filaments. Pour tenir compte de cela, nous avons utilisé un facteur d'atténuation de la forme $[1 - \exp(-\tau_{\rm CSM})]/\tau_{\rm CSM}$, où $\tau_{\rm CSM}$ est l'épaisseur optique. En adoptant $v_w = 10$ km $^{-1}$ et $T_{\rm CSM} = 10^5$ K pour la température du gaz circumstellaire devant l'onde de choc (voir Fransson *et al.*, 1996), l'atténuation libre-libre ne dépend finalement que du taux de perte de masse de la supergéante $\dot{M}_{\rm SGR}$.

Le modèle ne possède au bout du compte que quatre paramètres libres : $\dot{M}_{\rm SGR}$, la normalisation du champ magnétique B_1^0, et les efficacités d'injection $\eta_{\rm inj}^{\rm p}$ et $\eta_{\rm inj}^{\rm e}$. Le code de simulation que nous avons réalisé permet de comparer aisément les résultats du modèle aux données en fonction de la valeur de ces paramètres. Nous avons obtenu le meilleur accord pour $\dot{M}_{\rm SGR} = 3,8 \times 10^{-5}\ M_\odot$ yr^{-1}, $B_1^0 = 50$ G, $\eta_{\rm inj}^{\rm p} = 10^{-4}$ et $\eta_{\rm inj}^{\rm e} = 1,1 \times 10^{-5}$, et avec l'hypothèse d'un transport advectif du champ magnétique turbulent dans le milieu aval. L'hypothèse d'un

amortissement rapide de la turbulence MHD derrière l'onde de choc n'est pas compatible avec les données. Plusieurs remarques s'imposent à la suite de ces résultats.

(i) Comme pour l'éruption de la nova symbiotique RS Oph (2006), nous avons trouvé qu'une injection *constante* de protons avec $\eta_{\rm inj}^{\rm p} \approx 10^{-4}$ (l'incertitude étant d'un facteur environ deux) rendait bien compte des données. Avec cette valeur, la pression exercée par les rayons cosmiques derrière le front de choc augmente régulièrement avec le temps, mais elle reste toujours inférieure à 20% de la pression post-choc totale. La modification du choc principal de SN 1993J demeure donc relativement faible.

(ii) Néanmoins, l'énergie cinétique totale acquise par les rayons cosmiques pendant cette phase initiale (i.e. pendant ∼8,5 ans après l'explosion) est importante. Elle s'élève à $7,4\times10^{49}$ erg, ce qui est comparable à l'énergie moyenne que chaque supernova galactique doit fournir en particules accélérées pour maintenir la population de rayons cosmiques dans la Voie lactée (voir Eq. 2.1). Mais la plupart des rayons cosmiques accélérés au cours de cette phase vont demeurer dans le rémanent jusqu'à ce qu'il se dissolve dans le milieu interstellaire de M81. Ils vont alors subir une perte d'énergie adiabatique ininterrompue, de sorte que ceux qui seront relâchés au bout de quelques dizaines de milliers d'années ne contribueront sans doute pas de manière significative à la population de rayons cosmiques de cette galaxie. Mais les ions les plus énergétiques s'échappent continûment de la zone d'accélération vers le milieu interstellaire. De plus, quand le choc principal a atteint la limite du milieu circumstellaire dense, ∼3100 jours après l'explosion, une bouffée supplémentaire de rayons cosmiques de haute énergie a pu être libérée[16].

(iii) L'intensité du champ magnétique au choc est contrainte par deux phénomènes : l'auto-absorption synchrotron et les pertes d'énergie des électrons qui émettent en radio. La prise en compte de ce dernier processus est nécessaire pour rendre compte correctement à la fois des courbes de lumière et de la morphologie de l'émission radio. Le résultat obtenu, $B_1(t) = (50 \pm 20) \times (t/1\ \text{jour})^{-1}$ G, suggère que le champ magnétique est fortement amplifié dans le précurseur, vraisemblablement par le mécanisme d'instabilité de faisceau non résonante proposé par Bell (2004). Avec la pression $P_{\rm CR}$ déduite de la modélisation, le champ magnétique turbulent prédit par la théorie de Bell est proche de la valeur mesurée. L'amplification du champ magnétique par les rayons cosmiques augmente leur taux d'accélération (voir Eq. 2.9), de sorte que dans SN 1993J des protons ont pu être accélérés jusqu'à une énergie $\gtrsim 10^{16}$ eV en seulement quelques jours après l'explosion. Des atomes de fer totalement ionisés ($Z = 26$) ont pu atteindre à ce moment ∼10^{17}–10^{18} eV, s'approchant ainsi de l'énergie de la "cheville" dans le spectre des rayons cosmiques galactiques ($\sim 3 \times 10^{18}$ eV).

Les résultats obtenus par cette modélisation de l'émission radio de SN 1993J suggèrent que les rayons cosmiques du "tibia" – ceux dont l'énergie est située entre le "genou" et la "cheville" du spectre des rayons cosmiques galactiques (Fig. 2.1) – sont produits dans la phase très précoce de la vie des rémanents de supernova, lorsque l'onde de souffle interagit avec la matière des vents émis par l'étoile massive peu de temps avant son explosion. Mais à la fois le nombre et l'énergie maximum des rayons cosmiques accélérés pendant cette phase augmentent avec la densité du milieu circumstellaire. Les supernovae de type IIb comme SN 1993J résultent de l'explosion d'étoiles supergéantes rouges, qui perdent à la fin de leur vie des quantités importantes de matière dans des vents relativement lents ($v_w \sim 10$ km s^{-1}). Ces supernovae sont donc particulièrement propices à une accélération efficace de rayons cosmiques de haute énergie (voir également Ptuskin *et al.*, 2010). Mais elles sont rares : d'après Smartt *et al.* (2009), seul

[16]La longueur de diffusion des rayons cosmiques en amont du choc a en effet rapidement augmentée à ce moment, étant donnés que $l_{\rm diff} \propto B_1^{-1}$ (Eq. 2.13) et que le champ magnétique amplifié $B_1 \propto \rho_1^{1/2}$ (voir Bell, 2004).

5,4% de l'ensemble des supernovae à effondrement de cœur sont de type IIb[17]. Il apparaît donc nécessaire d'étudier d'autres types de supernovae avant de pouvoir conclure quant à l'origine des rayons cosmiques de haute énergie.

2.3.2 L'injection des électrons dans le mécanisme d'accélération diffusive par onde de choc

SN 2008D est une supernova de type Ib ayant explosé le 9 janvier 2008 dans la galaxie NGC 2770 à $D \approx 27$ Mpc de la Terre. Elle a été observée avec les télescopes à rayons X et ultraviolets de *Swift* depuis le moment même où a commencé l'explosion, car, par chance, ce satellite observait déjà cette galaxie à cette période (Soderberg *et al.*, 2008). L'émission radio de SN 2008D a été suivie par au moins quatre observatoires, dont le VLA (Soderberg *et al.*, 2008; van der Horst *et al.*, 2011).

Les supernovae de type Ib résultent de l'explosion d'étoiles Wolf-Rayet, qui présentent des taux de perte de masse élevé, $\dot{M}_{\rm WR} \sim 3 \times 10^{-5}\ M_\odot$ an^{-1}, par des vents rapides, $v_w \sim 1000$ km s^{-1}. A distance de l'étoile égale, la densité du gaz dans le vent d'une Wolf-Rayet est donc ~30 fois inférieure à celle dans le vent d'une supergéante rouge (voir Eq. 2.15 et Tab. 2.1). Il est donc a priori intéressant d'étudier l'efficacité d'accélération et l'énergie maximum des rayons cosmiques produits dans les supernovae de type Ib. Mais nous allons voir que les résultats obtenus pour SN 2008D semblent également nous révéler quelque chose du processus d'injection des électrons dans le mécanisme d'accélération par onde de choc[18]. Pour cette étude, le modèle initial de Berezhko et Ellison (1999) a été sensiblement amendé[19] :

(i) L'injection des protons dans le processus d'accélération est maintenant décrite avec le paramètre ξ, qui est relié à l'épaisseur du choc (Eq. 2.10), plutôt qu'avec l'efficacité d'injection $\eta^{\rm p}_{\rm inj}$. Cette nouvelle prescription est en effet plus fondamentale et tient compte d'un effet de régulation de l'injection signalé par Blasi *et al.* (2005) : dans un choc fortement modifié par les rayons cosmiques, le rapport de compression $r_{\rm sub}$ tend vers un, de sorte que l'efficacité $\eta^{\rm p}_{\rm inj} \propto (r_{\rm sub} - 1)$ tend vers zéro ($r \equiv r_{\rm sub}$ dans l'équation 2.11). Cet effet limite donc l'efficacité d'accélération.

(ii) Au vu des résultats obtenus pour SN 1993J, le champ magnétique amplifié dans le précurseur n'est maintenant plus un paramètre libre, il est calculé à partir de l'équation (40) de Tatischeff (2009), laquelle est tirée de la théorie de Bell (2004). Le champ magnétique est donc maintenant directement relié à la pression des rayons cosmiques et donc à l'efficacité d'injection, comme le veut la théorie de l'accélération diffusive par onde de choc dans ses récents développements.

(iii) L'effet de la pression magnétique, $P_{\rm mag} = B^2/(8\pi)$, sur la structure du choc est maintenant pris en compte d'après les travaux théoriques de Caprioli *et al.* (2009). Dans le cas d'une forte amplification du champ magnétique turbulent, cet effet peut altérer de manière significative les relations de Rankine-Hugoniot au sous-choc. La pression magnétique dans le précurseur tend à limiter la modification du choc. Nous avons également utilisé les travaux de Caprioli *et al.* (2009) pour améliorer le traitement du chauffage du précurseur par la dissipation des ondes d'Alfvén.

[17] Les fréquences relatives des différents types de supernova à effondrement gravitationnel dans la galaxie sont d'après Smartt *et al.* (2009) : II-P 58,7%, II-L 2,7%, IIn 3,8%, IIb 5,4%, Ib 9,8%, et Ic 19,6%. Les supernovae thermonucléaire de type Ia représentent 26,8% de l'ensemble des supernovae galactiques.

[18] Ce travail sur SN 2008D a été réalisé à l'été 2009, grâce à une invitation du Kavli Institute for Theoretical Physics de Santa Barbara (Etats-Unis) dans le cadre du programme "Particle Acceleration in Astrophysical Plasmas". Les résultats présentés dans ce mémoire sont encore préliminaires et n'ont pas été publiés.

[19] Nous avons vérifié que les améliorations apportées au modèle non linéaire d'accélération diffusive par onde de choc n'ont pas modifié de manière significative les résultats présentés dans Tatischeff (2009).

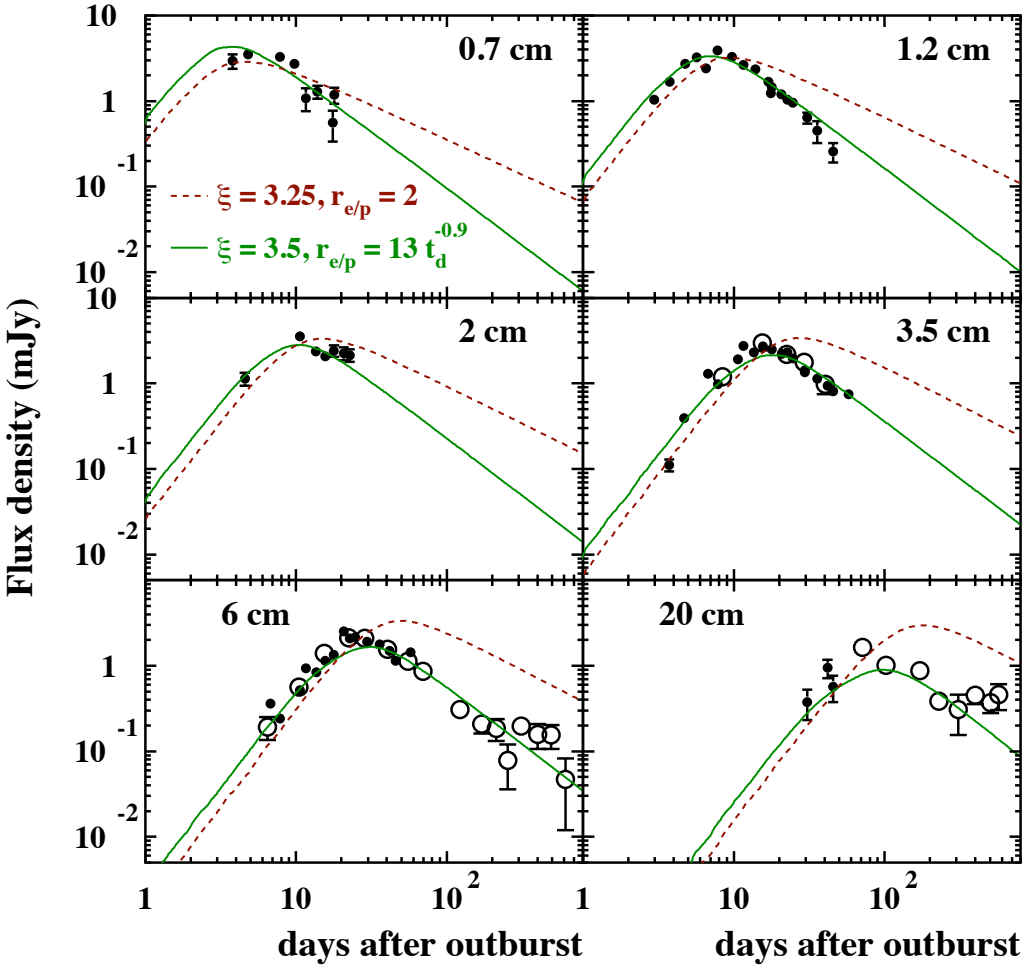

FIG. 2.5 – Courbes de lumière à 0,7, 1,2, 2, 3,5, 6 et 20 cm de la supernova SN 2008D. Les données sont extraites de Soderberg *et al.* (2008) (*cercles pleins*) et van der Horst *et al.* (2011) (*cercles vides*). Les courbes en tirets montrent les résultats du modèle pour $\xi = 3,25$ et le rapport des efficacités d'injection $r_{\rm e/p} = \eta^{\rm e}_{\rm inj}/\eta^{\rm p}_{\rm inj} = 2$. Celles en train plein sont obtenues avec $\xi = 3,5$ et une fraction décroissante d'électrons accélérés, $r_{\rm e/p} = 13 \times (t/1\ {\rm jour})^{-0,9}$.

Dans sa version générale, le nouveau modèle d'émission radio des supernovae ne comporte donc plus que trois paramètres libres : ξ, $r_{\rm e/p} = \eta^{\rm e}_{\rm inj}/\eta^{\rm p}_{\rm inj}$, et le taux de perte de masse de la pré-supernova $\dot{M}_i$ où $i \equiv$ SGR ou WR selon le cas. Mais pour SN 2008D, et plus généralement pour toutes les supernovae de type Ib ou Ic, $\dot{M}_{\rm WR}$ ne peut pas être déterminé directement à partir de l'émission radio synchrotron, car l'atténuation libre-libre dans le milieu circumstellaire est négligeable devant l'auto-absorption dans la zone émettrice (voir Chevalier et Fransson, 2006). Le taux de perte de masse de la pré-supernova a donc été fixé à la valeur moyenne de celui des étoiles Wolf-Rayet de la Voie lactée : $\dot{M}_{\rm WR} \approx 3 \times 10^{-5}\ M_\odot$ an^{-1} (Cappa *et al.*, 2004).

Des courbes de lumière calculées sont comparés aux données enregistrées à six longueurs d'onde sur la Figure 2.5. Les lignes en tirets correspondent à des paramètres d'injection indépendants du temps : $\xi = 3,25$ et $r_{\rm e/p} = 2$. On voit qu'une telle solution n'est pas en mesure d'expliquer l'observation d'une décroissance relativement rapide des flux de densité dans la phase optiquement mince. Ces données suggèrent que dans SN 2008D, l'efficacité d'injection des protons ou des électrons a diminué au cours du temps après l'explosion. L'efficacité d'injection des protons ne dépend en première approximation que de l'épaisseur du choc (Sect.2.1),

qui dans un milieu non collisionnel correspond au libre parcours moyen associé aux interactions électromagnétiques à l'origine de la discontinuité. Il est donc raisonnable de penser que l'injection des protons varie peu au cours du temps et que la dépendance temporelle mise en lumière porte sur les électrons.

Les courbes en trait plein montrent les résultats obtenus pour $\xi = 3,5$ et $r_{\mathrm{e/p}} = 13 \times (t/1\ \mathrm{jour})^{-0,9}$. Pour un choc légèrement modifié avec $r_{\mathrm{sub}} \approx 3,5$, ces valeurs correspondent à $\eta^{\mathrm{p}}_{\mathrm{inj}} \approx 3,9 \times 10^{-4}$ et $\eta^{\mathrm{e}}_{\mathrm{inj}} \approx 5,0 \times 10^{-3} \times (t/1\ \mathrm{jour})^{-0,9}$. L'efficacité d'injection des protons est du même ordre que celle obtenue pour SN 1993J (et RS Oph). Par contre, $\eta^{\mathrm{e}}_{\mathrm{inj}}$ est plus élevé dans SN 2008D que dans SN 1993J (pour rappel, nous avions trouvé pour cette supernova $\eta^{\mathrm{e}}_{\mathrm{inj}} = 1,1 \times 10^{-5}$) pendant ~900 jours après l'explosion. Une interprétation possible de ces résultats est que le mécanisme d'accélération opère de façon semblable dans les ondes de choc de ces deux supernovae, mais qu'un surplus d'électrons non thermiques a été injecté dans le choc principal de SN 2008D pendant les premiers mois après l'explosion.

Soulignons une nouvelle fois que le mécanisme d'injection des électrons est très mal connu. Morlino (2009) a récemment proposé une solution permettant de s'affranchir d'un processus de pré-accélération des électrons thermiques au voisinage du choc. Ce modèle suppose que les ions lourds injectés dans le mécanisme d'accélération par onde de choc sont partiellement ionisés et que le temps caractéristique de photoionisation ou d'ionisation collisionnelle de ces espèces est comparable à leur temps d'accélération. Ces hypothèses sont raisonnables dans le cas des jeunes vestiges de supernova (Morlino, 2009). Les électrons arrachés aux ions rapides au cours de leur mouvement de va-et-vient de part et d'autre du front de choc seraient naturellement injectés dans le processus d'accélération. Morlino (2009) estime que ce mécanisme pourrait rendre compte d'un nombre relatif d'électrons rapides exprimé par le rapport $K_{ep} = f_e(p)/f_p(p) \sim 10^{-4}$ (dans un domaine de quantité de mouvement où les pertes d'énergie des électrons peuvent être négligées). En comparaison, nous avons trouvé pour SN 1993J et SN 2008D (voir Tatischeff, 2009, équations 13 et 14) :

$$K_{ep} \approx \frac{\eta^{\mathrm{e}}_{\mathrm{inj}}}{\eta^{\mathrm{p}}_{\mathrm{inj}}} \left(\frac{m_e}{m_p}\right)^{1/2} \gtrsim 2,5 \times 10^{-3} \ . \tag{2.20}$$

Le mécanisme de Morlino (2009) ne peut donc sans doute pas expliquer l'origine des électrons accélérés dans le cas des très jeunes supernovae détectées en radio.

Plus récemment, Zirakashvili et Aharonian (2011) ont remarqué que la radioactivité de noyaux de ^{44}Ti et ^{56}Ni éjectés par une supernova pouvait fournir un réservoir important de leptons (électrons et positrons) non thermiques susceptibles d'être accélérés dans les ondes de choc du rémanent. Dans leur modèle, les positrons résultant de la désintégration de ^{44}Ti sont accélérés dans le choc en retour qui se propage dans les éjectas. Au choc principal sont accélérés des électrons énergétiques provenant de la diffusion Compton de photons gamma issus de la désintégration du ^{56}Co ($T_{1/2} = 77,2$ jours[20]). Un calcul d'ordre de grandeur montre que cette hypothèse semble possible dans le cas de SN 2008D. D'après les résultats de notre modèle, on a pour le nombre d'électrons injectés dans le processus d'accélération entre $t_0 = 1$ jour et $t_f = 900$ jours après l'explosion :

$$N_e \sim \frac{\dot{M}_{\mathrm{WR}} V_s}{v_w m_{\mathrm{H}}} \int_{t_0}^{t_f} \eta^{\mathrm{e}}_{\mathrm{inj}}(t) dt \sim 2 \times 10^{50} \ , \tag{2.21}$$

où $V_s \approx 5 \times 10^4$ km s^{-1} est la vitesse moyenne du choc principal de SN 2008D pendant cette période. Une masse de ^{56}Ni de $\approx 0,05\ M_\odot$ a été éjectée dans cette explosion (Soderberg *et al.*,

[20] Les principales raies gamma de désintégration du ^{56}Co sont données dans le tableau 1 de Tatischeff *et al.* (2006), cet article étant inclus dans le 1er chapitre de ce mémoire.

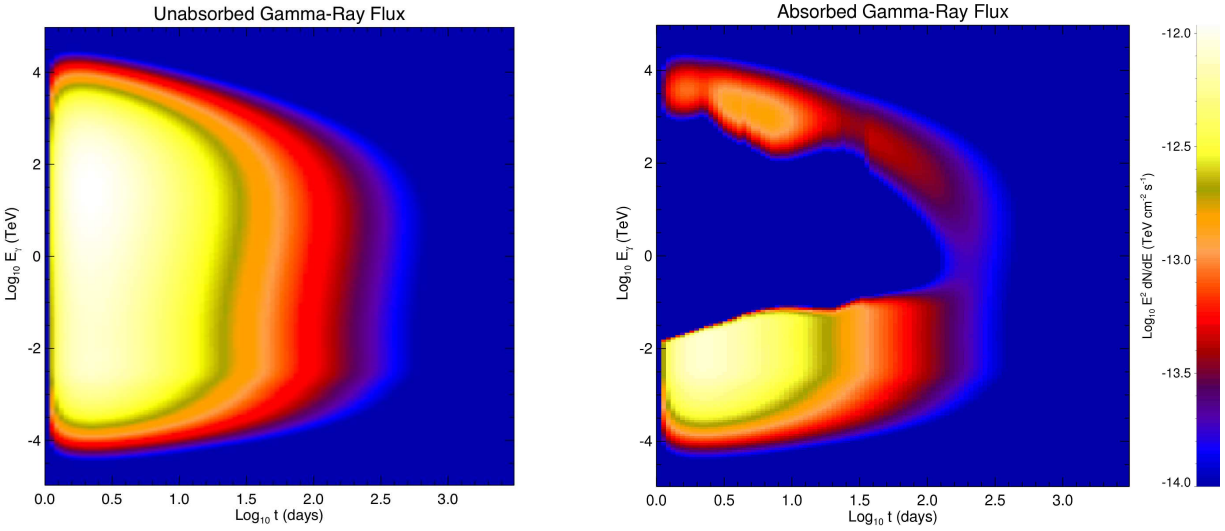

FIG. 2.6 – Flux de rayons gamma d'ultra-haute énergie émis par la supernova SN 1993J (E^2dN/dE en TeV cm^{-2} s^{-1}, voir l'échelle de couleur à droite), en fonction du temps après l'explosion (axe horizontal) et de l'énergie des photons (axe vertical). *A gauche* : sans l'absorption du flux gamma par le processus $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$; *à droite* : avec la prise en compte de cette atténuation. Référence : Renaud, Marcowith, Tatischeff, & Dwarkadas, article en préparation.

2008), ce qui représente $\approx 10^{54}$ noyaux de cette espèce. Ainsi, il faudrait que chaque désintégration de ^{56}Ni ($T_{1/2} = 6,1$ jours) aboutisse au final à une injection au choc principal de $\sim 2 \times 10^{-4}$ électron Compton. Ce résultat ne paraît pas déraisonnable. On remarque également que la dépendance temporelle de $r_{e/p}$ tirée de la modélisation de l'émission radio semble être globalement compatible avec la période radioactive du ^{56}Co. Ainsi, entre 10 et 300 jours après l'explosion, ce qui d'après les données est la période la plus contraignante pour le modèle (voir Fig.2.5), $\eta^{\rm e}_{\rm inj}$ a diminué d'un facteur 21, alors que le nombre de noyaux de ^{56}Co s'est réduit d'un facteur 13,5.

Cette étude n'en est à l'évidence qu'à ses prémices, et la viabilité du modèle de Zirakashvili et Aharonian (2011) pour expliquer les courbes de lumière radio de SN 2008D reste à démontrer. Mais cet exemple illustre bien, me semble-t-il, le potentiel de la modélisation de l'émission radio des supernovae pour étudier le ou les mécanismes d'injection des électrons dans le processus d'accélération par onde de choc.

2.3.3 L'émission gamma de très haute énergie des supernovae extragalactiques

Comme pour les novae symbiotiques, la détection d'un rayonnement gamma d'origine hadronique pourrait fournir un moyen d'étudier de manière plus directe l'accélération de rayons cosmiques dans les très jeunes rémanents de supernova. Une estimation du flux de photons d'énergie $E_\gamma \in [1 - 50$ GeV$]$ est donnée pour SN 1993J dans Tatischeff (2009). Nous n'avons considéré dans ce travail que l'émission due à la production de pions neutres dans la région occupée par les rayons cosmiques en aval du choc principal. Le résultat montre que SN 1993J n'aurait pas été détectée par *Fermi*/LAT. Etant donnée la sensibilité de ce télescope, seule une supernova (semblable à SN 1993J) explosant à moins de ~1 Mpc de la Terre pourrait être détectée avec *Fermi*. Mais il n'y a que quatre galaxies à cette distance – les Nuages de Magellan, la galaxie d'Andromède et celle du Triangle – de sorte que la probabilité d'une détection d'une supernova extragalactique avec *Fermi* est assez faible.

Contrairement aux novae symbiotiques, les supernovae émettent également dans le domaine des rayons gamma du TeV, et même peut-être jusqu'à plusieurs milliers de TeV d'après nos calculs. Mais l'émission dans cette gamme d'énergie peut être fortement atténuée dans le champ de rayonnement des éjectas de la supernova par le processus de production de paires $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$. Pendant les premiers mois après l'explosion, le rayonnement des éjectas est maximum dans les domaines de l'ultraviolet et de l'optique. L'atténuation du flux gamma culmine alors dans la gamme du TeV (voir Gould et Schréder, 1967). Dans Tatischeff (2009), nous avons estimé que le flux $F_\gamma(E_\gamma > 1\ \mathrm{TeV})$ de SN 1993J n'avait atteint son maximum que $\sim$270 jours après l'explosion (voir également Fig. 2.6). Nous avons aussi montré que l'émission au TeV de cette supernova n'aurait pas été détectée par le réseau de télescopes Cherenkov au sol H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic System*). Mais le calcul de l'atténuation du flux gamma a été effectué dans Tatischeff (2009) en considérant une distribution isotrope des collisions de photons, ce qui est une approximation car l'émission des éjectas provient d'une région plus interne dans le rémanent que celle de production des rayons gamma. La prise en compte de la géométrie exacte du processus de production de paires $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ devrait conduire à une diminution sensible du coefficient d'opacité correspondant et donc à une augmentation de la visibilité du flux gamma.

Nous étudions actuellement cet effet dans le cadre d'une collaboration avec Matthieu Renaud, Alexandre Marcowith et Vikram Dwarkadas. Notre motivation première est de préparer la détection de supernovae extragalactiques avec le *Cherenkov Telescope Array* (CTA), qui est un projet de construction d'un nouvel observatoire gamma environ 5 – 10 fois plus sensible que H.E.S.S. entre 0,1 et 10 TeV et avec une couverture en énergie étendue en dessous de 100 GeV et atteignant plus de 100 TeV[21]. Les premiers résultats obtenus montrent que SN 1993J aurait pu être détecté avec CTA. Nous poursuivons maintenant ces calculs pour estimer la distance de détectabilité et prévoir le taux de détection avec CTA pour chaque type de supernova. Nous tirons aussi de cette modélisation le flux de neutrinos produits par désintégration de pions chargés, ce qui peut être comparé aux prédictions de sensibilité du télescope à neutrinos sous-marin KM3NeT[22].

[21] http ://www.cta-observatory.org/
[22] http ://www.km3net.org/

The Astrophysical Journal, 663: L101–L104, 2007 July 10
© 2007. The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in U.S.A.

EVIDENCE FOR NONLINEAR DIFFUSIVE SHOCK ACCELERATION OF COSMIC RAYS IN THE 2006 OUTBURST OF THE RECURRENT NOVA RS OPHIUCHI

V. Tatischeff[1] and M. Hernanz
Institut de Ciències de l'Espai (CSIC-IEEC), Campus UAB, Facultat de Ciències, 08193 Bellaterra, Barcelona, Spain;
tatische@csnsm.in2p3.fr, hernanz@ieec.uab.es
Received 2007 May 4; accepted 2007 May 22; published 2007 June 26

ABSTRACT

Spectroscopic observations of the 2006 outburst of the recurrent nova RS Ophiuchi at both infrared (IR) and X-ray wavelengths have shown that the blast wave has decelerated at a higher rate than predicted by the standard test-particle adiabatic shock wave model. Here we show that the observed evolution of the nova remnant can be explained by the diffusive shock acceleration of particles at the blast wave and the subsequent escape of the highest energy ions from the shock region. Nonlinear particle acceleration can also account for the difference of shock velocities deduced from the IR and X-ray data. The maximum energy that accelerated electrons and protons can have achieved in few days after outburst is found to be as high as a few TeV. Using the semianalytic model of nonlinear diffusive shock acceleration developed by Berezhko & Ellison, we show that the postshock temperature of the shocked gas measured with *RXTE* PCA and *Swift* XRT imply a relatively moderate acceleration efficiency characterized by a proton injection rate $\eta_{\rm inj} \gtrsim 10^{-4}$.

Subject headings: acceleration of particles — cosmic rays — novae, cataclysmic variables — shock waves — stars: individual (RS Ophiuchi)

Online material: color figures

1. INTRODUCTION

RS Ophiuchi is a symbiotic recurrent nova, with various recorded eruptions in the last century (the last one in 1985), that erupted again recently, on 2006 February 12 (Narumi 2006). RS Oph's binary system consists of a white dwarf with mass near the Chandrasekhar limit and a red giant (RG) companion star. High white dwarf mass and large accretion rate lead to a much shorter recurrence period of outbursts than in classical novae (where the donor is a main-sequence star). In addition, the presence of the RG wind in the RS Oph system leads to the generation of an X-ray–emitting blast wave that runs into a relatively dense circumstellar medium.

The latest outburst of RS Oph has been observed at various wavelengths, e.g., in radio (O'Brien et al. 2006), IR (Monnier et al. 2006; Das et al. 2006; Evans et al. 2007), and X-rays (Sokoloski et al. 2006; Bode et al. 2006). The X-ray data have made it possible to clearly identify the forward shock wave expanding into the RG wind and to estimate the time evolution of its velocity, v_s, through the well-known relation for a test-particle strong shock:

$$v_s = \left(\frac{16}{3}\frac{kT_s}{\mu m_{\rm H}}\right)^{0.5}, \qquad (1)$$

where k is the Boltzmann constant, T_s is the measured postshock temperature, and $\mu m_{\rm H}$ is the mean particle mass. The X-ray emission has revealed that after an ejecta-dominated, free expansion stage (phase I) lasting ∼6 days, the remnant rapidly evolved to display behavior characteristic of a shock experiencing significant radiative cooling (phase III; see Sokoloski et al. 2006; Bode et al. 2006). At day 6 after outburst, however, the shocked material was so hot, $T_s \sim 10^8$ K, that its cooling by radiative losses was probably not important for the dynamics of the shock. Thus, the lack or the very short duration of an adiabatic, Sedov-Taylor phase (phase II) differs from the remnant evolution model developed by Bode & Kahn (1985), O'Brien & Kahn (1987), and O'Brien et al. (1992) after the 1985 outburst of RS Oph.

The time dependence of shock velocity has also been measured by IR spectroscopy, using the observed narrowing of strong emission lines (Das et al. 2006; Evans et al. 2007). Although the general behavior of the shock evolution was found to be consistent with that deduced from the X-ray emission, the shock velocities determined from the IR data are significantly greater than those obtained using equation (1) together with the X-ray measurements of T_s (see Fig. 1).

In this Letter, we show that production of nonthermal particles at the forward shock through the first-order Fermi acceleration process can be deduced from these observational data. Several observations in the solar system and beyond show that diffusive acceleration of particles can be efficient in collisionless shocks and the backpressure from the energetic ions can strongly modify the shock structure (e.g., Jones & Ellison 1991). In particular, equation (1) is known to underestimate shock velocities when particle acceleration is efficient, because the postshock temperature can be much lower than the test-particle value (Decourchelle et al. 2000; Ellison et al. 2007). We start in § 2 with a simple description of the dynamical evolution of the blast wave based on IR and X-ray observations; we then calculate in § 3 the maximum possible energy of particles accelerated in the nova remnant and determine in § 4 the properties of the cosmic-ray modified shock including the energy carried off by particles escaping the shock region. Our conclusions follow in § 5.

2. SHOCK WAVE EVOLUTION

The full width at zero intensity (FWZI) of IR emission lines provide a good measurement of the shock velocity (Das et al. 2006; Evans et al. 2007). Radio imaging (O'Brien et al. 2006) and IR interferometric observations (Monnier et al. 2006) of the RS Oph remnant have shown departures from spherical

[1] Permanent address: CSNSM, IN2P3-CNRS and Université Paris-Sud, F-91405 Orsay Cedex, France.

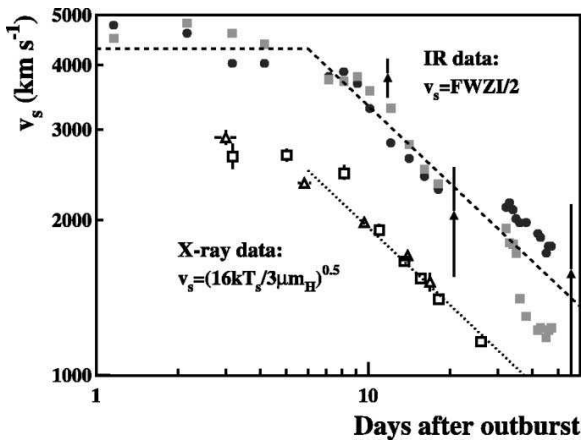

FIG. 1.—Time dependence of forward shock velocity as deduced from the FWZI of IR emission lines (*filled squares and circles*: Das et al. 2006; *filled triangles*: Evans et al. 2007) and X-ray measurements of the postshock temperature (*open triangles*: Sokoloski et al. 2006; *open squares*: Bode et al. 2006). The lines are simple fits to the data (see text). [*See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.*]

symmetry. But given the intermediate angle between the symmetry axis of the observed bipolar structure and the line of sight, $\theta \sim 50°$–$60°$ (O'Brien et al. 2006), the largest blueshifted and redshifted velocities measured in the FWZI should be close to the mean expansion speed of the blast wave. The IR data can be modeled at first approximation by (Fig. 1, *dashed line*) $v_s(t) = 4300\tau^{\alpha_v}$ km s^{-1}, where t is the time after outburst, $\tau = t/t_1$ with $t_1 = 6$ days, and $\alpha_v = 0$ (-0.5) for $t \leq t_1$ $(t > t_1)$. The decay of v_s as $t^{-0.5}$ for $t > t_1$ can be expected from a well-cooled shock. We see that the velocities deduced from the X-ray data are consistent with such a decay (Fig. 1, *dotted line*), although they are ~1.7 times lower than the velocities determined from the IR lines.

The radius of the shock front, which for simplicity we assume to be spherical, is easily obtained by integration of $v_s(t)$: $r_s(t) = 2.23 \times 10^{14}[(1 - 2\alpha_v)\tau^{\alpha_v+1} + 2\alpha_v]$ cm. We do not consider the earliest phase of the outburst, when the shock wave traversed the binary system. Given the binary separation of ~1.5 AU (Fekel et al. 2000), the free expansion of the ejecta into the unperturbed RG wind started at $t \sim t_0 = 1$ day. The outer radius of the RG wind is $r_{\rm out} = u_{\rm RG}\Delta t$, with $u_{\rm RG} \cong$ 10–20 km s^{-1} the terminal speed of the RG wind and $\Delta t =$ 21.04 yr the elapsed time between the 1985 and 2006 outbursts. The outer radius was reached by the forward shock at $t_2 \cong$ 24–72 days after the 2006 outburst.

The density of the RG wind as a function of radius is given by $\rho_W(r) = \dot{M}_{\rm RG}/4\pi r^2 u_{\rm RG}$, where $\dot{M}_{\rm RG}$ is the RG mass-loss rate. It can be estimated from the X-ray photoelectric absorption measured with the *Swift* X-Ray Telescope (XRT; Bode et al. 2006). We use equation (4) of Bode et al. (2006) to fit the measured absorbing column density. We do not take into account in this fit the data taken at $t = 3.17$ days, because the early X-ray emission could partially originate from the reverse shock running into the ejecta. We obtain $\dot{M}_{\rm RG}/u_{\rm RG} \approx 4 \times 10^{13}$ g cm^{-1}, which is ~5 times higher than the value estimated by O'Brien et al. (1992) for the 1985 outburst. Part of the difference is due to the larger ejecta velocity considered here.

A relatively large magnetic field of stellar origin is expected to preexist in the RG wind. Assuming that turbulent motions in the wind amplify the magnetic field B_W up to the equipartition value (Bode & Kahn 1985), we have $B_W = (8\pi\rho_W kT_W/\mu m_{\rm H})^{0.5}$, where T_W is the wind temperature, which we assume to be uniform throughout the wind and equal to 10^4 K. In the vicinity of the shock front, further magnetic field amplification is expected to occur due to various interactions between accelerated particles and plasma waves (e.g., Lucek & Bell 2000). Assuming a time-independent amplification factor α_B (expected to be of the order of a few), the magnetic field just ahead of the shock, $B_0 = \alpha_B B_W$, can be evaluated using the above relations for the RG wind density and shock radius:

$$B_0(t) = 0.047\alpha_B[(1 - 2\alpha_v)\tau^{\alpha_v+1} + 2\alpha_v]^{-1} \text{ G}. \qquad (2)$$

Given these estimates of v_s, r_s, $\rho_0 = \rho_W(r_s)$, and B_0, we can now study the effects of particle acceleration at the blast wave.

3. ACCELERATION RATE AND MAXIMUM PARTICLE ENERGY

The rate of momentum gain of nonthermal particles diffusing in the vicinity of a shock wave is given by (e.g., Lagage & Cesarsky 1983)

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_{\rm acc} = \frac{p(u_0 - u_2)}{3}\left[\frac{\kappa_0(p)}{u_0} + \frac{\kappa_2(p)}{u_2}\right]^{-1}, \qquad (3)$$

where u_0 (u_2) is the upstream (downstream) component of flow speed normal to the shock in its rest frame and κ_0 (κ_2) is the upstream (downstream) spatial diffusion coefficient in the direction normal to the shock. Here and elsewhere, the subscript "0" ("2") implies quantities determined far upstream[2] (downstream) from the shock front, as in Berezhko & Ellison (1999). To estimate the spatial diffusion coefficient, $\kappa = \lambda v/3$, we assume the scattering mean free path λ of all particles of speed v to be $\lambda = \eta_{\rm mfp} r_g$ (Baring et al. 1999; Ellison et al. 2000), where $\eta_{\rm mfp}$ is a constant and $r_g = pc/QeB$ is the particle gyroradius, c being the speed of light, Q the charge number, and $-e$ the electronic charge. The minimum value $\eta_{\rm mfp} = 1$ corresponds to the Böhm limit.

Because the wind magnetic field should be largely azimuthal, the acceleration efficiency could be significantly reduced as compared with that in a quasi-parallel shock (shock normal parallel to the field direction). A full treatment of this question is beyond the scope of this Letter (see, e.g., Kirk et al. 1996). For simplicity, we consider the shock to be quasi-parallel and allow for large values of $\eta_{\rm mfp}$ to account for the possible reduction of the acceleration efficiency.

Given the expected field compression $B_2 = r_{\rm tot}B_0$, where $r_{\rm tot} = u_0/u_2$ is the total compression ratio of the shock, we have $\kappa_2(p) = \kappa_0(p)/r_{\rm tot}$. The rate of energy gain for ultrarelativistic particles ($v = c$) can then be written from equation (3) as

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\rm acc} = 50.0\,\frac{r_{\rm tot} - 1}{r_{\rm tot}}\,\frac{Q}{\eta_{\rm mfp}}\,B_0\left(\frac{v_s}{10^3 \text{ km s}^{-1}}\right)^2 \text{ MeV s}^{-1}, \qquad (4)$$

where B_0 is in units of gauss. Acceleration can only occur for particles whose acceleration rate is lower than their energy-loss rate. Concentrating here on nucleons, we can safely neglect the collision energy losses. Adiabatic losses, however, can limit the maximum energy $E_{\rm max}$ that particles can acquire during the

[2] By far upstream, we mean ahead of the upstream shock precursor induced by the backpressure of energetic particles.

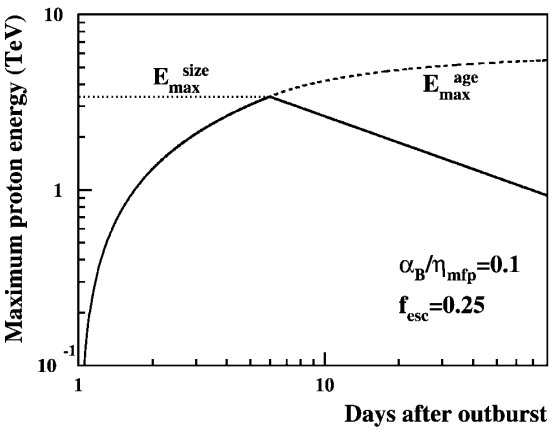

FIG. 2.—Estimated maximum proton energy as a function of time after outburst; E_{max}^{age} and E_{max}^{size} are the maximum energies caused by the finite shock age and size, respectively (see text). The solid curve shows the minimum of these two quantities.

shock lifetime. The rate of momentum loss due to adiabatic deceleration of the nonthermal particles in the expanding flow can be written as $(dp/dt)_{ad} = pv_s(r_{tot} - 1)/3r_s r_{tot}$ (e.g., Völk & Biermann 1988), which gives for the energy-loss rate of ultrarelativistic particles accelerated in the nova remnant

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{ad} = 0.64\,\frac{r_{tot}-1}{r_{tot}}\,E_{TeV}[(1-2\alpha_v)\tau + 2\alpha_v\tau^{-\alpha_v}]^{-1}\ \mathrm{MeV\ s^{-1}}, \tag{5}$$

where E_{TeV} is the particle kinetic energy in TeV. By equating the adiabatic loss rate to the acceleration rate (eq. [4]), one obtains an upper limit on the nonthermal particle energy:

$$E \le E_{max} = 68\,\frac{Q}{\eta_{mfp}}\,\alpha_B\tau^{\alpha_v}\ \mathrm{TeV}. \tag{6}$$

It is likely, however, that high-energy particles can escape the acceleration process before reaching the maximum energy given above. Following Baring et al. (1999), we assume the existence of an upstream free escape boundary (FEB) ahead of the shock, located at some constant fraction f_{esc} of the shock radius: $d_{FEB} = f_{esc}r_s$. The maximum energy that particles can acquire before reaching the FEB is obtained by equating d_{FEB} to the upstream diffusion length $l_0 \sim \kappa_0/v_s$. Using the parameters derived in § 2, one finds for ultrarelativistic particles

$$E_{max}^{size} = 136 f_{esc}\,\frac{Q}{\eta_{mfp}}\,\alpha_B\tau^{\alpha_v}\ \mathrm{TeV}. \tag{7}$$

We see that for $f_{esc} < 0.5$ this size limitation of the acceleration region gives a more restrictive constraint on the maximum particle energy than that obtained from the adiabatic losses (eq. [6]).

Calculated maximum proton energies are shown in Figure 2 for $f_{esc} = 0.25$ (Baring et al. 1999) and $\alpha_B/\eta_{mfp} = 0.1$. The quantity E_{max}^{age} is the maximum proton energy caused by the finite age of the shock and has been obtained by time integration of $(dE/dt)_{acc}$ from t_0 to t, adopting $r_{tot} = 6.5$ (this value of r_{tot} is close to what we obtain for $t > t_1$; see Fig. 3*c*). We have slightly

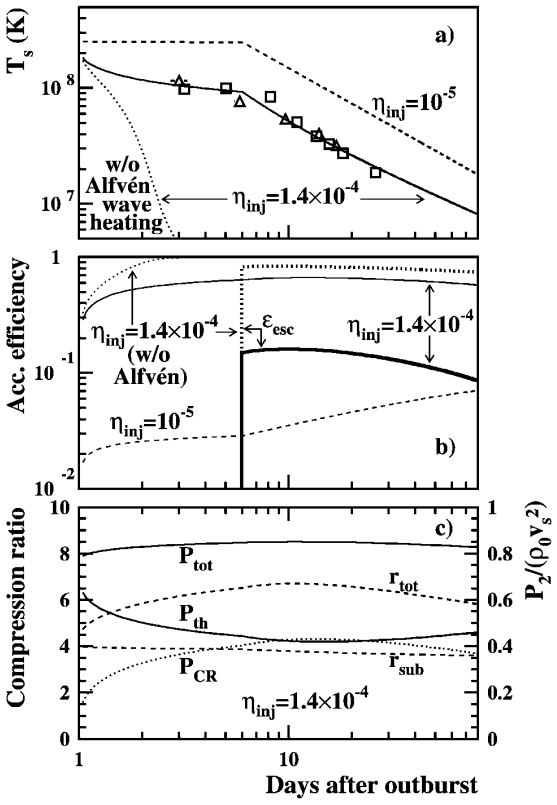

FIG. 3.—(*a*) Calculated postshock temperature compared to the *RXTE* and *Swift* data (same symbols as in Fig. 1). *Dashed curve*: $\eta_{inj} = 10^{-5}$. *Solid and dotted curves*: $\eta_{inj} = 1.4 \times 10^{-4}$ with and without Alfvén wave heating of the shock precursor, respectively. All calculations assume $\alpha_B = 2$, $\eta_{mfp} = 20$, and $f_{esc} = 0.25$. (*b*) Nonthermal energy fraction (*thin curves*) and escape energy fraction ϵ_{esc} (*thick curves*) for the same parameters as in (*a*). For $\eta_{inj} = 10^{-5}$, ϵ_{esc} is $<10^{-2}$. (*c*) Subshock and total compression ratios (*dashed curves, left axis*) and normalized postshock pressures (*right axis*) in thermal (P_{th}) and nonthermal (P_{CR}) particles ($P_{tot} = P_{th} + P_{CR}$) for $\eta_{inj} = 1.4 \times 10^{-4}$ and Alfvén wave heating. [*See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.*]

underestimated E_{max}^{age} for the initial nonrelativistic phase by assuming $v = c$, but the error is negligible given the very short duration of this phase. The production of proton energies above 1 TeV is a consequence of the high values of B_0 (eq. [2]) implied by the assumption of equipartition. In Figure 2, the time for which $E_{max}^{age} = E_{max}^{size}$, i.e., the beginning of particle escape from the shock region, is $t_{esc} = 5.95$ days. This time only depends on f_{esc} but not on α_B/η_{mfp}, which is a scale factor for both E_{max}^{age} and E_{max}^{size}. It is remarkable that for $f_{esc} = 0.25$, t_{esc} is very close to the observed transition time t_1, which could explain the apparent lack of an adiabatic phase in the remnant evolution.

4. PROPERTIES OF THE COSMIC-RAY MODIFIED SHOCK

Berezhko & Ellison (1999) have developed a relatively simple model of nonlinear diffusive shock acceleration, which allows us to quantify the modification of the shock structure induced by the back-reaction of energetic ions. Although the model strictly applies to plane-parallel, steady state shocks, it has been successfully used by Ellison et al. (2000) for evolving supernova remnants. Given the upstream sonic and Alfvén

Mach numbers of the shock, which can be readily calculated from the parameters derived in § 2, and the maximum particle energies evaluated in § 3, both the thermodynamic properties of the shocked gas and the energy spectrum of the accelerated protons (other particle species can be neglected for evaluating the shock modification) are determined by an arbitrary injection parameter $\eta_{\rm inj}$, which is the fraction of total shocked protons in protons with momentum $p \geq p_{\rm inj}$ injected from the thermal pool into the diffusive shock acceleration process. We used the work of Blasi et al. (2005) to accurately relate the injection momentum $p_{\rm inj}$ to $\eta_{\rm inj}$.

Calculated temperatures of the postshock gas are shown in Figure 3*a*. We see that the temperatures measured with the *Rossi X-Ray Timing Explorer* (*RXTE*) Proportional Counter Array and *Swift* XRT can be well reproduced with $\eta_{\rm inj} = 1.4 \times 10^{-4}$ and Alfvén wave heating of the shock precursor. The latter process is thought to be an important ingredient of cosmic-ray acceleration (McKenzie & Völk 1982) and appears to be required in this case as well to limit the shock compression ratio and acceleration efficiency. For $\eta_{\rm inj} = 10^{-5}$, the test-particle approximation applies and the standard relation between v_s and T_s (eq. [1]) overestimates the temperature.

The solution shown in Figure 3*a* is not unique. For example, an equally good description of the T_s measurements can be obtained with $\eta_{\rm mfp} = 100$ and $\eta_{\rm inj} = 1.9 \times 10^{-4}$. However, all the solutions providing good fits to the data give about the same compression ratio and acceleration efficiency. The latter is shown in Figure 3*b* for the same input parameters as in Figure 3*a*. The two quantities plotted in this figure are the fraction of total energy flux, F_0, going into nonthermal particles (*thin curves*) and the fraction $\epsilon_{\rm esc}$ of F_0 escaping the shock system via diffusion of the highest energy particles across the FEB[3] (*thick curves*). Here $F_0 = 0.5\rho_0 v_s^3 + [\gamma_g/(\gamma_g - 1)]P_0 v_s$, where $\gamma_g = 5/3$ is the specific heat ratio of the upstream thermal gas and P_0 is the far upstream pressure. We see that for $\eta_{\rm inj} = 1.4 \times 10^{-4}$ and Alfvén wave heating, $\epsilon_{\rm esc} = 10\%$–$20\%$, which means that accelerated particle escape is important for the dynamics of the shock. Compression ratios and postshock pressures calculated for this case are shown in Figure 3*c*.

The energy-loss rate due to the escape of the highest energy particles can be estimated to be

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\rm esc} = 4\pi r_s^2 \epsilon_{\rm esc} F_0 \approx 2.4 \times 10^{38} \left(\frac{\epsilon_{\rm esc}}{0.15}\right) \tau^{-1.5} \text{ ergs s}^{-1}, \tag{8}$$

for $t \geq t_{\rm esc} \cong t_1$, where we have neglected the enthalpy term $[\gamma_g/(\gamma_g - 1)]P_0 v_s$ in the expression for F_0. For $t \cong t_1$, $(dE/dt)_{\rm esc}$ is ∼200 times higher (for the assumed distance of 1.6 kpc; Hjellming et al. 1986) than the bolometric luminosity of the postshock hot plasma (Bode et al. 2006; Sokoloski et al. 2006), which shows that energy loss via accelerated particle escape is much more effective to cool the shock than radiative losses.

5. CONCLUSIONS

We have shown that production of nonthermal particles by diffusive acceleration at the blast wave generated in the 2006 outburst of RS Oph can reconcile shock velocities deduced from X-ray data with velocities measured in broad IR lines and account for the observed cooling of the shock starting as early as ∼6 days after outburst.

Using a semianalytic model of nonlinear diffusive shock acceleration, we have constrained the proton injection rate from the measured postshock temperature to be $\eta_{\rm inj} \gtrsim 10^{-4}$. We believe that the existing high-quality multiwavelength observations of this nova outburst could allow us to further test and improve the diffusive acceleration theory.

To our knowledge, the acceleration of particles to TeV energies in a recurrent nova remnant was not predicted. In a forthcoming paper, we will calculate the high-energy emission generated via interactions of this nonthermal population with the ambient medium.

This work has been partially supported by the grants AGAUR 2006-PIV-10044, MEC AYA2004-06290-C02-01, and NSF PHY05-51164.

[3] Although $\epsilon_{\rm esc}$ has been set to zero for $t < t_{\rm esc}$, it is likely than some high-energy particles escape upstream from the shock at all times, because of the low scattering strength of high-momentum particles in self-generated turbulence (see Vladimirov et al. 2006).

REFERENCES

Baring, M. G., Ellison, D. C., Reynolds, S. P., Grenier, I. A., & Goret, P. 1999, ApJ, 513, 311
Berezhko, E. G., & Ellison, D. C. 1999, ApJ, 526, 385
Blasi, P., Gabici, S., & Vannoni, G. 2005, MNRAS, 361, 907
Bode, M. F., & Kahn, F. D. 1985, MNRAS, 217, 205
Bode, M. F., et al. 2006, ApJ, 652, 629
Das, R., Banerjee, D. P. K., & Ashok, N. M. 2006, ApJ, 653, L141
Decourchelle, A., Ellison, D. C., & Ballet, J. 2000, ApJ, 543, L57
Ellison, D. C., Berezhko, E. G., & Baring, M. G. 2000, ApJ, 540, 292
Ellison, D. C., Patnaude, D. J., Slane, P., Blasi, P., & Gabici, S. 2007, ApJ, 661, 879
Evans, A., et al. 2007, MNRAS, 374, L1
Fekel, F. C., Joyce, R. R., Hinkle, K. H., & Skrutskie, M. F. 2000, AJ, 119, 1375
Hjellming, R. J., van Gorkom, J. H., Taylor, A. R., Seaquist, E. R., Padin, S., Davis, R. J., & Bode, M. F. 1986, ApJ, 305, L71
Jones, F. C., & Ellison, D. C. 1991, Space Sci. Rev., 58, 259
Kirk, J. G., Duffy, P., & Gallant, Y. A. 1996, A&A, 314, 1010
Lagage, P. O., & Cesarsky, C. J. 1983, A&A, 125, 249
Lucek, S. G., & Bell, A. R. 2000, MNRAS, 314, 65
McKenzie, J. F., & Völk, H. J. 1982, A&A, 116, 191
Monnier, J. D., et al. 2006, ApJ, 647, L127
Narumi, H., Hirosawa, K., Kanai, K., Renz, W., Pereira, A., Nakano, S., Nakamura, Y., & Pojmanski, G. 2006, IAU Circ., 8671
O'Brien, T. J., Bode, M. F., & Kahn, F. D. 1992, MNRAS, 255, 683
O'Brien, T. J., & Kahn, F. D. 1987, MNRAS, 228, 277
O'Brien, T. J., et al. 2006, Nature, 442, 279
Sokoloski, J. L., Luna, G. J. M., Mukai, K., & Kenyon, S. J. 2006, Nature, 442, 276
Vladimirov, A., Ellison, D. C., & Bykov, A. 2006, ApJ, 652, 1246
Völk, H. J., & Biermann, P. L. 1988, ApJ, 333, L65

A&A 499, 191–213 (2009)
DOI: 10.1051/0004-6361/200811511
© ESO 2009

Astronomy & Astrophysics

Radio emission and nonlinear diffusive shock acceleration of cosmic rays in the supernova SN 1993J

V. Tatischeff

[1] Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, CNRS/IN2P3 and Univ Paris-Sud, 91405 Orsay, France*
e-mail: Vincent.Tatischeff@csnsm.in2p3.fr
[2] Institut de Ciències de l'Espai (CSIC-IEEC), Campus UAB, Fac. Ciències, 08193 Bellaterra, Barcelona, Spain

Received 12 December 2008 / Accepted 13 March 2009

ABSTRACT

Aims. The extensive observations of the supernova SN 1993J at radio wavelengths make this object a unique target for the study of particle acceleration in a supernova shock.

Methods. To describe the radio synchrotron emission we use a model that couples a semianalytic description of nonlinear diffusive shock acceleration with self-similar solutions for the hydrodynamics of the supernova expansion. The synchrotron emission, which is assumed to be produced by relativistic electrons propagating in the postshock plasma, is worked out from radiative transfer calculations that include the process of synchrotron self-absorption. The model is applied to explain the morphology of the radio emission deduced from high-resolution VLBI imaging observations and the measured time evolution of the total flux density at six frequencies.

Results. Both the light curves and the morphology of the radio emission indicate that the magnetic field was strongly amplified in the blast wave region shortly after the explosion, possibly via the nonresonant regime of the cosmic-ray streaming instability operating in the shock precursor. The amplified magnetic field immediately upstream from the subshock is determined to be $B_u \approx 50(t/1\ \mathrm{day})^{-1}$ G. The turbulent magnetic field was not damped behind the shock but carried along by the plasma flow in the downstream region. Cosmic-ray protons were efficiently produced by diffusive shock acceleration at the blast wave. We find that during the first ~8.5 years after the explosion, about 19% of the total energy processed by the forward shock was converted to cosmic-ray energy. However, the shock remained weakly modified by the cosmic-ray pressure. The high magnetic field amplification implies that protons were rapidly accelerated to energies well above 10^{15} eV. The results obtained for this supernova support the scenario that massive stars exploding into their former stellar wind are a major source of Galactic cosmic-rays of energies above $\sim 10^{15}$ eV. We also calculate the flux from SN 1993J of gamma-rays arising from collisions of accelerated cosmic rays with ambient material and the result suggests that type II supernovae could be detected in π^0-decay gamma-rays with the *Fermi* Gamma-ray Space Telescope out to a maximum distance of only ~1 Mpc.

Key words. acceleration of particles – magnetic fields – radiation mechanisms: non-thermal – stars: supernovae: individual: SN 1993J

1. Introduction

Galactic cosmic rays are widely believed to be accelerated in expanding shock waves initiated by supernova (SN) explosions, at least up to the "knee" energy of the cosmic-ray spectrum at $\sim 10^{15}$ eV and possibly up to the "ankle" at $\sim 10^{18}$ eV (Axford 1994). The theory of diffusive shock acceleration (DSA) of cosmic rays is well established (see, e.g., Jones & Ellison 1991; Malkov & Drury 2001, for reviews), but two fundamental questions remain partly unanswered by the theory: what is the maximum kinetic energy achieved by particles accelerated in SN shocks and what is the acceleration efficiency, i.e. the fraction of the total SN energy converted to cosmic-ray energy?

The maximum cosmic-ray energy attainable in a SN shock scales as the product of the shock size and the strength of the turbulent magnetic field in the acceleration region (e.g. Marcowith et al. 2006). Multiwavelength observations of young shell-type supernova remnants (SNRs) provide evidence that the magnetic field in the blast wave region is much higher than the interstellar magnetic field (e.g. Völk et al. 2005; Cassam-Chenaï et al. 2007; Uchiyama et al. 2007, and references therein). A possible explanation for these observations is that the ambient magnetic field is amplified by the diffusive streaming of accelerated particles in the upstream region of the shock, which could cause a plasma instability generating large-amplitude magnetic turbulence (Bell & Lucek 2001; Amato & Blasi 2006; Vladimirov et al. 2006). Magnetic field amplification via this nonlinear process could facilitate the acceleration of protons in SNRs up to $\sim 10^{15}$ eV (e.g. Parizot et al. 2006).

The acceleration efficiency depends on the diffusive transport of energetic particles at both sides of the shock in the self-generated turbulence (e.g. Malkov & Drury 2001). The DSA theory cannot accurately predict at the present time how many particles are injected into the acceleration process as a function of the shock parameters. Observations of SNRs in high-energy gamma-rays can provide valuable information on the efficiency of cosmic-ray acceleration in these objects. But it remains unclear whether the emission detected from several SNRs with ground-based atmospheric Cherenkov telescopes is due mainly to pion decay following hadronic collisions of accelerated ions or to inverse Compton scattering of ambient photons by accelerated electrons (e.g. Morlino et al. 2008).

However, theory predicts that efficient acceleration of cosmic-ray ions (mainly protons) modifies the shock structure with respect to the case with no acceleration (see, e.g., Berezhko & Ellison 1999). In particular, the total compression ratio of a cosmic-ray-modified shock can be much higher than that of a

* Permanent address.

test-particle shock (i.e. when the accelerated particles have no influence on the shock structure), because relativistic particles produce less pressure for a given energy density than do nonrelativistic particles. In addition, the energy loss due to escape of accelerated cosmic rays from the shock system can further increase the compressibility of the shocked gas (see Decourchelle et al. 2000). Furthermore, since the energy going into relativistic particles is drawn from the shocked-heated thermal population, the postshock temperature of a cosmic-ray-modified shock can be much lower than the test-particle value. Observations of these nonlinear effects (Hughes et al. 2000; Decourchelle 2005; Warren et al. 2005) provide indirect evidence for the efficient acceleration of cosmic-ray protons (which carry most of the total nonthermal particle pressure) in shock waves of young SNRs.

In this paper, we study the production of cosmic-rays by nonlinear DSA and the associated magnetic field amplification in a very young SN shock, which expands in a relatively dense stellar wind lost by the progenitor star prior to explosion. We use radio monitoring observations of SN 1993J conducted with the Very Large Array and several other radio telescopes since the SN outburst (see Weiler et al. 2007; Bartel et al. 2007, and references therein). The radio emission from SNe is thought to be synchrotron radiation from relativistic electrons of energies <1 GeV accelerated at the expanding blast wave (Chevalier 1982b; Fransson & Björnsson 1998). The key motivation for the present study is that the radiating electrons can be influenced by the presence of otherwise unseen shock-accelerated protons. In particular, the theory of nonlinear DSA predicts that the energy distribution of nonthermal electrons below 1 GeV steepens with increasing efficiency of proton acceleration (Ellison et al. 2000).

We chose SN 1993J because it is one of the brightest radio SNe ever detected and has already been the subject of numerous very useful observational and theoretical studies (see, e.g., for the radio emission of SN 1993J Bartel et al. 1994, 2000, 2007; Marcaide et al. 1994, 1995, 1997; Van Dyk et al. 1994; Fransson et al. 1996; Fransson & Björnsson 1998; Pérez-Torres et al. 2001; Mioduszewski et al. 2001; Bietenholz et al. 2003; Weiler et al. 2007, and references therein).

The model of the present paper is largely based on the work of Cassam-Chenaï et al. (2005; see also Decourchelle et al. 2000; Ellison & Cassam-Chenaï 2005) on the morphology of synchrotron emission in Galactic SNRs. These authors have developed a model to study radio and X-ray images of SNRs undergoing efficient cosmic-ray production, that couples a semianalytic description of nonlinear DSA with self-similar solutions for the hydrodynamics of the SN expansion. The model has recently been applied to the remnants of Tycho's SN (Cassam-Chenaï et al. 2007) and SN 1006 (Cassam-Chenaï et al. 2008).

Duffy et al. (1995) have studied the radio emission from SN 1987A by considering a two-fluid system consisting of a cosmic-ray gas and a thermal plasma to calculate the structure of the blast wave. In their model, however, the efficiency of cosmic-ray acceleration is not deduced from the radio data, but assumed to be similar to that required in SNRs to explain the observed flux of Galactic cosmic rays. Another difference with the present work is that the turbulent magnetic field in the shock precursor is not assumed to be amplified by the DSA process, but is taken by these authors to be of the same order as the ordered field in the wind of the progenitor star.

A preliminary account of the present work has been given elsewhere (Tatischeff 2008) and all of the present results supersede those published earlier.

2. Model

2.1. Forward shock expansion

The type IIb SN 1993J was discovered in the galaxy M 81 by Garcia (Ripero et al. 1993) on 1993 March 28, shortly after shock breakout (Wheeler et al. 1993). Very long baseline interferometry (VLBI) observations (see, e.g., Marcaide et al. 1997; Bietenholz et al. 2003) revealed a decelerating expansion of a shell-like radio source. The radio emission is presumably produced between the forward shock propagating into the circumstellar medium (CSM) and the reverse shock running into the SN ejecta (e.g. Bartel et al. 2007). Marcaide et al. (1997) found the outer angular radius of the radio shell to evolve as a function of time t after explosion with the power law $\theta_o \propto t^m$, where the deceleration parameter $m = 0.86 \pm 0.02$. More recently, Weiler et al. (2007, and references therein) reported that the angular expansion of SN 1993J up to day 1500 after outburst can be expressed as $\theta = 6.2\times(t/1\ \mathrm{day})^m\ \mu$as with $m = 0.845\pm0.005$; here θ is by definition the angular radius of the circle that encompasses half of the total radio flux density to better than 20%.

These results are consistent with the standard, analytical model for the expansion of a SN into a CSM (Chevalier 1982a, 1983; Nadyozhin 1985). This model assumes power-law density profiles for both the outer SN ejecta, $\rho_{\rm ej} = C_2 t^{n-3} R^{-n}$ (with $n > 5$), and the CSM, $\rho_{\rm CSM} = C_1 R^{-s}$ (with $s < 3$), where C_2 and C_1 are constants. The SN expansion is then found to be self-similar (i.e. the structure of the interaction region between the forward and reverse shocks remains constant in time except for a scaling factor) and the deceleration parameter $m = (n-3)/(n-s)$. For a standard wind density profile with $s = 2$ (see below), the deceleration reported by Weiler et al. (2007) corresponds to $n \approx 8.5$, in fair agreement with numerical computations of SN explosions (e.g. Arnett 1988).

However, Bartel et al. (2000, 2002) found significant changes with time of the parameter m, indicating deviations from a self-similar expansion. These authors determined the outer angular radius θ_o as a function of time by consistently fitting to the two-dimensional radio images observed at 34 epochs between 1993 and 2001 the projection of a three-dimensional spherical shell of uniform volume emissivity. They fixed the ratio of the outer to inner angular radius (as expected from a self-similar expansion) at $\theta_o/\theta_i = 1.25$. By performing a least-squares power-law fit to the values of θ_o thus determined (see Fig. 1), they obtained a minimum reduced χ^2 of $\chi^2_\nu = 1.8$ for 64 degrees of freedom, indicating that the null hypothesis of a self-similar expansion can be rejected.

As discussed by Bartel et al. (2002), this result strongly depends on the systematic errors associated with the model of uniform emissivity in the spherical shell. The overall systematic uncertainty was estimated to range from 3% at early epochs to 1% at later epochs and to dominate the statistical error in most of the cases. We show below (Sect. 3.1) that the assumption of uniform emissivity is questionable, because radio-emitting electrons accelerated at the forward shock are expected to lose most of their kinetic energy by radiative losses before reaching the contact discontinuity between shocked ejecta and shocked CSM (see also Fransson & Björnsson 1998). Furthermore, the radial emissivity profile is expected to vary with time and radio frequency[1]. Although the systematic uncertainties were carefully studied by Bartel et al. (2002), we note that a moderate increase of the

[1] This frequency dependence may explain why the outer radii obtained by Bartel et al. (2002) at 2.3 and 1.7 GHz tend to be larger by up to 5% than those measured by the same authors at higher frequencies.

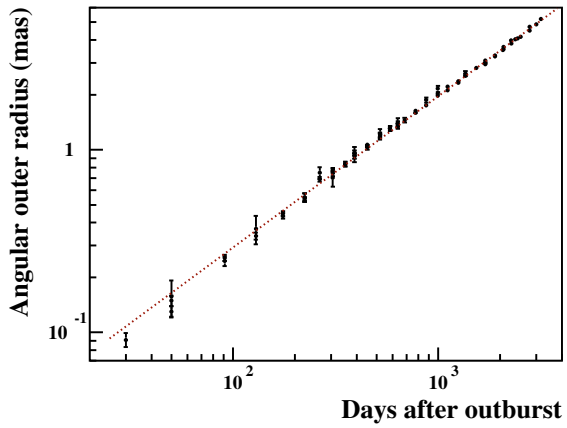

Fig. 1. Time evolution of the outer angular radius of the shell-like radio emission from SN 1993J. The data were obtained by Bartel et al. (2002) from observations at 1.7, 2.3, 5.0, 8.4, 14.8, and 22.2 GHz. The dotted line is a least-squares power-law fit to the data (Eq. (1)).

errors would make the expansion compatible with the self-similar assumption. For example, by setting a lower limit of 3% on the uncertainties in the outer radii measured by Bartel et al., we get from a least-squares power-law fit to the data $\chi^2_\nu = 1.25$ and an associated probability of chance coincidence of 8%. Thus, the null hypothesis of a self-similar expansion could not anymore be rejected at the usual significance level of 5%.

For simplicity, I shall use the self-similar solution to model the hydrodynamic evolution of the SNR (Sect. 2.5). The radius of the forward shock, $R_s = \theta_o D$ where the source distance $D = 3.63 \pm 0.34$ Mpc (Freedman et al. 1994), is estimated from a power-law fit to the data of Bartel et al. (2002) at all frequencies (Fig. 1), which gives

$$\theta_o = (0.292 \pm 0.004)\left(\frac{t}{100\ \mathrm{days}}\right)^{0.829\pm0.005} \mathrm{mas}. \quad (1)$$

Thus, we have $R_s = R_0(t/1\ \mathrm{day})^m$ with $R_0 = 3.49 \times 10^{14}$ cm and $m = 0.83$. The forward shock velocity is then

$$V_s = \frac{\mathrm{d}R_s}{\mathrm{d}t} = V_0\left(\frac{t}{1\ \mathrm{day}}\right)^{m-1} \quad \text{with } V_0 = 3.35 \times 10^4\ \mathrm{km\ s^{-1}}. \quad (2)$$

In the self-similar model, the forward shock radius is given by (e.g. Chevalier 1983)

$$R_s = K_s\left(\frac{C_2}{C_1}\right)^{1/(n-s)} t^{(n-3)/(n-s)}, \quad (3)$$

where the constant K_s depends on s, n, and the adiabatic index of the shocked gas γ_g. For $s = 2$, $n = 7.88$, corresponding to $m = (n-3)/(n-s) = 0.83$, and $\gamma_g = 5/3$ (see below), we have $K_s = 0.93$. The parameter C_1 that fixes the CSM density can be estimated from the radio emission. Anticipating the results presented in Sect. 3, the best-fit model to the radio light curves gives $C_1 = 1.9 \times 10^{14}$ g cm^{-1}. Comparison of Eq. (3) with the observed SN expansion then provides C_2, which in turn can be expressed in terms of the explosion energy and ejected mass (e.g. Nadyozhin 1985; Decourchelle & Ballet 1994). We finally obtain

$$M_{ej} = 2.2 f_{ej} E_{51}^{1.7}\ M_\odot, \quad (4)$$

where f_{ej} is a parameter of order unity that depends on the velocity distribution of the inner ejecta and E_{51} is the kinetic energy of the explosion in units of 10^{51} erg. This result is consistent with the ejected mass estimated from the optical light curve of SN 1993J, $1.9 < M_{ej} < 3.5\ M_\odot$ (Young et al. 1995). However, numerical simulations of SN explosions show that the density profile of the outer ejecta can be more complicated than a power law (see, e.g., Iwamoto et al. 1997) and one should bear in mind that the self-similar solution is a strong simplification of the real hydrodynamic evolution.

2.2. Free-free absorption of the radio emission in the circumstellar medium

Figure 2 shows a set of light curves measured for SN 1993J at 0.3 cm (85–110 GHz), 1.2 cm (22.5 GHz), 2 cm (14.9 GHz), 3.6 cm (8.4 GHz), 6 cm (4.9 GHz), and 20 cm (1.4 GHz). We see that at each wavelength the flux density first rapidly increases and then declines more slowly as a power in time (the data at 0.3 cm do not allow to clearly identify this behavior). The radio emission was observed to suddenly decline after day ~3100 (not shown in Fig. 2), which is interpreted in terms of an abrupt decrease of the CSM density at radial distance from the progenitor $R_{out} \sim 3 \times 10^{17}$ cm (Weiler et al. 2007). This is presumably the outer limit of the dense cocoon which was established by a high mass loss from the red supergiant progenitor of the SN for ~10^4 years before explosion.

We see in Fig. 2 that the maximum intensity is reached first at lower wavelengths and later at higher wavelengths, which is characteristic of absorption processes. For SN 1993J, both free-free absorption (FFA) in the CSM and synchrotron self-absorption (SSA) are important (Chevalier 1998; Fransson & Björnsson 1998; Weiler et al. 2007). The Razin effect can be excluded (Fransson & Björnsson 1998). FFA is produced in the stellar wind that has been heated and ionized by radiation from the shock breakout. If the circumstellar gas is homogeneous and of uniform temperature T_{CSM}, the radio emission produced behind the forward shock is typically attenuated by a factor $\exp(-\tau^{homog}_{CSM})$, where the optical depth at a given frequency ν satisfies (Weiler et al. 1986)

$$\tau^{homog}_{CSM} \propto \int_{R_s}^{\infty} \rho^2_{CSM} T^{-1.35}_{CSM} \nu^{-2.1} \mathrm{d}R \propto T^{-1.35}_{CSM} \nu^{-2.1} R_s^{1-2s}$$
$$\propto T^{-1.35}_{CSM} \nu^{-2.1} t^{m(1-2s)}. \quad (5)$$

From a fit to early data using the parametrized model of Weiler et al. (1986, 2002; see Appendix A), Van Dyk et al. (1994) found for the time dependance of the optical depth $\delta = m(1-2s) \approx -2$. They concluded that the density profile of the CSM must be significantly flatter, $s \sim 1.5$, than that, $s = 2$, produced by a constant mass-loss rate and constant-velocity stellar wind. They interpreted this result in terms of a steady decrease of the mass-loss rate of the SN progenitor star prior to explosion. This conclusion was later confirmed by Fransson et al. (1996). But in both studies SSA was not taken into account.

Fransson & Björnsson (1998) performed the most detailed modeling of the radio emission from SN 1993J to date. In particular, they took into account both FFA and SSA, and included all relevant energy loss mechanisms for the relativistic electrons. As a result, they were able to adequately reproduce the radio light curves with the standard $s = 2$ density profile. In their model, the measured time dependence of the FFA optical depth (i.e. δ) is accounted for by a decrease of T_{CSM} with radius like $T_{CSM} \propto R^{-1}$ (see also Fransson et al. 1996). However, as pointed

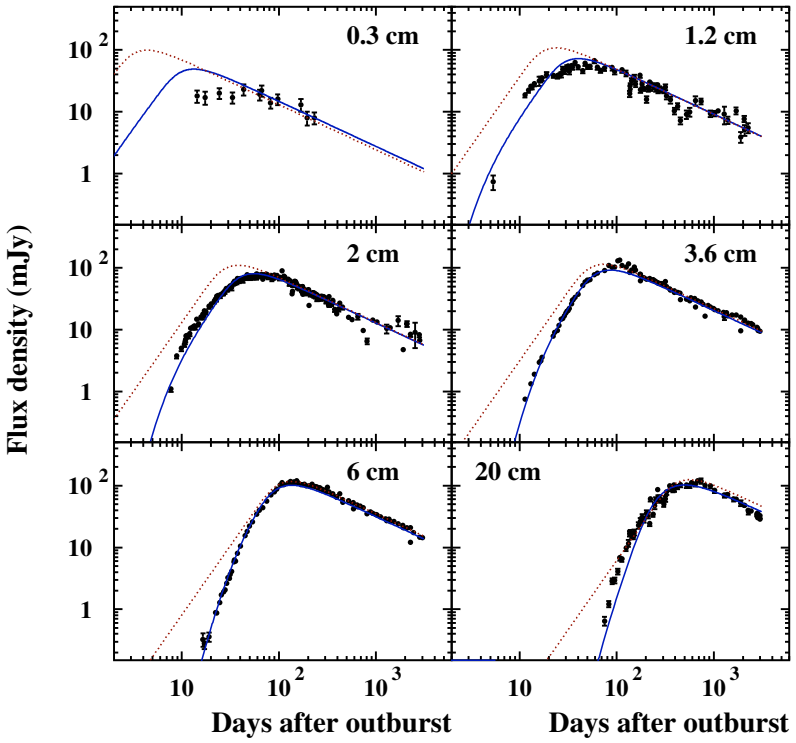

Fig. 2. Radio light curves for SN 1993J at 0.3, 1.2, 2, 3.6, 6, and 20 cm. The data are from Weiler et al. (2007) and references therein. The solid lines represent the best-fit semi-empirical model of these authors. The dotted lines show a synchrotron self-absorption (SSA) model in which the SSA optical depth and the unabsorbed flux density were obtained from fits to radio spectra taken between day 75 and day 923 after outburst (see Sect. 2.3). The difference between the latter model and the data before day 100 is partly due to free-free absorption of the radio emission in the CSM.

out by Weiler et al. (2002), no evidence for such a radial dependence of $T_{\rm CSM}$ is found in other radio SNe (e.g. SN 1979C and SN 1980K).

Immler et al. (2001) provided support from X-ray observations to the scenario of a flatter CSM density profile, as they found $s = 1.63$ from modeling of the observed X-ray light curve. Their analysis assumes that the X-ray emission arises from the forward, circumstellar shock. But later than ~200 days post-outburst, the X-ray radiation was more likely produced in the SN ejecta heated by the reverse shock (Fransson & Björnsson 2005, and references therein).

With the model of the present paper, the measured radio light curves can be well explained with the standard $s = 2$ assumption, but not with a much flatter CSM density profile. This result is independent of the admittedly uncertain FFA modeling, as we will see in Sect. 4.1 that with $s = 1.6$ the *optically thin* emission cannot be simultaneously reproduced at all wavelengths in the framework of the model (see Fig. 14). So the question is how a $\rho_{\rm CSM} \propto R^{-2}$ density profile can be reconciled with the relatively low value of δ implied by the data.

A possible explanation is that the absorbing CSM is inhomogeneous. Both radio (Weiler et al. 1990) and optical and UV (e.g. Tran et al. 1997) observations show that the wind material lost from SN progenitors can be clumpy and/or filamentary. FFA of the radio emission by a nonuniform CSM can be accounted for by an attenuation factor of the form $[1 - \exp(-\tau_{\rm CSM}^{\rm clumps})]/\tau_{\rm CSM}^{\rm clumps}$, where $\tau_{\rm CSM}^{\rm clumps}$ is the maximum of the optical depth distribution, which depends on the number density and geometric cross section of the clumps of wind material (Natta & Panagia 1984; Weiler et al. 2002). Weiler et al. (2007) performed an overall fit to all of the measured radio light curves of SN 1993J using a parametrized model that takes into account both SSA and FFA, and includes both attenuation by a homogeneous and inhomogeneous CSM (see Appendix A). In their best-fit model (*solid lines* in Fig. 2), FFA is mainly due to the clumpy CSM, the corresponding optical depth, $\tau_{\rm CSM}^{\rm clumps}$, being much larger than $\tau_{\rm CSM}^{\rm homog}$ in the optically thick phase for all wavelengths (see Table 4 in Weiler et al. 2007).

In view of these results, we are going to neglect in first approximation the attenuation of the radio emission by the homogeneous component of the CSM in front of the attenuation by the clumpy CSM, which will allow us to derive in a simple way and self-consistently the mass loss rate of the progenitor star and the structure of the radio emission region (see below). We anticipate, however, that the adopted simple FFA model will not allow us to accurately reproduce the rising branches of the light curves in the optically thick phase.

Following Weiler et al. (1986, 2002), the optical depth produced by FFA in a clumpy presupernova wind can be written as

$$\tau_{\rm CSM}^{\rm clumps} \cong \left(\frac{\dot{M}_{\rm RSG}}{4\pi f_{\rm cl} u_w m_{\rm H}}\right)^2 \left(\frac{1+2X}{1+4X}\right)\left(\frac{\kappa_{\rm f-f}}{3R_0^3}\right)\left(\frac{t}{1\ {\rm day}}\right)^{-3m}, \quad (6)$$

with, for a uniform $T_{\rm CSM}$,

$$\kappa_{\rm f-f} = 6.34 \times 10^{-29} \left(\frac{\nu}{5\ {\rm GHz}}\right)^{-2.1} \left(\frac{T_{\rm CSM}}{2 \times 10^5\ {\rm K}}\right)^{-1.35}\ {\rm cm}^5. \quad (7)$$

Here, $\dot{M}_{\rm RSG}$ and u_w are, respectively, the mass loss rate and wind terminal velocity of the red supergiant progenitor, $m_{\rm H}$ is the mass of a hydrogen atom, X is the He to H abundance ratio in the pre-supernova wind, and $f_{\rm cl}$ is a factor that depends on the number and geometrical properties of the clumps. Weiler et al. (2002) argue that $f_{\rm cl} \approx 0.67$ (resp. $f_{\rm cl} \sim 0.16$) for attenuation by a statistically large (resp. small) number of clumps along the line of sight. By equating $\tau_{\rm CSM}^{\rm clumps}$ from Eq. (6) with its expression in the parametric model of Weiler et al. summarized in Appendix A (Eq. (A.6)), one can derive a relation for the progenitor mass loss rate as a function of the normalization parameter K_3:

$$\dot{M}_{\rm RSG} = 2.2\times10^{-7}\sqrt{K_3}\left(\frac{f_{\rm cl}}{0.4}\right)\left(\frac{u_w}{10\ {\rm km\ s^{-1}}}\right)\left(\frac{T_{\rm CSM}}{2\times10^5\ {\rm K}}\right)^{0.675} \times\left(\frac{R_0}{3.49\times10^{14}\ {\rm cm}}\right)^{1.5} M_\odot\ {\rm yr}^{-1}, \quad (8)$$

where we adopted $X = 0.3$ (e.g. Shigeyama et al. 1994). In the following we use $u_w = 10\ {\rm km\ s^{-1}}$ and $T_{\rm CSM} = 2\times10^5$ K, the latter value being based on the photoionization calculations performed for SN 1993J by Fransson et al. (1996). We note, however, that according to these calculations $T_{\rm CSM}$ was higher during the first ~10–20 days post-outburst (see Fig. 11 of Fransson et al. 1996).

FFA in the progenitor wind of SN 1993J is estimated below from the following iterative process. First the synchrotron emission as a function of time after outburst is calculated from a set of reasonable initial parameters. External FFA is then estimated from an overall fit of the calculated light curves to the radio data, using Eqs. (A.3) and (A.6) for the CSM attenuation factor with fixed $\delta' = -3m$ (see Eq. (6)). Thus, the only free parameter is K_3. The corresponding progenitor mass loss rate is obtained from Eq. (8). The derived wind density just upstream from the forward shock, $\rho_u = \dot{M}_{\rm RSG}/(4\pi R_{\rm s}^2 u_w)$, is then used to calculate the shock properties and the associated synchrotron emission. The process is continued until convergence is reached.

2.3. Time evolution of the mean magnetic field in the synchrotron-emitting region

In the original model of Chevalier (1982b) for the radio emission from SNe, the magnetic energy density in the radio-emitting shell is assumed to scale as the total postshock energy density ($\propto\rho_u V_{\rm s}^2$), such that the strength of the mean magnetic field $\langle B\rangle \propto t^{-1}$ for $s = 2$. Later on, Chevalier (1996, 1998) also considered that the postshock magnetic field could result from the compression of the circumstellar magnetic field, which would imply $\langle B\rangle \propto R_{\rm s}^{-1} \propto t^{-m}$. Because SSA plays an important role in the radio emission from SN 1993J, the evolution of the magnetic field can be estimated from the measured light curves. Fransson & Björnsson (1998) found, however, the two scaling laws $\langle B\rangle \propto t^{-1}$ and $\langle B\rangle \propto R_{\rm s}^{-1}$ to be compatible with the data for SN 1993J available at that time.

We re-estimate here the temporal evolution of $\langle B\rangle$ using the fitting model of Weiler et al. (1986, 2002) together with the simple formalism given in Appendix A. We analyze individual radio spectra at various dates of observation to determine the time variation of the fitted parameters. The method is similar to the one previously employed by Fransson & Björnsson (1998).

We use observations made with the Very Large Array (VLA) in which a non-zero flux density was measured at at least five wavelengths at the same time (1.2, 2, 3.6, 6, and 20 cm). The corresponding data were obtained later than 75 days after explosion (see Fig. 2). We also use the data at 90 cm taken at day 922.7 post-outburst. Each radio spectrum is fitted with the function $F_\nu = \tilde{K}_1(\nu/5\ {\rm GHz})^\alpha A_{\rm CSM}^{\rm clumps} A_{\rm SSA}$, where the attenuation factors are given by Eqs. (A.3) and (A.4), with the corresponding optical depths $\tau_{\rm CSM}^{\rm clumps} = \tilde{K}_3(\nu/5\ {\rm GHz})^{-2.1}$ and $\tau_{\rm SSA} = \tilde{K}_5(\nu/5\ {\rm GHz})^{\alpha-2.5}$. The fitting function thus contains four free parameters: $\tilde{K}_1$, α, $\tilde{K}_3$, and $\tilde{K}_5$.

The best-fit parameters are shown in Fig. 3. We took into account only the spectral fits of relatively good quality, with $\chi_\nu^2 < 2$. It was checked that the final result is not strongly dependent on this data selection. The FFA optical depth $\tilde{K}_3$ was found to be compatible with zero at most epochs. No regular evolution of this parameter can be deduced from the fitting results (Fig. 3c). On the other hand, the temporal evolutions of $\tilde{K}_1$ and $\tilde{K}_5$ can be well described by power-law fits (Figs. 3a and 3d). We found

$$\tilde{K}_1 = (185.3\pm5.1)\left(\frac{t}{100\ {\rm days}}\right)^\beta {\rm mJy},\ {\rm with}\ \beta = -0.731\pm0.026$$
$$\tilde{K}_5 = (1.253\pm0.090)\left(\frac{t}{100\ {\rm days}}\right)^{\delta''},\ {\rm with}\ \delta'' = -2.971\pm0.094, \quad (9)$$

with reduced χ^2 of 1.2 and 1.3, respectively. The spectral index α does not show a significant evolution with time (Fig. 3b). Its average constant value is $\alpha = -0.887\pm0.020$ ($\chi_\nu^2 = 0.32$). Then, from Eq. (A.12) with $\gamma = 1-2\alpha = 2.774\pm0.040$, we get

$$\langle B\rangle = (2.4\pm1.0)\left(\frac{t}{100\ {\rm days}}\right)^b {\rm G},\ {\rm with}\ b = -1.16\pm0.20. \quad (10)$$

We have neglected here the correlations between the various fitted parameters in the error determination, which is a good approximation given that the error in the magnetic field at day 100 mainly arises from the uncertainty in the source distance (9.4%) and the error in the power-law index b is dominated by the uncertainty in δ''.

The mean magnetic field given by Eq. (10) is in good agreement with the one obtained by Fransson & Björnsson (1998). But in contrast with the conclusions of these authors, the value of b obtained in the present analysis indicates that the scaling law $\langle B\rangle \propto R_{\rm s}^{-1}$ can be excluded at the 90% confidence level. The discrepancy is partly due to the different assumptions made for the SN expansion. Indeed, Fransson & Björnsson (1998) assumed $m = 1$ for $t < 100$ days (i.e. $R_{\rm s} \propto t$) and $m = 0.74$ at later epochs. The FFA model is also different in the two analyses. However, because the present result is restricted to relatively late epochs, it is only weakly dependent of the FFA modeling.

A "pure" SSA model calculated with $\alpha = -0.887$ and the best-fit power laws for $\tilde{K}_1$ and $\tilde{K}_5$ (Eq. (9)) is shown in Fig. 2. We see that this model does not correctly represent the data taken before day 100. This is partly because free-free attenuation of the radio emission in the CSM was not taken into account. But it is also due to the strong radiative losses suffered by the radio-emitting electrons at early epochs (see Fransson & Björnsson 1998, and Sect. 3 below), which are not included in the parametric formalism of Weiler et al. (2002, and references therein) used here. As we will see below, one of the main effects of the electron energy losses is to reduce the flux density at short wavelengths during the transition from the optically thick to the optically thin regime. If this effect is not properly taken into account, the relative contributions of FFA and SSA at early epochs post-outburst cannot be reliably estimated. Consequently, the magnetic field determination for these epochs is uncertain. We assume here that

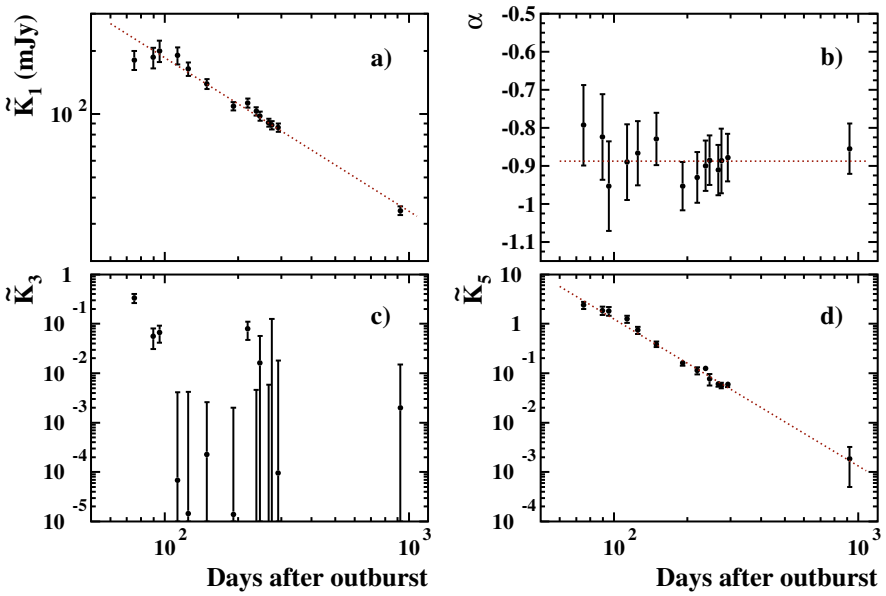

Fig. 3. Evolution of the parameters $\tilde{K}_1$, α, $\tilde{K}_3$ and $\tilde{K}_5$ obtained from fits to individual VLA spectra (see text). Formally, $\tilde{K}_1$ represents the unabsorbed flux density at $\nu = 5$ GHz, α the corresponding synchrotron spectral index, $\tilde{K}_3$ and $\tilde{K}_5$ the FFA and SSA optical depths, respectively, also at $\nu = 5$ GHz. The dotted lines show least-squares fit to the extracted parameters (see text).

the time evolution of $\langle B \rangle$ determined from day 75 after explosion was the same at earlier times.

We also see in Fig. 2 that the decline with time of the optically-thin emission calculated in the SSA model is too slow as compared to the data at 20 cm. A possible explanation is that the energy distribution of the radiating electrons deviates from a power law of constant spectral index, as implicitly assumed in the above modeling (but see below).

The derived time dependence of $\langle B \rangle$ is consistent with the scaling law originally adopted by Chevalier (1982b), $\langle B \rangle \propto t^{-1}$. In Chevalier's model, the scaling law is based on the assumption that the postshock magnetic field is built up by a turbulent amplification powered by the total available postshock energy density. We will see in Sect. 4.3 that the temporal evolution $\langle B \rangle \propto t^{-1}$ is also to be expected if the magnetic field is amplified by Bell (2004)'s nonresonant cosmic-ray streaming instability in the shock precursor region and if furthermore the shock is not strongly modified by the back pressure from the energetic ions. We note that the time dependence $\langle B \rangle \propto t^{-1}$ was also recently reported by Soderberg et al. (2008) for the type Ibc SN 2008D. Therefore, based on both observational evidences and a theoretical basis, I assume in the following that the postshock magnetic field results from an amplification by the cosmic-ray streaming instability operating in the shock precursor and that the field immediately upstream from the subshock is of the form $B_u = B_{u0}(t/1\ \mathrm{day})^{-1}$, where B_{u0} is a free parameter to be determined from fits to the radio data.

2.4. Nonlinear particle acceleration

Particle acceleration at the forward shock is calculated with the semianalytic model of nonlinear DSA developed by Berezhko & Ellison (1999) and Ellison et al. (2000). Although the model strictly applies to plane-parallel, steady state shocks, it has been successfully used by Ellison et al. (2000) for evolving SNRs and more recently by Tatischeff & Hernanz (2007) to describe the evolution of the blast wave generated in the 2006 outburst of the recurrent nova RS Ophiuchi. The main feature of this relatively simple model is to approximate the nonthermal part of the shocked proton and electron phase-space distributions as a three-component power law with an exponential cutoff at high momenta,

$$f_\mathrm{p}(p) = a_\mathrm{p} p^{-q(p)} \exp(-p/p^\mathrm{p}_\mathrm{max}) \tag{11}$$

and

$$f_\mathrm{e}(p) = a_\mathrm{e} p^{-q(p)} \exp(-p/p^\mathrm{e}_\mathrm{max}), \tag{12}$$

where the power-law index $q(p)$, which is the same for protons and electrons, can have three different decreasing values in the momentum ranges $p \leq m_\mathrm{p}c$ (m_p is the proton mass and c the speed of light), $m_\mathrm{p}c < p \leq 0.01 p^\mathrm{p}_\mathrm{max}$, and $p > 0.01 p^\mathrm{p}_\mathrm{max}$. This piecewise power-law model is intended to account for the upward spectral curvature that results from efficient ion acceleration. The number density of particles per unit energy interval, $N(E)$, is related to the phase-space distribution function by $N(E) = 4\pi p^2 f(p) \mathrm{d}p/\mathrm{d}E$.

The maximum proton momentum $p^\mathrm{p}_\mathrm{max}$ is calculated either by time integration of the DSA rate (i.e., shock age limitation) or by equalling the upstream diffusion length to some fraction f_esc of the shock radius (i.e., particle escape limitation), whichever produces the lowest value of $p^\mathrm{p}_\mathrm{max}$ (see, e.g., Baring et al. 1999). Following, e.g., Ellison & Cassam-Chenaï (2005), I take $f_\mathrm{esc} = 0.05$. To estimate the spatial diffusion coefficient, $\kappa = \lambda v/3$, the scattering mean free path λ of all particles of speed v is assumed to be $\lambda = \eta_\mathrm{mfp} r_\mathrm{g}$ (Ellison et al. 2000), where r_g is the particle gyroradius and η_mfp is a constant that characterizes the scattering strength. I use $\eta_\mathrm{mfp} = 3$, which is a typical value for young SNRs (Parizot et al. 2006). The maximum electron momentum $p^\mathrm{e}_\mathrm{max}$ is limited by synchrotron and inverse Compton losses (see Sect. 2.6).

Given the upstream sonic and Alfvén Mach numbers of the shock, which can be readily calculated from V_s, T_CSM, ρ_u, and

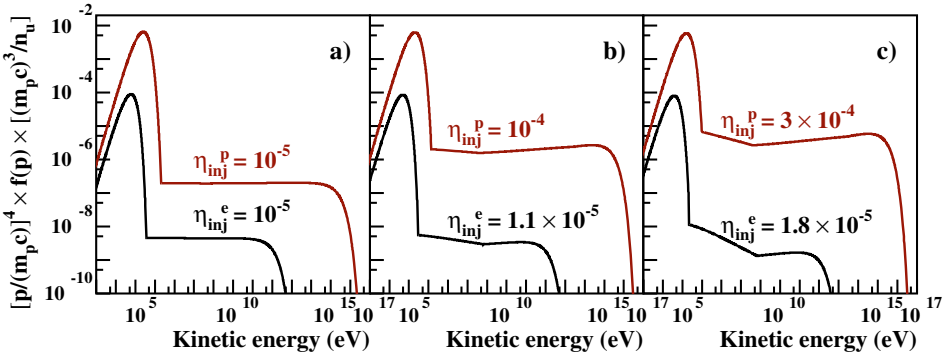

Fig. 4. Shocked proton and electron phase-space distributions vs. kinetic energy, at day 1000 after shock breakout. Following Berezhko & Ellison (1999), the phase-space distribution functions have been multiplied by $[p/(m_p c)]^4$ to flatten the spectra, and by $[(m_p c)^3/n_u]$ to make them dimensionless (n_u is the proton number density ahead of the shock precursor). The upper curves are for protons and the lower ones for electrons. The three sets of injection parameters η_{inj}^{p} and η_{inj}^{e} are those used for the synchrotron calculations shown in Fig. 13. The magnetic field used for these calculations is $B_u = B_{u0}(t/1\ \mathrm{day})^{-1} = 50$ mG (i.e. $B_{u0} = 50$ G).

B_{u0} (see below), the proton distribution function (i.e. the normalization a_p and power-law index $q(p)$) is determined by an arbitrary injection parameter η_{inj}^{p}, which is the fraction of total shocked protons in protons with momentum $p \geq p_{inj}^{p}$ injected from the postshock thermal pool into the DSA process. The work of Blasi et al. (2005) allows us to accurately relate the proton injection momentum p_{inj}^{p} to η_{inj}^{p}.

The normalization of the electron distribution function is obtained from (Ellison et al. 2000)

$$a_e = a_p \frac{\eta_{inj}^{e}}{\eta_{inj}^{p}} \left(\frac{m_e}{m_p}\right)^{(q_{sub}-3)/2}, \tag{13}$$

where η_{inj}^{e} is the electron injection parameter (i.e. the fraction of shocked electrons with superthermal energies), m_e is the electron mass, and q_{sub} the power-law index $q(p)$ for $p \leq m_p c$. Nonthermal particles in this momentum range are accelerated at the gas subshock and we have (Berezhko & Ellison 1999)

$$q_{sub} = \frac{3 r_{sub}}{r_{sub} - 1}, \tag{14}$$

where r_{sub} is the compression ratio of the subshock.

Alfvén wave heating of the shock precursor is taken into account from the simple formalism given in Berezhko & Ellison (1999). However, a small change to the model of these authors is adopted here: the Alfvén waves are assumed to propagate isotropically in the precursor region and not only in the direction opposite to the plasma flow, i.e. Eqs. (52) and (53) of Berezhko & Ellison (1999) are not used. This is a reasonable assumption (see, e.g., Bell & Lucek 2001) given the strong, nonlinear magnetic field amplification required to explain the radio emission from SN 1993J.

Figure 4 shows calculated shocked proton and electron phase-space distributions for three sets of injection parameters (η_{inj}^{p},η_{inj}^{e}) that will be used in Sect. 3.2 to model the radio light curves. The thermal Maxwell-Boltzmann components were calculated using the shocked proton temperature T_s^p determined by the nonlinear DSA model (see, e.g., Ellison et al. 2000) and arbitrarily assuming the temperature ratio $T_s^e/T_s^p = 0.25$. Noteworthy, the nonthermal electron distribution is independent of T_s^e/T_s^p when η_{inj}^{e} is specified (see Eq. (13)) except for the electron injection momentum

$$p_{inj}^{e} = p_{inj}^{p} \left(\frac{m_e T_s^e}{m_p T_s^p}\right)^{1/2}. \tag{15}$$

The uncertain temperature ratio has thus practically no influence on the modeled radio emission.

We see in Fig. 4a that for $\eta_{inj}^{p} = 10^{-5}$ the well-known test-particle result $q(p) = 4$ is recovered. But for $\eta_{inj}^{p} \geq 10^{-4}$ (Figs. 4b and c) the nonlinear shock modification becomes significant. In particular we see that the nonthermal electron distribution steepens below ~1 GeV with increasing η_{inj}^{p}, as a result of the decrease of r_{sub} (Eq. (14)). This is important because the radio emission from SN 1993J is produced by relativistic electrons of energies <1 GeV.

Figure 5 shows calculated subshock and total compression ratios for the case $\eta_{inj}^{p} = 10^{-4}$ which, as will be shown in Sect. 3.2, provides the best description of the radio light curves. The calculations were performed with the upstream sonic Mach number $M_{S,u} = V_s/c_{S,u} = 560(t/1\ \mathrm{day})^{m-1}$, given the upstream sound velocity $c_{S,u} = [\gamma_g k T_{CSM}/(\mu m_H)]^{1/2} = 60$ km s^{-1} for $T_{CSM} = 2 \times 10^5$ K. Here $\gamma_g = 5/3$ is the adiabatic index for an ideal non-relativistic gas, k is the Boltzmann's constant, and $\mu = (1 + 4X)/(2 + 3X)$. Given the magnetic field immediately upstream from the subshock $B_u = B_{u0}(t/1\ \mathrm{day})^{-1}$, the Alfvén Mach number $M_{A,u} = V_s/c_{A,u}$ is independent of time; here $c_{A,u} = B_u/\sqrt{4\pi\rho_u}$ is the Alfvén velocity. Anticipating the results presented in Sect. 3, with the best-fit parameter values $B_{u0} = 50$ G and $\dot{M}_{RSG} = 3.8\times10^{-5}\ M_\odot$ yr^{-1}, we have $M_{A,u} = 9.5$. Thus, $M_{A,u} \ll M_{S,u}^2$, which implies that energy should be very efficiently transfered from the accelerated particles to the thermal gas via Alfvén wave dissipation in the shock precursor region (Berezhko & Ellison 1999). The resulting increase in the gas pressure ahead of the viscous subshock limits the overall compression ratio, r_{tot}, to values close to 4 (i.e. the standard value for a test-particle strong shock).

However, we see in Fig. 5 that the acceleration efficiency ϵ_{nt} increases with time. This quantity is defined as the fraction of total incoming energy flux, $F_0 \cong 0.5\rho_u V_s^3$, going into shock-accelerated nonthermal particles. At day 3100 after outburst, when the shock has reached the outer boundary of the dense progenitor wind, $\epsilon_{nt} = 23\%$. The subshock compression ratio

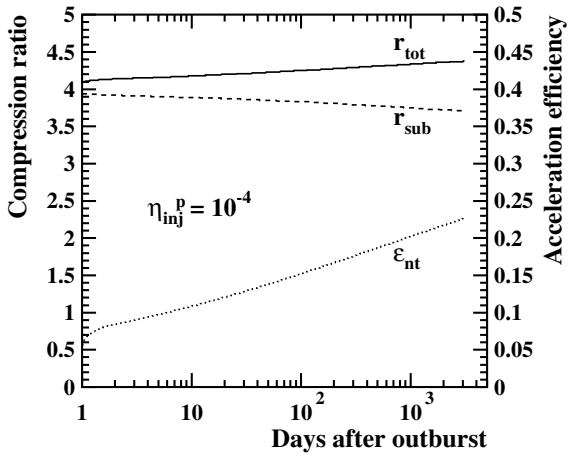

Fig. 5. Subshock and total compression ratios at the forward shock (*left axis*) and nonthermal energy fraction $\epsilon_{\rm nt}$ (*right axis*) as a function of time after outburst, for $\eta^{\rm p}_{\rm inj} = 10^{-4}$ and the upstream sonic and Alfvén Mach numbers of the shock $M_{S,u} = 560(t/1\ {\rm day})^{m-1}$ and $M_{{\rm A},u} = 9.5$, respectively (see text).

is found to slowly decrease with time, as the shock becomes increasingly modified. Thus, we expect a gradual steepening with time of the electron distribution between $p^{\rm e}_{\rm inj}$ and $m_{\rm p}c$ (Eq. (14)).

Given the high turbulent magnetic field in the shock region, the timescale for diffusive acceleration of electrons in this momentum range is very rapid, $\tau_{\rm acc} \ll 1$ h. This is much shorter than the characteristic timescale for variation of the shock structure (see Fig. 5), so it is justified to assume that the spectrum of the radio-emitting electrons at a given time is determined by the instantaneous subshock compression ratio at that time. We note, however, that our calculation of the high-energy end of the proton spectrum is not accurate, because the acceleration timescale for the highest energy particles is much longer.

2.5. Magnetohydrodynamic evolution of the postshock plasma

The hydrodynamic evolution of the postshock plasma is calculated using the self-similar model (Chevalier 1982a, 1983; Nadyozhin 1985) with the deceleration parameter $m = 0.83$ (Sect. 2.1), the standard $s = 2$ density profile (Sect. 2.2), and the adiabatic index $\gamma_g = 5/3$. Thus, the effects of the back pressure from the accelerated ions on the dynamics of the SNR are neglected. It is a good approximation for SN 1993J given that $4 < r_{\rm tot} < 4.4$ for the best parameter value $\eta^{\rm p}_{\rm inj} = 10^{-4}$ (Fig. 5). The situation is different in older SNRs, such as the remnant of Kepler's (Decourchelle et al. 2000) and Tycho's (Warren et al. 2005) SNe. In these objects, the backreaction of shock-accelerated cosmic rays has more influence on the shock structure, mainly because the magnetic field in the precursor region is much lower than for SN 1993J, such that Alfvén wave heating is less important.

Figure 6a shows the density profile in the region of interaction between the SN ejecta and the progenitor wind. The locations of the forward and reverse shocks are clearly visible, at 1.27 and 0.976 times the radius of the contact discontinuity, respectively.

The postshock magnetic field is thought to result from the shock compression of the turbulent magnetic field immediately

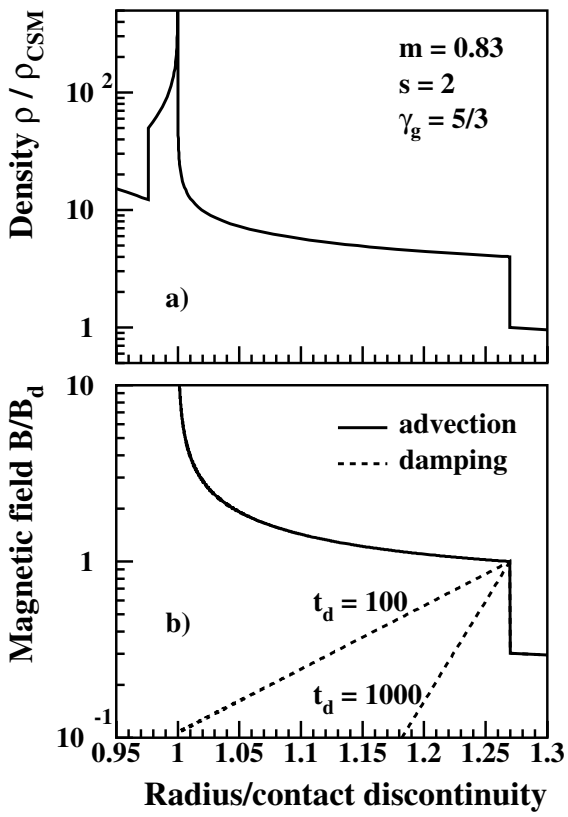

Fig. 6. Radial profiles of **a)** the gas density and **b)** the total magnetic field in the shock region. The density is normalized to the upstream value $\rho_u = \dot{M}_{\rm RSG}/(4\pi R_s^2 u_w)$. The magnetic field is normalized to the immediate postshock value $B_d = B_u[(1+2r^2_{\rm tot})/3]^{1/2}$. In panel **b)**, the solid line shows the profile of the postshock magnetic field carried by the flow and the dashed lines that of the damped magnetic field at days 100 and 1000 after outburst (Eqs. (21) and (27) with $M_{{\rm A},u} = 9.5$). The magnetic field is not modeled inside the contact discontinuity.

upstream from the subshock, that has been presumably amplified in the precursor region by both resonant (Bell & Lucek 2001) and nonresonant (Bell 2004) cosmic-ray streaming instabilities. Following the work of Cassam-Chenaï et al. (2007) for Tycho's SNR, I make two different assumptions about the postshock magnetic field evolution: one where the turbulent magnetic field is simply carried by the downstream plasma flow (i.e. advected) and another where the magnetic turbulence is rapidly damped behind the blast wave.

2.5.1. Advected downstream magnetic field

The equations describing the evolution of the postshock magnetic field in the case of pure advection in the downstream plasma are given in Cassam-Chenaï et al. (2005) and references therein. They are reproduced here for sake of convenience. Let the radial and tangential components of the immediate postshock magnetic field be $B_{d,r}$ and $B_{d,t}$, respectively. Assuming that the upstream magnetic field is fully turbulent and isotropic, we have

$$B_{d,r} = 1/\sqrt{3}B_u \quad (16)$$

$$B_{d,t} = \sqrt{2/3}r_{\rm tot}B_u. \quad (17)$$

At time t after outburst, the radial and tangential components of the magnetic field in a fluid element with density $\rho(R,t)$ at the downstream position R are given by

$$B_r(R,t) = B_{d,r}(t_i)\left(\frac{R(t)}{R_s(t_i)}\right)^{-2} \quad (18)$$

$$B_t(R,t) = B_{d,t}(t_i)\frac{\rho(R,t)}{\rho_d(t_i)}\frac{R(t)}{R_s(t_i)}, \quad (19)$$

where t_i is the earlier time when this fluid element was shocked and $\rho_d(t_i)$ is the immediate postshock density at that time. The total magnetic field is then simply

$$B(R,t) = \left(B_r(R,t)^2 + B_t(R,t)^2\right)^{1/2}. \quad (20)$$

The radial profile of the total advected magnetic field is shown in Fig. 6b. Under the assumption of self-similarity, the plotted ratio $B(R)/B_d$ is independent of time.

2.5.2. Damped downstream magnetic field

Pohl et al. (2005) suggested that the nonthermal X-ray filaments observed in Galactic SNRs could be localized enhancements of the magnetic field in the blast wave region. In this scenario, the turbulent magnetic field amplified in the shock presursor is thought to be rapidly damped behind the shock front by cascading of wave energy to very small scales where it is ultimately dissipated.

Assuming a Kolmogorov-type energy cascade of incompressible magnetohydrodynamic (MHD) turbulence, the characteristic damping length can be estimated to be (Pohl et al. 2005; see also Cassam-Chenaï et al. 2007)

$$l_{\rm damp} \approx \frac{5}{\pi}\frac{u_d}{c_{{\rm A},d}}\lambda_{\rm max} \approx \frac{5}{0.83\pi}\frac{M_{{\rm A},u}}{r_{\rm tot}^{3/2}}\lambda_{\rm max}, \quad (21)$$

where $u_d = V_s/r_{\rm tot}$ is the downstream flow speed in the shock rest frame, $c_{{\rm A},d} \cong 0.83 r_{\rm tot}^{1/2} c_{{\rm A},u}$ is the immediate postshock Alfvén speed, and $\lambda_{\rm max}$ is the maximum wavelength of the magnetic turbulence, which is expected to be of the order of the gyroradius of the maximum energy protons. In a size-limited shock, where the proton maximum energy is determined by upstream particle escape, we have

$$\lambda_{\rm max} \sim r_{g,\rm max} = \frac{3 f_{\rm esc} R_s V_s}{\eta_{\rm mfp} c}, \quad (22)$$

such that

$$\frac{l_{\rm damp}}{R_s} \sim \frac{5.8 M_{{\rm A},u} f_{\rm esc} V_s}{r_{\rm tot}^{3/2}\eta_{\rm mfp} c}. \quad (23)$$

For $V_s = 3.35\times10^4 (t/1\ {\rm day})^{m-1}$ km s^{-1} (Eq. (2)), $f_{\rm esc} = 0.05$, $\eta_{\rm mfp} = 3$, and $r_{\rm tot} \approx 4$ (Sect. 2.4), one gets

$$\frac{l_{\rm damp}}{R_s} \sim 1.3\times10^{-3} M_{{\rm A},u}\left(\frac{t}{1\ {\rm day}}\right)^{m-1}. \quad (24)$$

We see that for $M_{{\rm A},u} \lesssim 100$, such a magnetic field damping is expected to produce thin radio filaments, which were not observed in SN 1993J (e.g., Bietenholz et al. 2003). Therefore, I do not use this model of turbulence damping.

Pohl et al. (2005) also considered that downstream magnetic field damping can result from cascading of fast-mode and Alvén waves in background MHD turbulence. In these cases, we have (see also Cassam-Chenaï et al. 2007)

$$l_{\rm damp} \sim \frac{1}{2\sqrt{2\pi}}\frac{u_d}{c_{{\rm A},d}}\sqrt{\lambda_{\rm max} L}, \quad (25)$$

where L is the outer scale of the pre-existing MHD turbulence. Assuming that this quantity is of the order of the diameter of the dense wind bubble blown by the red supergiant progenitor of the SN, $L \sim 2R_{\rm out} = 6\times10^{17}$ cm, we obtain

$$\frac{l_{\rm damp}}{R_s} \sim 0.1 M_{{\rm A},u}\left(\frac{t}{1\ {\rm day}}\right)^{-1/2}. \quad (26)$$

This damping length is thus always larger (for $t < 3100$ days) than the one estimated from the general model of Kolmogorov-type energy cascade (Eq. (24)). In the case of damping by cascading of fast-mode and Alfvén waves the spatial relaxation of the postshock magnetic field follows an exponential decay law

$$B(R) = B_d \exp\left(-\frac{R_s - R}{l_{\rm damp}}\right). \quad (27)$$

Postshock magnetic field profiles obtained from Eqs. (26) and (27) with $M_{{\rm A},u} = 9.5$ are shown in Fig. 6b.

2.6. Nonthermal electron energy losses

The cooling processes that can affect the energy distribution of the nonthermal electrons during the SN expansion were studied by Fransson & Björnsson (1998). They found synchrotron cooling to be predominant for electrons radiating at short wavelengths for most of the time, Coulomb cooling to be potentially important at early epochs post-outburst, adiabatic cooling to be dominant for electrons radiating at 20 cm at late epochs and inverse Compton losses due to electron scattering off photons from the SN photosphere to be less important. These results depend, however, on several model parameters, e.g. the progenitor mass loss rate $\dot{M}_{\rm RSG}$ and the magnetic field B_{u0}.

With the best parameter values of the present model, Coulomb cooling is found to be more important than synchrotron cooling only at very early epochs, when the radio emission is still optically thick to SSA (Sect. 4.2). At that time, the energy losses of the shock-accelerated electrons have little if no effect on the radio emission, such that Coulomb cooling can be safely neglected. This contrasts with the model of Fransson & Björnsson (1998).

I use the work of Reynolds (1998; see also Cassam-Chenaï et al. 2007, Appendix B) to calculate the downstream evolution of the electron energy distribution due to synchrotron, inverse Compton, and adiabatic losses. The number density of nonthermal electrons per unit energy interval at kinetic energy E in a fluid element being at the downstream position R at time t can be written as

$$N_e(E,R,t) = N_e(E_i, R_s(t_i), t_i)\left(\frac{\rho(R,t)}{\rho_d(t_i)}\right)^{4/3}\left(\frac{E_i}{E}\right)^2, \quad (28)$$

where $N_e(E_i, R_s(t_i), t_i)$ is the electron distribution function at the initial energy E_i produced at the shock at the earlier time t_i when the fluid element was shocked[2]. The change in energy during the expansion is given by

$$E = \alpha_l^{1/3}\frac{E_i}{1+\Theta E_i}. \quad (29)$$

[2] We note that in Reynolds (1998) a factor $\alpha_l = \rho(R,t)/\rho_d(t_i)$ is missing in Eq. (25) and in the unnumbered equation just before Eq. (24).

Here, Θ is a radiative loss term that includes both synchrotron and inverse Compton cooling:

$$\Theta = \frac{4}{3}\frac{\sigma_{\rm T} c}{(m_{\rm e}c^2)^2}\int_{t_i}^{t}\left[\frac{B^2(\tau)}{8\pi} + U_{\rm rad}(\tau)\right]\alpha_l^{1/3}(\tau)\mathrm{d}\tau, \quad (30)$$

where $\sigma_{\rm T}$ is the Thomson cross section, $B(\tau)$ is the time-dependent magnetic field in the fluid element, and

$$U_{\rm rad}(\tau) \approx \frac{L_{\rm bol}(\tau)}{4\pi c R^2(\tau)} \quad (31)$$

is the energy density in the radiation field, $L_{\rm bol}$ being the bolometric luminosity.

Fransson & Björnsson (1998) showed that during the first ~100 days after outburst, the radiation energy density at the forward shock position was dominated by emission from the SN ejecta. They approximated the bolometric luminosity of SN 1993J at these early epochs by

$$L_{\rm bol} \approx 4\times 10^{42}\left(\frac{t}{10\ \rm days}\right)^{-0.9}\ \rm erg\ s^{-1}. \quad (32)$$

The ratio of the energy densities of magnetic to seed photon fields in the immediate postshock region is then

$$\frac{U_B}{U_{\rm rad}} = \frac{B_d^2}{8\pi U_{\rm rad}} \approx \left(\frac{B_{u0}}{40\ \rm G}\right)^2\left(\frac{t}{1\ \rm day}\right)^{0.56}. \quad (33)$$

This result shows that Compton cooling can play a role soon after outburst depending on the magnetic field strength, but that synchrotron cooling is expected to become more important after some time. A similar result was found by Chevalier & Fransson (2006) for type Ib/c SNe.

2.7. Radio synchrotron emission

Once the electron energy distribution and the magnetic field as a function of downstream position are determined as explained above, the synchrotron brightness profile and the total flux density at a given time can be calculated as described in Appendix B.

3. Results

For a given assumption about the evolution of the postshock magnetic turbulence (advection or damping), the model has four main parameters to be fitted to the radio data: the mass loss rate of the red supergiant progenitor, $\dot{M}_{\rm RSG}$, the normalization of the upstream magnetic field, B_{u0}, and the proton and electron injection parameters, $\eta_{\rm inj}^{\rm p}$ and $\eta_{\rm inj}^{\rm e}$. In addition, the radius of the absorbing disk, $\rho_{\rm abs}$, that accounts for FFA of the radio emission by the inner SN ejecta (see Appendix B) mainly influences the brightness profile as a function of angular radius. We first compare calculated synchrotron profiles with the high-resolution profile at 3.6 cm measured by Bietenholz et al. (2003) from VLBI observations. We then study the radio light curves reported by Weiler et al. (2007).

3.1. The radial brightness profile

To study the radial brightness profile of SN 1993J with the highest angular resolution, Bietenholz et al. (2003) produced a composite image at 8.4 GHz from VLBI observations performed at t = 2080, 2525, and 2787 days after explosion. The data were appropriately scaled to take into account the SN expansion and then averaged. The resulting brightness profile versus angular radius is shown in Fig. 7 together with two calculated profiles. Here and in the following, we set the radius of the inner opaque disk accounting for FFA of the radio emission from the side of the shell moving away from us (Appendix B) to $\rho_{\rm abs} = 0.45R_{\rm s}$. We see in Fig. 7 that this simple model of absorption by the SN ejecta is consistent with the data for $\theta/\theta_0 > 0.4$, but underestimates the observed emission for $\theta/\theta_0 < 0.4$. The difference might arise from incomplete absorption of the radio waves in the inner ejecta, possibly because the latter are filamentary (see Bietenholz et al. 2003). However, the excess of emission at $\theta/\theta_0 \sim 0.2$ accounts for only ~3% of the total flux density and it has been neglected so as to limit the number of free parameters.

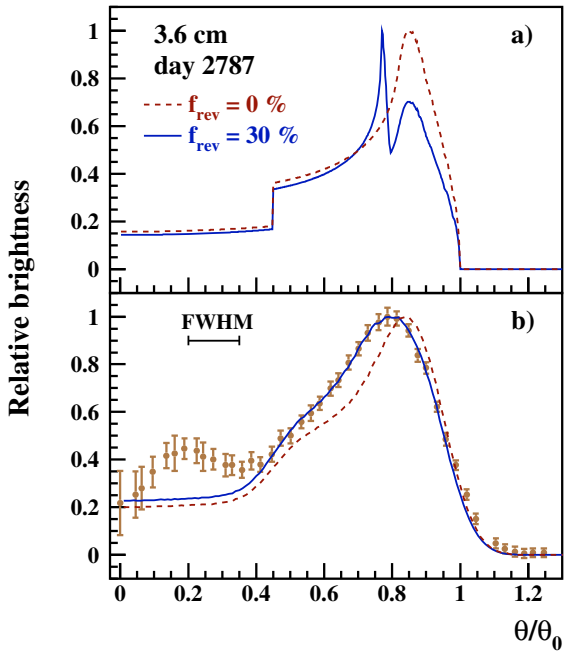

Fig. 7. Relative brightness of the 3.6 cm emission from SN 1993J at day 2787 after outburst, as a function of angular radius. In the calculations, the outer angular radius θ_0 is set equal to $R_{\rm s}/D$. Panel **a)** shows two unconvolved profiles calculated for $f_{\rm rev} = 0$ (i.e. no contribution from electrons accelerated at the reverse shock) and $f_{\rm rev} = 30\%$, assuming in both cases that the magnetic field is advected behind the blast wave, with $B_{u0} = 50$ G ($B_u = 18$ mG at day 2787) and $\rho_{\rm abs} = 0.45R_{\rm s}$. Panel **b)** shows the two profiles convolved with the instrumental resolution of 0.70 mas FWHM (0.15 θ_0 at day 2787) compared to the VLBI data of Bietenholz et al. (2003).

The radial brightness profile is mainly sensitive to the strength and profile of the magnetic field behind the blast wave[3]. The two calculated profiles shown in Fig. 7 are for $B_{u0} = 50$ G and the case of pure advection of the field in the downstream plasma. We see in Fig. 7b that the model with only electrons accelerated at the forward shock (*red dashed curve*) produces a peak at $\theta/\theta_0 \sim 0.85$ that is both slightly shifted and too narrow

[3] In contrast, the radio morphology of older SNRs, such as Tycho's remnant, also depends on the proton injection parameter, $\eta_{\rm inj}^{\rm p}$, because in these objects an increase in the injection efficiency produces a narrower interaction region (Cassam-Chenaï et al. 2007). This is not the case in SN 1993J because of the much higher magnetic field strength in the shock precursor region, which limits the backreaction of the shock-accelerated nuclei on the shock structure (see Sect. 2.4).

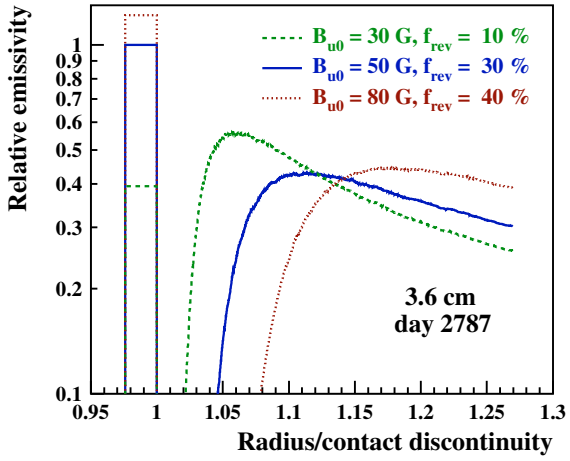

Fig. 8. Calculated radial profiles of the relative emissivity at 3.6 cm and $(t/1\ \mathrm{day}) = 2787$, for $B_{u0} = 30$ G and $f_{\rm rev} = 10\%$ (*green dashed lines*), $B_{u0} = 50$ G and $f_{\rm rev} = 30\%$ (*blue solid lines*), and $B_{u0} = 80$ G and $f_{\rm rev} = 40\%$ (*red dotted lines*). The shell of uniform emissivity near the contact discontinuity is intended to account for the emission produced by electrons accelerated at the reverse shock (see text).

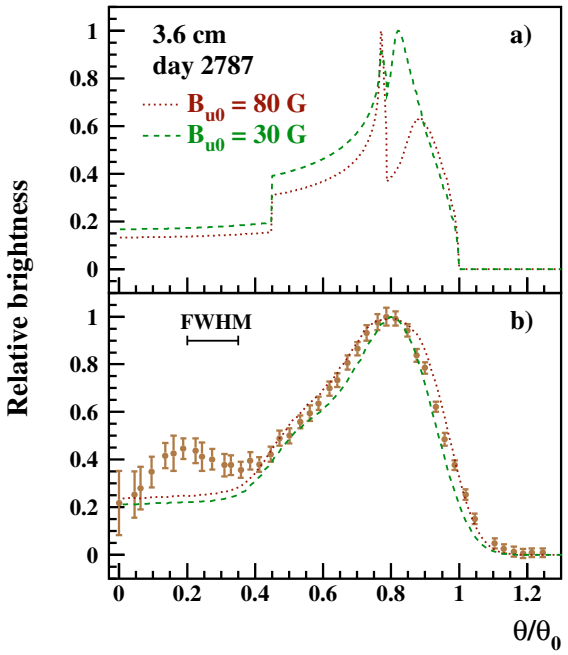

Fig. 9. Same as Fig. 7 but for $B_{u0} = 30$ G, $f_{\rm rev} = 10\%$ (*green dashed lines*) and $B_{u0} = 80$ G, $f_{\rm rev} = 40\%$ (*red dotted lines*).

as compared to the observed one. There is clearly a deficit of emission at $\theta/\theta_0 < 0.8$, i.e. from a region close to the contact discontinuity that marks the border between shocked ejecta and shocked CSM (see Fig. 6).

As shown in Fig. 8, the radial emissivity of electrons accelerated at the blast wave is cut off before it reaches the contact discontinuity. This is due to the strong radiative losses suffered by the electrons that have been accelerated at the earliest epochs. The cutoff exists whatever the magnetic fied strength B_{u0}; it is mainly produced by Compton cooling for $B_{u0} \lesssim 10$ G (see Eq. (33)). Thus, the missing component of synchrotron emission is probably coming from another source of accelerated electrons, most likely the reverse shock. The efficiency of particle acceleration at reverse shocks in SNRs is poorly known, because it depends on the unknown amplification of the magnetic field in the unshocked ejecta material (Ellison et al. 2005). However, recent observations of SNRs provide clear evidence for synchrotron emission associated with reverse shocks (see Helder & Vink 2008 for Cassiopeia A). Here, we simply model this emission by a shell of uniform emissivity between the reverse shock and the contact discontinuity (Fig. 8), whose normalization is fitted to the radial brightness profile measured by Bietenholz et al. (2003). We use as normalization factor the integral of the radial emissivity relative to that for the forward shock:

$$f_{\rm rev} = \frac{(R_{\rm CD} - R_{\rm RS})\epsilon_\nu^{\rm RS}}{\int_{R_{\rm CD}}^{R_{\rm FS}} \epsilon_\nu^{\rm FS}(R)\mathrm{d}R}\ , \tag{34}$$

where $R_{\rm CD}$, $R_{\rm RS}$, and $R_{\rm FS}$ are the radii of the contact discontinuity, reverse and forward shocks, respectively. We see in Fig. 7 that for $\theta/\theta_0 > 0.4$ an excellent fit to the measured brightness profile is obtained for $B_{u0} = 50$ G and $f_{\rm rev} = 30\%$. After integration along the line-of-sight, the synchrotron emission from electrons accelerated at the reverse shock is found to contribute for 17% of the total detected flux density.

Figure 8 also shows that the radial emissivity profile decreases more rapidly behind the blast wave as B_{u0} increases, which is due to the synchrotron energy losses. Brightness profiles calculated for $B_{u0} = 30$ and 80 G are compared to the data in Fig. 9. We adjusted the value of $f_{\rm rev}$ so as to match the maximum of the relative brightness to the observed one at $\theta/\theta_0 = 0.8$. But we see that the width of the broad emission peak is not well fitted: the calculated emission profile is too narrow (resp. too broad) for the low (resp. high) value of B_{u0}. Thus, the high-resolution brightness profile of Bietenholz et al. provides a first indication of the magnetic field strength in the blast wave region: $11 < B_u < 29$ mG at day 2787 post-outburst ($30 < B_{u0} < 80$ G).

The measured profile also constraints the evolution of the postshock magnetic field. Figure 10 shows that, when the magnetic field is damped behind the blast wave, the brightness angular distribution is shifted toward the outer edge of the radio shell and the resulting profile is clearly not consistent with the data. This conclusion is independent of both the value of B_u and the reverse shock contribution. In particular, the brightness profile becomes clearly too broad when $f_{\rm rev}$ is increased so as to set the maximum of the emission at $\theta/\theta_0 = 0.8$.

The contact interface between the SN ejecta and the shocked CSM is thought to be Rayleigh-Taylor unstable and it has been suggested that the associated turbulence can amplify the postshock magnetic field (Chevalier et al. 1992; Jun & Norman 1996). This would increase the synchrotron losses near the contact discontinuity. Consequently, the position of the cutoff in the radial emissivity would likely be shifted to larger radii with respect to the case with no amplification of the postshock magnetic field (Fig. 8). As a result, a larger contribution of synchrotron radiation from electrons accelerated at the reverse shock would probably be needed to reproduce the measured brightness profile.

However, the shocked CSM is expected to be strongly magnetized due to the field amplification by the cosmic-ray streaming instability operating in the forward shock precursor and the postshock magnetic field profile is expected to be dominated by the tangential component (see Eqs. (18) and (19)). Such a strong magnetic field could decrease the growth of the Rayleigh-Taylor

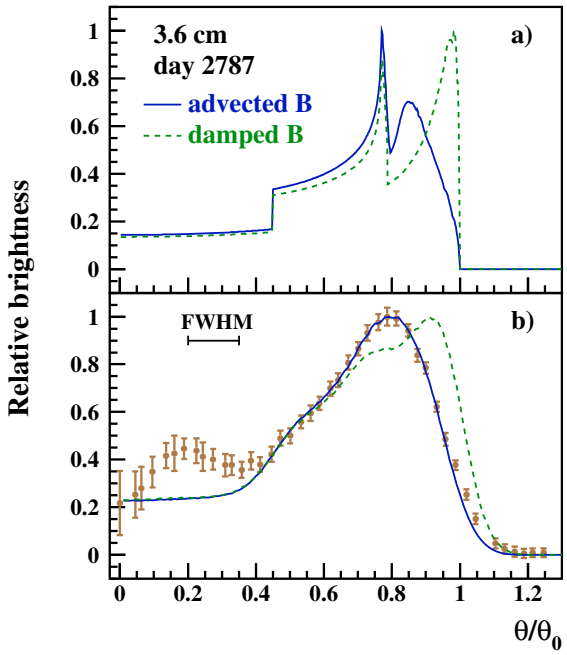

Fig. 10. Same as Fig. 7 but for the damping of the magnetic turbulence downstream (*green dashed lines*) compared to the advection of the shocked plasma (*blue solid lines*). In both cases, B_{u0} = 50 G and $f_{\rm rev}$ = 30%.

instability and limit a possible additional amplification of the field by the turbulence associated with this instability (Jun et al. 1995). This aspect of the magnetohydrodynamic evolution of the postshock plasma certainly deserves further studies. Here, we assume that the postshock magnetic field is not significantly amplified by the Rayleigh-Taylor instability.

3.2. Radio light curves

In the modeling of the radio light curves, we take into account the emission from electrons accelerated at the reverse shock assuming $f_{\rm rev}$ = 30% at all times. As discussed above, this emission is then estimated to contribute to a maximum of 17% of the total flux density. This number is an upper limit, because the synchrotron radiation from the inner shock is strongly attenuated when the emission associated with the forward shock is optically thick to SSA. We also assume $\rho_{\rm abs} = 0.45 R_{\rm s}$ at all epochs. The resulting uncertainty on the flux density is negligible.

Light curves calculated with the best-fit model are shown in Fig. 11. They were obtained for $\dot{M}_{\rm RSG} = 3.8 \times 10^{-5}\ M_\odot\ {\rm yr}^{-1}$, B_{u0} = 50 G, $\eta^{\rm p}_{\rm inj} = 10^{-4}$, $\eta^{\rm e}_{\rm inj} = 1.1 \times 10^{-5}$, and pure advection of the postshock magnetic field. We see that the general features of the data are fairly well represented. But the associated reduced χ^2 is $\chi^2_\nu = 7.9$ (χ^2 = 4330 for 554 degrees of freedom), which is comparable to the one of the best-fit semi-empirical model of Weiler et al. (2007): $\chi^2_\nu = 8.1$[4]. However, in the comparison of the χ^2 values, one could note that the formalism of Weiler et al. has nine free parameters (Appendix A), against only four in the present model. Interestingly, the present model is also good at representing the 12 data points at 0.3 cm (χ^2 = 15.5), which is not the case for the parametric model of Weiler et al. (χ^2 = 159; see Fig. 2). The 0.3 cm flux density between ~10 and ~40 days after outburst is lower in the present calculations than in previous ones, because the strong synchrotron losses suffered by the radiating electrons during the early SN expansion are now taken into account. The difference is more pronounced at the shortest wavelength, because this emission is produced by higher-energy electrons (on average), for which the synchrotron cooling time is lower ($\tau_{\rm syn} \propto 1/\Gamma$, Γ being the electron Lorentz factor; see Sect. 4.2). Obviously, this effect cannot be accounted for by models neglecting the electron energy losses and assuming a homogeneous shell of emission (Chevalier 1982b, 1998; Pérez-Torres et al. 2001; Weiler et al. 2002; Soderberg et al. 2005).

However, significant deviations of the best-fit model from the data can be observed in Fig. 11. In particular, we see that the straight rising branches of the calculated light curves do not represent well the observations at 2 and 3.6 cm. This is most likely due to our treatment of external FFA (Sect. 2.2). It is possible that the structure of the CSM was more complicated at the time of explosion than that implicitly assumed by adopting an attenuation of the form $(1 - {\rm e}^{-\tau^{\rm clumps}_{\rm CSM}})/\tau^{\rm clumps}_{\rm CSM}$ with $\delta' = -3m$. This would be the case if, for example, the filling factor of clumpy material was not constant throughout the whole CSM. It is also possible that the CSM temperature $T_{\rm CSM}$ was not uniform but varied with radius. However, we note that the data at 6 and 20 cm are very well fitted. The best-fit normalization to the FFA optical depth is $K_3 = 3.0 \times 10^4$, which gives from Eq. (8) $\dot{M}_{\rm RSG} = 3.8 \times 10^{-5}\ M_\odot\ {\rm yr}^{-1}$.

Like for the brightness profile, the light curves provide clear evidence that the postshock magnetic field is essentially advected behind the shock. Indeed, we see in Fig. 11 that the synchrotron flux declines much too rapidly after about day 100 in the model with damping of magnetic turbulence.

The modeling of external FFA being uncertain, we now focus on the optically thin parts of the radio emission. In Figs. 12 and 13, the flux density is multiplied by a time-dependent power law to set upright the decreasing parts of the light curves and the vertical scale is expanded. Figure 12 shows the effect of changing the magnetic field strength. For each value of B_{u0}, the electron injection rate was adjusted to provide a decent fit to the data at 3.6 cm. We see that only the model with B_{u0} = 50 G represents the data at all the other wavelengths reasonably well. For example, for B_{u0} = 100 G the calculated flux densities at 0.3 cm fall short of the data, whereas those at 20 cm are too high in the optically thin phase. This effect is due to the process of synchrotron cooling, whose rate increases with the magnetic field ($\tau_{\rm syn} \propto 1/B^2$) and which steepens the energy distribution of the accelerated electrons during their advection downstream. Thus, the mean propagated spectrum of nonthermal electrons is too steep (resp. too hard) for B_{u0} = 100 G (resp. B_{u0} = 20 G) to provide a good fit to the data at all frequencies. It is remarkable that when the synchrotron losses are taken into account, the degeneracy for the optically-thin emission between the magnetic field and the nonthermal electron density (e.g. Chevalier 1998) is lifted.

Figure 13 shows the effect of changing $\eta^{\rm p}_{\rm inj}$. The values of the electron injection parameter are somewhat arbitrary, except for the case $\eta^{\rm p}_{\rm inj} = 10^{-4}$. We see that in the test-particle case ($\eta^{\rm p}_{\rm inj} = \eta^{\rm e}_{\rm inj} = 10^{-5}$), the decline of the optically-thin emission with time is too slow as compared to the data. This provides evidence that the pressure from accelerated ions is important to the

[4] These high values of χ^2_ν are partly due to a few data points that strongly deviate from neighbouring points and appear to be incompatible with the general trend observed at each wavelength.

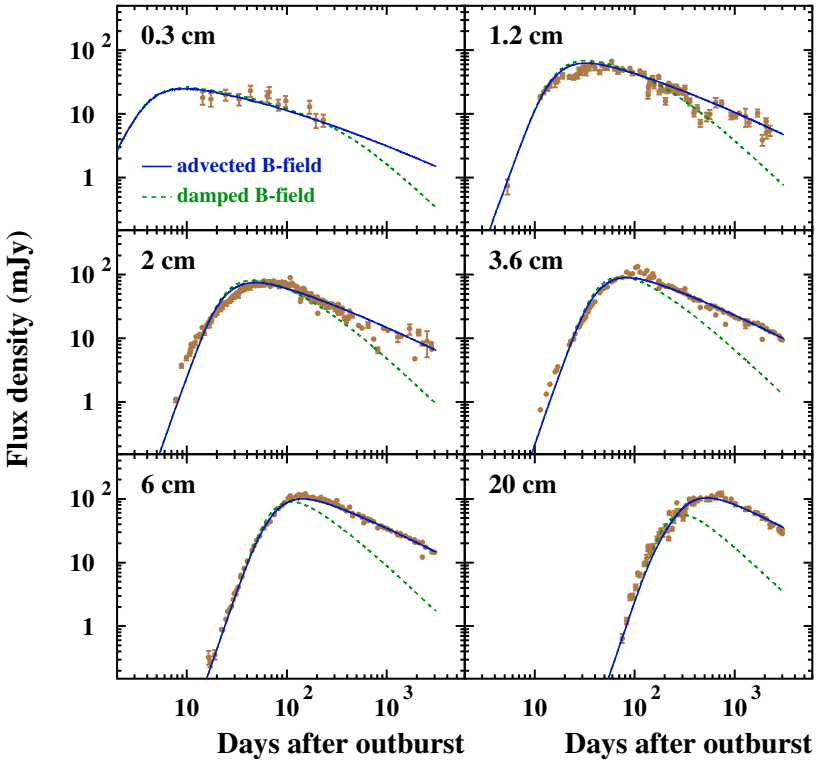

Fig. 11. Radio light curves for SN 1993J at 0.3, 1.2, 2, 3.6, 6, and 20 cm. The data are from Weiler et al. (2007) and references therein. The blue solid lines represent the best-fit model, which is obtained for $\dot{M}_{\rm RSG} = 3.8 \times 10^{-5}\ M_\odot\ {\rm yr}^{-1}$, $B_{u0} = 50$ G, $\eta^{\rm p}_{\rm inj} = 10^{-4}$, $\eta^{\rm e}_{\rm inj} = 1.1 \times 10^{-5}$, and pure advection of the postshock magnetic field. The green dashed lines show the case of magnetic turbulence damping in the downstream plasma.

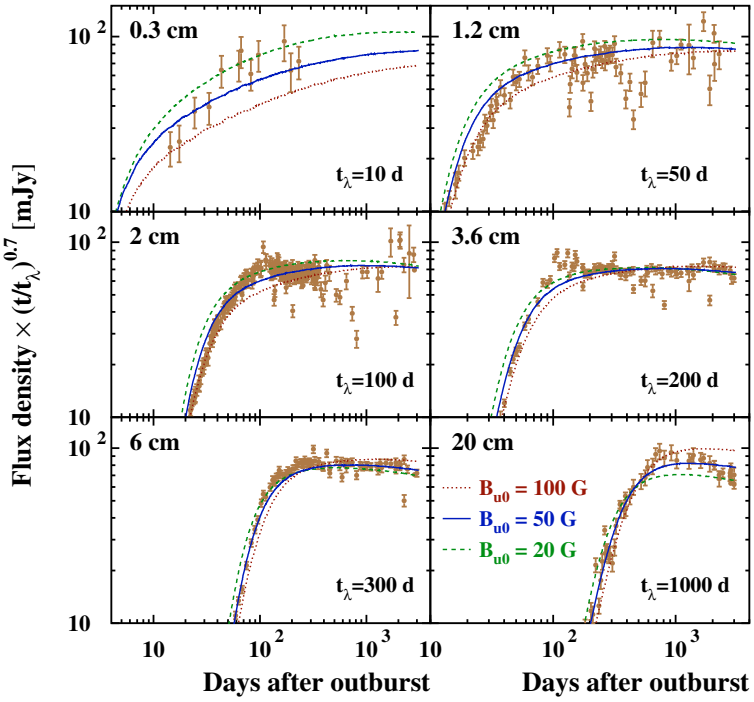

Fig. 12. Radio light curves of SN 1993J with the flux density multiplied by $(t/t_\lambda)^{0.7}$. The values of t_λ for each wavelength are indicated in the figure. *Green dashed lines*: $B_{u0} = 20$ G and $\eta^{\rm e}_{\rm inj} = 2.3 \times 10^{-5}$; *blue solid lines*: $B_{u0} = 50$ G and $\eta^{\rm e}_{\rm inj} = 1.1 \times 10^{-5}$; *red dotted lines*: $B_{u0} = 100$ G and $\eta^{\rm e}_{\rm inj} = 8 \times 10^{-6}$. The other parameters are $\dot{M}_{\rm RSG} = 3.8 \times 10^{-5}\ M_\odot\ {\rm yr}^{-1}$ and $\eta^{\rm p}_{\rm inj} = 10^{-4}$.

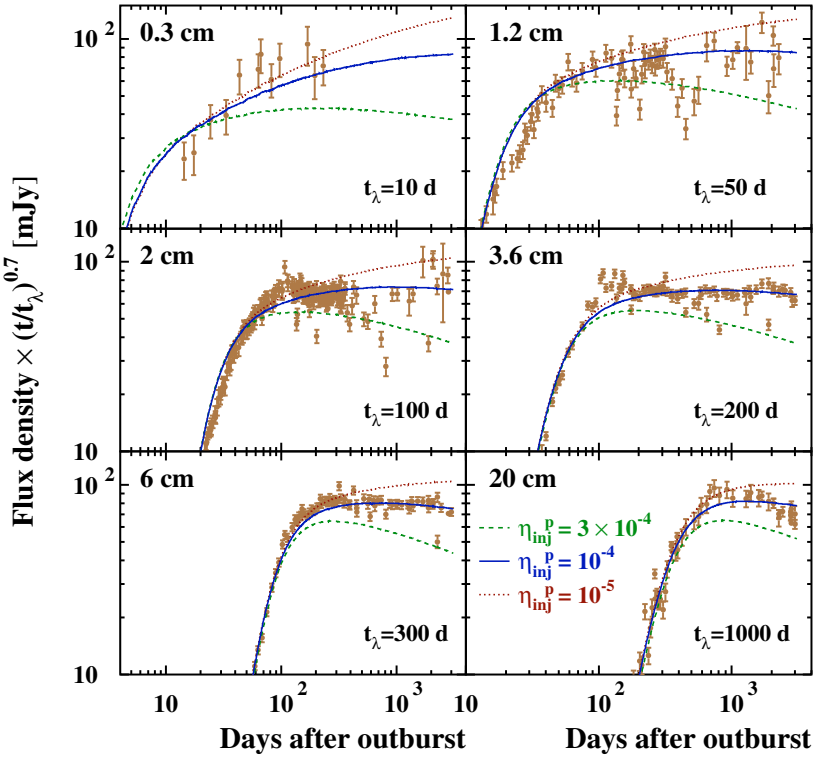

Fig. 13. Same as Fig. 12 but for various values of the injection parameters: $\eta^{\rm p}_{\rm inj} = \eta^{\rm e}_{\rm inj} = 10^{-5}$ (*red dotted lines*); $\eta^{\rm p}_{\rm inj} = 10^{-4}$ and $\eta^{\rm e}_{\rm inj} = 1.1 \times 10^{-5}$ (*blue solid lines*), and $\eta^{\rm p}_{\rm inj} = 3 \times 10^{-4}$ and $\eta^{\rm e}_{\rm inj} = 1.8 \times 10^{-5}$ (*green dashed lines*). The other parameters are $\dot{M}_{\rm RSG} = 3.8 \times 10^{-5}\ M_\odot\ {\rm yr}^{-1}$ and $B_{u0} = 50$ G.

structure of the blast wave. But we also see that for $\eta^{\rm p}_{\rm inj} = 3{\times}10^{-4}$ the light curves decline too rapidly, which shows that the shock modification is relatively weak. There is a partial correlation between $\eta^{\rm p}_{\rm inj}$ and B_{u0}. By varying these two parameters and comparing the calculated curves to the data, I estimate the acceptable range for the proton injection rate to be $5{\times}10^{-5} < \eta^{\rm p}_{\rm inj} < 2{\times}10^{-4}$. Higher values of $\eta^{\rm p}_{\rm inj}$ are often used in studies of Galactic SNRs (e.g., Cassam-Chenaï et al. 2007, adopted $\eta^{\rm p}_{\rm inj} = 10^{-3}$ for Tycho's remnant, based on the observed closeness of the blast wave and contact discontinuity).

The time evolution of the synchrotron flux is related to the energy distribution of the emitting electrons (see, e.g., Chevalier 1982b): the steeper the electron spectrum, the faster the decline of the optically-thin emission. As dicussed in Sect. 2.4, the main effect of the cosmic-ray pressure is to reduce the compression ratio of the subshock, $r_{\rm sub}$, whereas the overall compression ratio $r_{\rm tot}$ remains nearly constant. This shock modification affects essentially the particles of energies $< m_{\rm p}c^2$ that remain in the vicinity of the subshock during the DSA process. As shown in Fig. 4, an increase of $\eta^{\rm p}_{\rm inj}$ causes the energy distribution of the nonthermal electrons to steepens below ~1 GeV, which is the relevant energy domain for the radio synchrotron emission. The light curves provide evidence that the spectral index of the shocked electrons in this energy range is slightly higher than the test-particle value $q_{\rm sub} = 4$, which is effectively obtained with $\eta^{\rm p}_{\rm inj} \approx 10^{-4}$.

Although in most previous models of radio emission from SNe the shocked-electron spectral index is assumed to remain constant, a gradual steepening with time of the shocked-particle energy spectrum below $m_{\rm p}c^2$ is to be expected. This is because of the decrease of the upstream magnetic field, which reduces the efficiency of gas heating via Alfvén wave damping in the precursor region and consequently reduces the subshock compression ratio. Thus, for $\eta^{\rm p}_{\rm inj} = 10^{-4}$, we find that $r_{\rm sub}$ decreases from 3.89 to 3.70 between day 10 and day 3100 after outburst (Fig. 5), which causes $q_{\rm sub}$ to increase from 4.04 to 4.11 (Eq. (14)).

For given values of B_{u0} and $\eta^{\rm p}_{\rm inj}$, the normalization of the optically-thin synchrotron flux is set by the product $\rho_u \times \eta^{\rm e}_{\rm inj} \propto \dot{M}_{\rm RSG} \times \eta^{\rm e}_{\rm inj}$. As the progenitor mass loss rate also fixes the level of FFA in the CSM, the electron injection rate can be uniquely determined. For $\eta^{\rm p}_{\rm inj} = 10^{-4}$, the best-fit parameter is $\eta^{\rm e}_{\rm inj} = 1.1 \times 10^{-5}$. To set the amplitude of the nonthermal electron spectrum in DSA models, several authors use the electron-to-proton density ratio at relativistic energies, $K_{\rm ep}$, rather than the electron injection rate (e.g., Ellison et al. 2000). Here, we obtain at, e.g., 10 GeV $K_{\rm ep} = 2.2 \times 10^{-3}$ at day 10 and $K_{\rm ep} = 1.8 \times 10^{-3}$ at day 3100. The value of $K_{\rm ep}$ is higher at day 10 because $q_{\rm sub}$ is lower (see Eq. (13)). The obtained values of $K_{\rm ep}$ are roughly consistent with those estimated for the blast wave of Tycho's SNR: 4×10^{-3} (Völk et al. 2002), ~1–5 × 10^{-3} (Cassam-Chenaï et al. 2007).

4. Discussion

The model gives a consistent description of the large set of radio data available for SN 1993J. In particular, it is remarkable

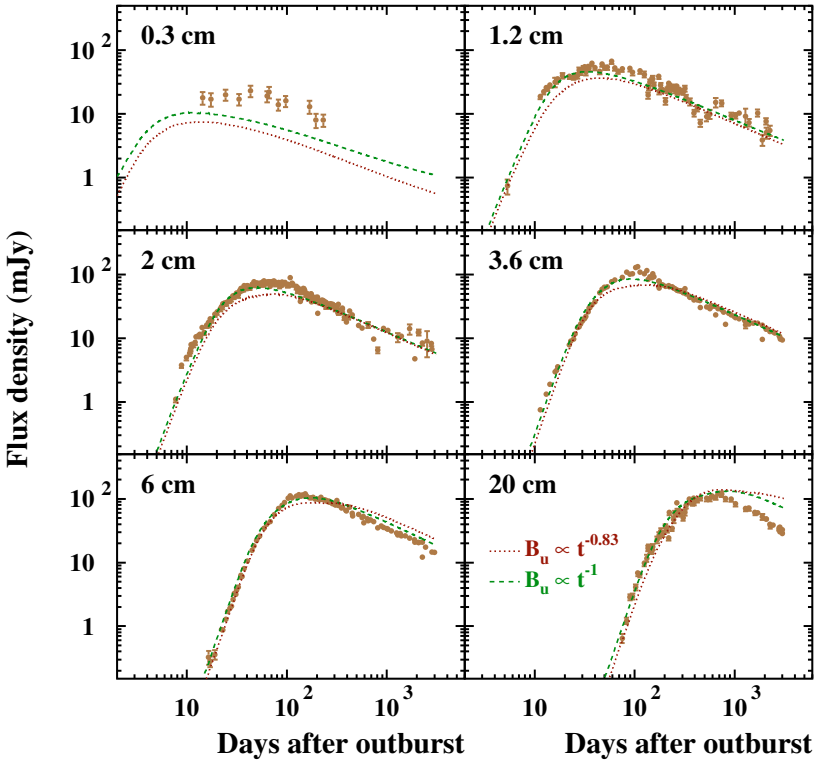

Fig. 14. Same as Fig. 11 but for a CSM density profile of the form $\rho_{\rm CSM} \propto R^{-1.6}$. *Green dashed lines*: $B_u \propto t^{-1}$ and $\eta^{\rm p}_{\rm inj} = 2 \times 10^{-3}$; *red dotted lines*: $B_u \propto t^{-0.83}$ and $\eta^{\rm p}_{\rm inj} = 5 \times 10^{-3}$. For simplicity, FFA in the CSM is taken into account as before, with $\delta' = -3m$ and $K_3 = 3.0 \times 10^4$. The other parameters are $B_{u0} = 10$ G and $\eta^{\rm e}_{\rm inj} = 10^{-2}$.

that the same magnetic field strength, $B_{u0} \sim 50$ G (in $B_u = B_{u0}(t/1\ {\rm day})^{-1}$), is required to explain the high-resolution brightness profile measured by Bietenholz et al. (2003) at day 2787 after outburst and the set of radio light curves reported by Weiler et al. (2007). This further supports the assumption that the magnetic field at the shock varies approximately as $1/t$. Besides, both the brightness profile and the light curves show that the postshock magnetic field is not damped behind the blast wave but simply carried along by the plasma flow in the downstream region. We shall see in Sect. 4.3 that the obtained magnetic field evolution can be explained in terms of an amplification of the fluctuating component of the field by the Bell (2004)'s nonresonant cosmic-ray streaming instability in the shock precursor region. But before, we are going to discuss in the light of the results two important assumptions of the model: the adopted CSM density profile (Sect. 4.1) and the relevant processes of cooling of the accelerated electrons (Sect. 4.2).

4.1. Circumstellar density profile and mass loss rate of the progenitor star

As already discussed in Sect. 2.2, there has been considerable debate about the structure of the CSM of SN 1993J. Several papers (Van Dyk et al. 1994; Fransson et al. 1996; Pérez-Torres et al. 2001; Immler et al. 2001; Weiler et al. 2007) advocated for a flatter density profile, $\rho_{\rm CSM} \propto R^{-s}$ with $s = 1.5$–1.7, than the $s = 2$ power-law expected for a constant mass-loss rate and constant-velocity stellar wind prior to the SN explosion. On the other hand, Fransson & Björnsson (1998) obtained a good description of the radio data using the standard $s = 2$ density profile.

Figure 14 shows light curves calculated with $s = 1.6$. The two sets of theoretical curves represent two different assumptions for the postshock magnetic field evolution: $B_d \propto t^{-1}$, consistent with the analysis of Sect. 2.3, and $B_d \propto t^{-0.83}$. The latter case, which is shown for completeness, can result from either a scaling of the magnetic energy density with the total postshock energy density ($B_d^2 \propto \rho_u V_s^2$; like in models 1 and 3 of Chevalier 1996) or a scaling of the postshock magnetic field with the pre-existing circumstellar field ($B_d \propto R^{-1}$; like in models 2 and 4 of Chevalier 1996). In order to reproduce the observed rate of decline of the radio emission in the optically thin phase, the spectrum of the emitting electrons has to be steeper for the flatter CSM density profile than for $s = 2$. This is because $F_\nu \propto N_{\rm e} \propto \rho_u$. It implies that $\eta^{\rm p}_{\rm inj}$ should be higher for $s = 1.6$ than for $s = 2$. But we see that the resulting distributions of shocked electrons cannot provide simultaneously a good fit to the data at all wavelengths. The theoretical flux densities are clearly too low at 0.3 and 1.2 cm and too high at 6 and 20 cm as compared to the observations in the optically thin phase. This is somewhat similar to the case of the too high magnetic field shown in Fig. 12. But with the low field strength $B_{u0} = 10$ G adopted here, synchrotron losses are less important than Compton losses at early times (see Eq. (33)) and than adiabatic losses latter on. Therefore, reducing B_{u0} below 10 G (and increasing $\eta^{\rm e}_{\rm inj}$ at the same time) does not help to improve the fit. Thus, we conclude that it is not possible to reproduce the observations with $s = 1.6$ in the framework of the present model.

Weiler et al. (2007) recently adopted $s = 1.61$ based on previous works and interpreted the flatter CSM density profile in terms of a steady decrease of the mass loss rate of the progenitor star, from $5.9 \times 10^{-6}\ M_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$ ~8000 years before explosion to $5.4 \times 10^{-7}\ M_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$ at the time of the SN. These values are much lower than the mass loss rates estimated in the present as well as in previous works, which are in the range (2–6)$\times 10^{-5}\ M_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$ just prior to explosion (Van Dyk et al. 1994; Fransson et al. 1996; Fransson & Björnsson 1998; Immler et al. 2001).

As discussed in Appendix A, the use of the fitting formalism developed by Weiler et al. (1986, 2002 and references therein) may lead to uncertain physical parameters when both SSA and FFA in the CSM are important to explain the radio light curves. In this case, it could be justified to fix in the fitting procedure the time dependence of the mean magnetic field in the synchrotron-emitting region. As a check, I performed a simultaneous, least-squares fit to the light curve data for SN 1993J using the Weiler et al.'s formalism together with Eq. (A.13), that is fixing $\delta'' = \beta - 2m - 0.5$. I found the attenuation of the radio flux by the homogeneous component of the CSM to be not significant (i.e. K_2 compatible with zero) so I also fixed $A_{\mathrm{CSM}}^{\mathrm{homog}} = 1$. I then obtained the best-fit parameters $K_1 = 5.4\times 10^3$, $\alpha = -0.79$, $\beta = -0.75$, $K_3 = 1.16 \times 10^5$, $\delta' = -2.42$, and $K_5 = 6.9 \times 10^4$, with $\chi^2 = 4250$ (for 552 degrees of freedom). The value of K_3 gives from Eq. (8) $\dot{M}_{\mathrm{RSG}} = 7.6\times 10^{-5}\ M_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$, which is within a factor of two of the result obtained from the detailed model presented above. Noteworthy, the best-fit value of δ' is very close to the theoretical expectation: $\delta' = m(1 - 2s) = -2.49$ for $s = 2$. This provides support to the assumption that the external free-free attenuation of the radio emission is mainly due to the inhomogeneous component of the CSM.

4.2. On the Coulomb energy losses of the nonthermal electrons

The coulomb energy loss rate of relativistic electrons is given by (see Gould 1975)

$$\frac{1}{\tau_{\mathrm{coul}}} = \frac{3\sigma_{\mathrm{T}} c n_d^{\mathrm{e}}}{2\Gamma} F_{\mathrm{coul}}, \tag{35}$$

where $F_{\mathrm{coul}} = \ln(\Gamma^{1/2}/\epsilon_{\mathrm{p}}) + 0.216$, σ_{T} is the Thompson cross section, n_d^{e} is the number density of thermal electrons in the immediate postshock plasma,

$$n_d^{\mathrm{e}} = \frac{\dot{M}_{\mathrm{RSG}} r_{\mathrm{tot}}}{4\pi R_{\mathrm{s}}^2 u_w m_{\mathrm{H}}} \left(\frac{1 + 2X}{1 + 4X}\right), \tag{36}$$

and $\epsilon_{\mathrm{p}} = 7.27 \times 10^{-17} n_d^{\mathrm{e}}$ (in cgs units) is the normalized plasma energy. Coulomb cooling is more efficient than synchrotron cooling when $\tau_{\mathrm{coul}} < \tau_{\mathrm{syn}}$, the synchrotron energy loss rate being given by

$$\frac{1}{\tau_{\mathrm{sync}}} = \frac{4\sigma_{\mathrm{T}}}{3 m_{\mathrm{e}} c} \frac{B_d^2}{8\pi} \Gamma\,. \tag{37}$$

The typical Lorentz factor for the relativistic electrons radiating at frequency ν can be written as (see Eq. (B.5))

$$\Gamma_c = 6.94 r_{\mathrm{tot}}^{-1/2} \left(\frac{B_{u0}}{50\ \mathrm{G}}\right)^{-1/2} \left(\frac{\nu}{8.4\ \mathrm{GHz}}\right)^{1/2} \left(\frac{t}{1\ \mathrm{day}}\right)^{1/2}, \tag{38}$$

where we have used for the magnetic field configuration across the shock $B_d \approx 0.83 r_{\mathrm{tot}} B_u$ (see Eqs. (16) and (17)). Inserting Γ_c into Eqs. (35) and (37), one obtains a limit on the time during which Coulomb cooling is more important than synchrotron cooling:

$$t < \left[5.7 \left(\frac{R_0}{3.49 \times 10^{14}\ \mathrm{cm}}\right)^{-2} \left(\frac{\dot{M}_{\mathrm{RSG}}}{3.8 \times 10^{-5}\ M_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}}\right) \times \left(\frac{u_w}{10\ \mathrm{km\ s}^{-1}}\right)^{-1} \left(\frac{B_{u0}}{50\ \mathrm{G}}\right)^{-1} \left(\frac{\nu}{8.4\ \mathrm{GHz}}\right)^{-1}\right]^{1/(2m-1)} \mathrm{days}. \tag{39}$$

Here, we have used $F_{\mathrm{coul}} \approx 30$ and $X = 0.3$. This result shows that Coulomb energy losses can be safely neglected for frequencies $\nu \geq 8.4$ GHz. They could play a role, however, during the rising phase of the light curve at 1.4 GHz (20 cm), for ~210 days after outburst. But at that time, the 20 cm emission was attenuated by SSA and the emitted flux density depended only weakly on the propagated spectrum of nonthermal electrons. Thus, the neglect of Coulomb cooling in the model is justified.

4.3. Magnetic field amplification

Fransson & Björnsson (1998) modeled the radio emission of SN 1993J assuming that the radiation is emitted from a shell of uniform magnetic field. They found $\langle B \rangle \approx 340(t/1\ \mathrm{day})^{-1}$ G (or alternatively $\langle B \rangle \approx 64(R_{\mathrm{s}}/10^{15}\ \mathrm{cm})^{-1}$ G), which is in reasonable agreement with both our first estimate (Eq. (10)) and the mean postshock magnetic field resulting from our detailed analysis. Our best-fit value for the immediate postshock magnetic field is $B_d \approx 0.83 r_{\mathrm{tot}} B_u \approx 180(t/1\ \mathrm{day})^{-1}$ G, given $r_{\mathrm{tot}} \approx 4.3$ (Fig. 5). The mean magnetic field strength in the synchrotron-emitting region is expected to be higher than B_d by a factor of less than two, given that the field is mainly advected in the downstream plasma (see Fig. 6), i.e. $180 < \langle B \rangle (t/1\ \mathrm{day}) < 360$ G. We note, however, that in our detailed model all the emitting electrons do not see the same mean magnetic field, because due to the energy losses the downstream transport of the nonthermal particles depends on the energy they acquired at the shock front.

Pérez-Torres et al. (2001) were able to obtain a good fit to the radio light curves with $\langle B \rangle \approx 56(t/1\ \mathrm{day})^{-0.86}$ G. But they did not take into account the electron energy losses and assumed the existence of a low-energy cutoff in the distribution of the relativistic particles, whose main effect is to flatten the radio light curves at the shortest wavelengths. But as discussed in Sect. 3.2, the observed flattening of the light curves at early epochs is naturally explained by the strong synchrotron losses suffered by the radiating electrons. Moreover, a low-energy cutoff in the particle distribution function is not supported by the DSA theory.

As already pointed out by Fransson & Björnsson (1998) and Pérez-Torres et al. (2001) the magnetic field inferred from the radio observations is at least two orders of magnitude higher than the magnetic field of stellar origin that is expected to preexist in the wind of the red supergiant progenitor. The high magnetic field in the blast wave region is likely a result of an amplification associated with the production of nonthermal particles by nonlinear DSA. The diffusive streaming of cosmic-rays in the upstream plasma is expected to produce strong turbulence, which could amplify the chaotic component of the magnetic field (e.g., Bell & Lucek 2001; Amato & Blasi 2006; Vladimorov et al. 2006). Two different mechanisms of turbulence generation are discussed for SNR shocks. First, due to the cosmic-ray anisotropy in the shock precursor, a resonant instability is predicted to exist in this region and to produce a rapid and intense excitation of Alfvén waves (e.g., McKenzie & Völk 1982; Bell & Lucek 2001). Bell (2004) also found a nonresonant

streaming instability caused by the Lorentz force associated with the cosmic-ray electric current, which could strongly amplified MHD perturbations of short wavelengths. The overall magnetic field amplification could be the result of both instabilities operating in the shock precursor.

The saturation value of the random magnetic field amplified by the nonresonant instability, $\delta B_{\rm nr}$, can be estimated from Eq. (28) of Pelletier et al. (2006; see also Bell 2004):

$$\frac{\delta B_{\rm nr}^2}{8\pi} \cong \frac{3V_{\rm s}P_{\rm CR}}{2\Phi c}, \tag{40}$$

where $\Phi = \ln(p_{\rm max}^{\rm p}/m_{\rm p}c) \approx 15$ (see Sect. 4.4 below) and $P_{\rm CR}$ is the cosmic-ray pressure at the shock front. The normalized pressure $\xi_{\rm CR} = P_{\rm CR}/\rho_u V_{\rm s}^2$ calculated with the nonlinear DSA model from the best-fit parameters is shown in Fig. 15a. We see that $\xi_{\rm CR}$ increases with time, but is always much lower than the normalized postshock thermal pressure. For such a weakly cosmic-ray-modified shock, we have in good approximation $\xi_{\rm CR} \propto p_{\rm inj}^{\rm p}/V_{\rm s}^2$ (see Berezhko & Ellison 1999, Eq. (34)), which leads to $\xi_{\rm CR} \propto V_{\rm s}^{-1}$ given that $p_{\rm inj}^{\rm p} \propto p_{\rm th} \propto V_{\rm s}$ (Blasi et al. 2005). Here, $p_{\rm th}$ is the most probable momentum of the thermal protons in the postshock plasma. We then obtain from Eq. (40)

$$\delta B_{\rm nr} \propto \left(\xi_{\rm CR}\rho_u V_{\rm s}^3\right)^{1/2} \propto t^{-1}. \tag{41}$$

As previously stated (Sect. 2.3) the magnetic field evolution expected from the nonresonant instability mechanism uncovered by Bell (2004) is consistent with that inferred from the data. As shown in Fig. 15b, the strength of the field amplification calculated from Eq. (40) is also quite close to that required to explain the radio flux.

Following Pelletier et al. (2006) the relative importance of the resonant and nonresonant regimes of the streaming instability can be estimated from

$$\frac{\delta B_{\rm res}^2}{\delta B_{\rm nr}^2} \sim \left(\frac{\xi_{\rm CR}c}{V_{\rm s}}\right)^{1/2}. \tag{42}$$

This expression shows that in SN 1993J the nonresonant mechanism is expected to dominate at early times, but the resonant instability becomes more and more important as the shock is slowing down.

According to Bell (2004) the minimum timescale for growth of MHD waves driven by the nonresonant instability at a distance z upstream from the subshock is given by

$$\tau_{\rm nr}(z) \approx \frac{\Phi c E_{\rm p}(z)}{e\epsilon_{\rm nt}V_{\rm s}^3(4\pi\rho_u)^{0.5}}, \tag{43}$$

where $-e$ is the electronic charge, $\epsilon_{\rm nt}$ is the cosmic-ray acceleration efficiency (see Fig. 5) and $E_{\rm p}(z) \approx 3zeB_uV_{\rm s}c^{-1}\eta_{\rm mfp}^{-1}$ is the energy of the accelerated protons whose upstream diffusion length is equal to z. Numerically, the MHD growth timescale for SN 1993J is

$$\tau_{\rm nr}(z) \approx 3.3\times10^{-2}\left(\frac{\Phi}{15}\right)\left(\frac{\epsilon_{\rm nt}}{0.1}\right)^{-1}\left(\frac{E_{\rm p}(z)}{10^{15}\ {\rm eV}}\right)\left(\frac{t}{1\ {\rm day}}\right)^{3-2m}\ {\rm day}. \tag{44}$$

Thus, we have $\tau_{\rm nr} \ll t$ for $E_{\rm p}(z) \leq 10^{15}$ eV. This shows that the turbulent magnetic field amplified by the nonresonant instability should reach its saturation value over most of the shock precursor region soon after the onset of particle acceleration.

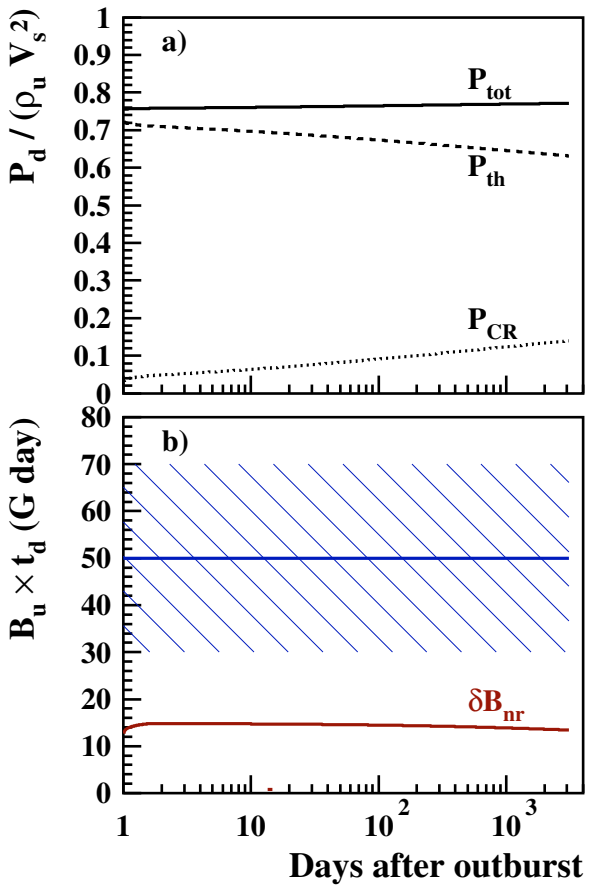

Fig. 15. a) Normalized immediate postshock pressures in thermal ($P_{\rm th}$) and nonthermal ($P_{\rm CR}$) particles ($P_{\rm tot} = P_{\rm th} + P_{\rm CR}$) as a function of time after outburst, for the best obtained solution ($\dot{M}_{\rm RSG} = 3.8\times10^{-5}\ M_\odot\ {\rm yr}^{-1}$, $B_{u0} = 50$ G, $\eta_{\rm inj}^{\rm p} = 10^{-4}$, and $\eta_{\rm inj}^{\rm e} = 1.1\times10^{-5}$). **b)** Magnetic field immediately upstream from the subshock B_u times (t/1 day). The hatched area shows the best-fit value obtained from the radio data, $B_u = B_{u0}(t/1\ {\rm day})^{-1}$ with $B_{u0} = 50\pm20$ G, and the red solid curve shows the fluctuating magnetic field expected from the nonresonant instability (Eq. (40)).

Because the damping of MHD turbulence can efficiently heat the thermal gas in the shock precursor region, a high amplification of the fluctuating magnetic field could at the same time provide a strong limitation for the modification of the shock structure induced by the cosmic-ray pressure. According to, e.g., Berezhko & Ellison (1999) the degree of heating of the shock precursor via Alfvén wave damping is set by the ratio $M_{S,u}^2/M_{{\rm A},u}$ ($M_{S,u}$ and $M_{{\rm A},u}$ are the upstream sonic and Alfvén Mach numbers, respectively; see Sect. 2.4). Identifying B_u and $\delta B_{\rm nr}$ one obtains from Eq. (41) the scaling relation

$$\frac{M_{S,u}^2}{M_{{\rm A},u}} \propto \xi_{\rm CR}^{1/2}V_{\rm s}^{5/2}, \tag{45}$$

which shows that for the same cosmic-ray pressure the shock modification should be less pronounced in a high-speed shock than in a slower one.

Björnsson & Fransson (2004) modeled the radio and X-ray emission from SN 2002ap with an accelerated electron energy index $\gamma \approx 2$, as expected for a test-particle shock. The above

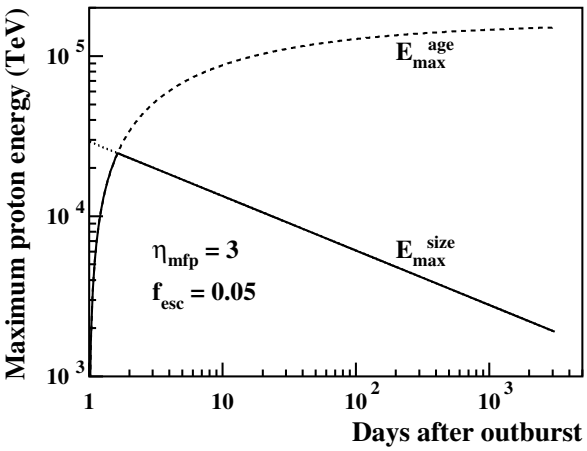

Fig. 16. Maximum energy of shock-accelerated protons as a function of time after outburst. $E_{\rm max}^{\rm age}$ and $E_{\rm max}^{\rm size}$ are the maximum energies caused by the finite shock age and size, respectively. The true maximum proton energy (*solid line*) is the minimum of these two quantities.

scaling relation suggests that the absence of clear shock modification in this object is a consequence of the very high velocity of the blast wave ($V_{\rm s} \sim 7 \times 10^4$ km s^{-1}; Björnsson & Fransson 2004).

Various studies of the synchrotron emission produced in young SNRs led Berezhko & Völk (2006; see also Berezhko 2008) to propose the following empirical relation between the amplified magnetic field energy and the cosmic-ray pressure:

$$\frac{B_u^2}{8\pi} \approx 5 \times 10^{-3} P_{\rm CR}. \tag{46}$$

For SN 1993J, a better relation would be (see Eq. (40))

$$\frac{B_u^2}{8\pi} \approx 10^{-1} P_{\rm CR} \left(\frac{V_{\rm s}}{3 \times 10^4 \ {\rm km \ s^{-1}}} \right). \tag{47}$$

It is remarkable that this expression could provide a fair estimate of the magnetic field amplification in the high-speed blast wave of SN 1993J ($V_{\rm s}/c \sim 0.1$), as well as in slower shocks of Galactic SNRs, which are at the end of the free expansion phase of the post-SN evolution or in the Sedov phase ($V_{\rm s}/c \sim 0.01$). In these objects, however, the resonant regime of the cosmic-ray streaming instability is expected to dominate the field amplification.

4.4. SN 1993J and the origin of cosmic rays

As already pointed out by Bell & Lucek (2001) cosmic-rays were probably accelerated to very high energies in the blast wave of SN 1993J short after shock breakout. Calculated maximum proton energies are shown in Fig. 16. The quantity $E_{\rm max}^{\rm time}$ is the maximum energy caused by the finite age of the shock (Baring et al. 1999; Tatischeff & Hernanz 2007) and is obtained by time integration of the DSA rate from an initial acceleration time assumed to be $t_0 = 1$ day after outburst. The maximum energy $E_{\rm max}^{\rm size}$ is caused by the finite spatial extend of the shock and is calculated by equalling the upstream diffusion length of the accelerated protons to some fraction $f_{\rm esc}$ of the shock radius. Numerically, we find (see, e.g., Tatischeff & Hernanz 2007)

$$E_{\rm max}^{\rm size} = 1.75 \times 10^{18} \left(\frac{f_{\rm esc}}{\eta_{\rm mfp}} \right) \left(\frac{m}{0.83} \right)^{-1} \left(\frac{B_{u0}}{50 \ {\rm G}} \right) \times \left(\frac{V_0}{3.35 \times 10^4 \ {\rm km \ s^{-1}}} \right)^2 \left(\frac{t}{1 \ {\rm day}} \right)^{2(m-1)} {\rm eV}. \tag{48}$$

We see in Fig. 16 that for $f_{\rm esc} = 0.05$ the size limitation of the shock becomes rapidly more restrictive than the age limitation. This conclusion is independent of t_0. However, the value of $f_{\rm esc}$, which depends on the upstream turbulence generated by the accelerated particle streaming (Marcowith et al. 2006), is uncertain[5]. But in any case, the resulting maximum proton energy (i.e. the minimum of $E_{\rm max}^{\rm size}$ and $E_{\rm max}^{\rm age}$) is lower than the previous estimate of Bell & Lucek (2001), $E_{\rm max}^{\rm p} \sim 3 \times 10^{17}$ eV. Moreover, we did not take into account the nonlinear effects recently pointed out by Ellison & Vladimirov (2008), which could further reduce $E_{\rm max}^{\rm p}$. However, it is likely that SN 1993J has accelerated protons above 3×10^{15} eV, i.e. the energy of the spectral "knee" above which the all-particle cosmic-ray spectrum measured near Earth shows a significant steepening. This could provide support to the scenario first proposed by Völk & Biermann (1988) that the very-high energy Galactic cosmic-rays are produced by massive stars exploding into their former stellar wind.

In this context, it is instructive to estimate the total energy acquired by the cosmic-ray particles in SN 1993J during the early stage of interaction between the SN ejecta and the red supergiant wind:

$$E_{\rm CR} \cong \int_{t_0}^{t_f} \epsilon_{\rm nt} \times \frac{1}{2} \rho_u V_{\rm s}^3 \times 4\pi R_{\rm s}^2 {\rm d}t = 7.4 \times 10^{49} \ {\rm erg}, \tag{50}$$

where $t_f = 3100$ days and $\epsilon_{\rm nt}$ is the acceleration efficiency shown in Fig. 5. It is remarkable that the value obtained for $E_{\rm CR}$ is very close to the mean energy per SN required to account for the Galactic cosmic-ray luminosity, $\approx 7.5 \times 10^{49}$ erg (Tatischeff 2008). Before day ~3100, i.e. during the first ~8.5 years after explosion, the forward shock processed in the expansion a total energy of 4.0×10^{50} erg and the mean acceleration efficiency was $\langle \epsilon_{\rm nt} \rangle = 19\%$.

Most of the cosmic rays accelerated during this early stage were advected downstream from the shock and will remain inside the SNR until it merges with the interstellar medium. These particles suffer adiabatic losses and their energy decreases like $R_{\rm s}^{-1}$ (e.g. Drury 1996). Thus, they will make a negligible contribution to the interstellar cosmic-ray population at the end of the SNR. But as shown in Fig. 16, the highest-energy cosmic-rays are expected to escape continuously the shock system from upstream, due to the finite size of the acceleration region. The value obtained for $E_{\rm CR}$ (Eq. (50)) suggests that these very-high energy particles could be important to the origin of interstellar cosmic rays above ~10^{15} eV.

At day ~3100 after outburst, the blast wave started to expand into a more diluted CSM resulting from a lower mass loss

[5] A simple estimate of $f_{\rm esc}$ may be derived by assuming that the upstream escape boundary at $z = f_{\rm esc} R_{\rm s}$ corresponds to the distance for which the MHD growth timescale $\tau_{\rm nr}(z) = t$. We then obtain from Eq. (43)

$$f_{\rm esc} \approx \frac{\epsilon_{\rm nt} \eta_{\rm mfp} m M_{{\rm A},u}}{3\Phi}. \tag{49}$$

For $\epsilon_{\rm nt} = 0.1$, $\Phi = 15$, $\eta_{\rm mfp} = 3$, $m = 0.83$, and $M_{{\rm A},u} = 9.5$ (see above), we get $f_{\rm esc} \approx 0.05$. However, the full interpretation of this result is beyond the scope of this paper.

rate of the SN progenitor more than ~9000 years before explosion (see Weiler et al. 2007). The CSM density structure of SN 1993J can be explained by stellar evolution calculations that show that red supergiant stars can undergo a stage of intensified mass loss for few 10^4 years before SN explosion (Heger et al. 1997). After day ~3100 post-outburst, an additional number of very-high energy cosmic-rays could have escaped the shock region into the interstellar medium, because their diffusion length ℓ_u has increased ($\ell_u \propto B_u^{-1} \propto \rho_u^{-1/2}$; see Eq. (41)). Significant variations in the mass loss activity of red supergiant stars prior to explosion are commonly inferred from radio observations of type II SNe (Weiler et al. 2002).

These results suggest that Galactic cosmic rays of energies above ~10^{15} eV could be produced immediately after the explosion of massive stars (Völk & Biermann 1988; Biermann 1993), provided that the acceleration efficiency found for SN 1993J is typical of most SNe and that the mass-loss rate obtained for the progenitor of this type IIb SN, $\dot{M}_{\rm RSG} = 3.8 \times 10^{-5}\ M_\odot\ {\rm yr}^{-1}$, is close to the mean mass-loss rate of red supergiant stars prior to explosion.

4.5. SN 1993J as a gamma-ray source

Kirk et al. (1995) pointed out that radio SNe could emit a large flux of very-high energy gamma rays arising from the decay of neutral pions created in hadronic collisions of cosmic rays with target nuclei. A detection of the predicted TeV emission with ground-based atmospheric Cherenkov telescopes would provide a direct confirmation of efficient acceleration of high-energy protons in SN explosions.

According to Kirk et al. (1995), SN 1993J was a promising target for detection, with a predicted flux of gamma-rays above 1 TeV of $F_\gamma(>1\ {\rm TeV}) = 2 \times 10^{-12}\ {\rm cm}^{-2}\ {\rm s}^{-1}$ for years after outburst. But their calculations assumed a much flatter CSM density profile, $\rho_{\rm CSM} \propto R^{-1.5}$, than the standard radial dependence $\rho_{\rm CSM} \propto R^{-2}$ found here.

The gamma-ray flux can be estimated from

$$F_\gamma(>1\ {\rm TeV}) \approx \frac{q_\gamma(>1\ {\rm TeV})\langle n_{\rm p}\rangle\langle \epsilon_{\rm CR}\rangle V}{4\pi D^2}, \tag{51}$$

where $q_\gamma(>1\ {\rm TeV}) \approx 10^{-17}$ photons ${\rm s}^{-1}\ {\rm erg}^{-1}\ {\rm cm}^3$ (H-atom)$^{-1}$ is the gamma-ray emissivity, which depends on the cosmic-ray spectrum produced at the shock (Drury et al. 1994) and $\langle n_{\rm p}\rangle \approx n_d^{\rm e}/(1+2X)$ (see Eq. (36)) is the mean density of hydrogen nuclei in the downstream volume V occupied by the cosmic rays, whose mean energy density is $\langle \epsilon_{\rm CR}\rangle \approx 3P_{\rm CR}$. In first approximation we can identify the volume V with that of the shocked CSM:

$$V \approx \frac{4\pi}{3}\left(R_{\rm s}^3 - R_{\rm CD}^3\right) \approx \frac{2\pi}{3}R_{\rm s}^3\ , \tag{52}$$

where $R_{\rm CD} = R_{\rm s}/1.27$ is the radius of the contact discontinuity (Fig. 6). We then obtain

$$F_\gamma(>1\ {\rm TeV}) \approx 2\times 10^{-12}\left(\frac{D}{3.63\ {\rm Mpc}}\right)^{-2}\left(\frac{\dot{M}_{\rm RSG}}{3.8\times 10^{-5}\ M_\odot\ {\rm yr}^{-1}}\right)^2 \times\left(\frac{u_w}{10\ {\rm km\ s}^{-1}}\right)^{-2}\left(\frac{t}{1\ {\rm day}}\right)^{-1}\ {\rm cm}^{-2}\ {\rm s}^{-1}, \tag{53}$$

where we have used $\xi_{\rm CR} \approx 0.04(t/1\ {\rm day})^{1-m}$ (see Fig. 15).

But the TeV gamma-ray emission can be attenuated by the pair production process $\gamma + \gamma \rightarrow {\rm e}^+ + {\rm e}^-$ in the strong radiation field from the SN ejecta. The corresponding optical depth at the gamma-ray energy E_γ can be estimated from

$$\tau_{\gamma\gamma}(E_\gamma) \approx R_{\rm s}\kappa_{\gamma\gamma}(E_\gamma), \tag{54}$$

where

$$\kappa_{\gamma\gamma}(E_\gamma) = \frac{45\sigma_{\rm T}U_{\rm rad}}{8\pi^4 kT_{\rm bb}} f_{\gamma\gamma}(E_\gamma, T_{\rm bb}) \tag{55}$$

is the absorption coefficient in the diluted blackbody radiation field of temperature $T_{\rm bb}$ and energy density at the shock $U_{\rm rad}$ (Gould & Schréder 1967). The SN ejecta emitted mainly in the UV band during the first week after explosion and then in the optical for more than 120 days with a mean blackbody temperature $T_{\rm bb} \approx 7000$ K (Richmond et al. 1994; Lewis et al. 1994). For this temperature, the function $f_{\gamma\gamma}(E_\gamma, T_{\rm bb})$ reaches its maximum value ≈1 at $E_\gamma \approx 1$ TeV (see Gould & Schréder 1967). Using $U_{\rm rad} \approx L_{\rm bol}/(4\pi c R_{\rm s}^2)$ with the power-law approximation of Fransson & Björnsson (1998) for the evolution of the SN bolometric luminosity (Eq. (32)), we obtain

$$\tau_{\gamma\gamma}(E_\gamma) \approx 179\left(\frac{t}{10\ {\rm days}}\right)^{-1.73}. \tag{56}$$

Thus, the early TeV emission of SN 1993J was strongly attenuated by photon-photon absorption. Multiplying the unabsorbed flux $F_\gamma(>1\ {\rm TeV})$ given by Eq. (53) by the attenuation factor $A_{\gamma\gamma} = \exp(-\tau_{\gamma\gamma})$, we find that the flux reached a maximum of $\approx 4\times 10^{-15}\ {\rm cm}^{-2}\ {\rm s}^{-1}$ about 270 days after explosion, which is a factor of ≈40 lower than the 5σ sensitivity of the High Energy Stereoscopic System (HESS) of atmospheric Cherenkov telescopes for 25 h of observation near zenith (Aharonian et al. 2006).

Below ~50 GeV, gamma rays are not attenuated by pair production in collisions with optical photons. The total gamma-ray flux in the energy range 1–50 GeV can be readily estimated from Eq. (51) using the emissivity $q_\gamma(>1\ {\rm GeV}) \approx 10^{-14}$ photons ${\rm s}^{-1}\ {\rm erg}^{-1}\ {\rm cm}^3$ (H-atom)$^{-1}$ (Drury et al. 1994). It gives for SN 1993J

$$F_\gamma(>1\ {\rm GeV}) \approx 2\times 10^{-9}\left(\frac{t}{1\ {\rm day}}\right)^{-1}\ {\rm cm}^{-2}\ {\rm s}^{-1}. \tag{57}$$

The mean flux of gamma rays above 1 GeV from day 1 to day 8 after outburst is then $\approx 6\times 10^{-10}\ {\rm cm}^{-2}\ {\rm s}^{-1}$, which is ≈14 times lower than the 5σ sensitivity of the LAT instrument on the *Fermi* Gamma-ray Space Telescope for one week of observation in the survey mode[6]. This suggests that a SN similar to SN 1993J in terms of progenitor wind properties and cosmic-ray acceleration efficiency could be detected in π^0-decay gamma-rays with *Fermi* out to a maximum distance of ~1 Mpc.

5. Conclusions

Inspired by previous works on the morphology of synchrotron emission in Galactic SNRs (Cassam-Chenaï et al. 2005), I have employed a model to explain the radio emission of SN 1993J, which includes nonlinear effects of the diffusive shock acceleration mechanism. The model states that cosmic-ray ions are accelerated at the SN blast wave and their pressure modifies the shock structure. Therefore, the energy spectrum of the accelerated electrons depends on the rate of injection of shocked

[6] As calculated with the LAT source detectability tool at http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/proposals/detectability.html

protons into the acceleration process. The nonthermal electrons suffer both adiabatic and radiative losses during their advection downstream the shock, which modify their energy distribution. The hydrodynamic evolution of the postshock plasma is calculated by assuming that the SN expansion is self-similar. The relativistic electrons emit synchrotron radiation in the ambient magnetic field and the corresponding radio emission is worked out from radiative transfer calculations that include the process of synchrotron self-absorption. The magnetic field amplification associated with the efficient production of cosmic-rays is not calculated in the framework of the model, but instead the strength of the amplified field is determined from a fit to the radio data. The model contains three other parameters to be fitted to the data: the shocked proton and electron injection rates into the DSA process and the mass loss rate of the SN progenitor.

The extensive radio observations of SN 1993J make this object a unique "laboratory" to study cosmic-ray acceleration in a SN shock. In particular, the VLBI imaging observations that resulted in detailed measurements of the SN expansion are of prime interest for the DSA theory. By applying the model to both the high-resolution brigthness profile at 3.6 cm measured by Biethenholz et al. (2003) and radio light curves at six frequencies reported by Weiler et al. (2007), I have obtained the following main conclusions:

1. The CSM density profile is consistent with a constant, steady wind of the red supergiant progenitor of the SN for ~9000 years before explosion. Contrary to previous claims, SN 1993J is not markedly different from the other studied radio SNe with regards to the mass loss evolution of the progenitor star. The best-fit mass-loss rate is $\dot{M}_{\rm RSG} = 3.8 \times 10^{-5}\ M_\odot\ {\rm yr}^{-1}$ for the assumed stellar wind terminal velocity $u_w = 10$ km s^{-1} and CSM temperature $T_{\rm CSM} = 2 \times 10^5$ K.
2. The observed morphology of the radio emission provides evidence that part of the synchrotron radiation (≈17% of the total flux density at day 2787 post-outburst) is produced by electrons accelerated at the reverse shock.
3. The best-fit rate of injection of cosmic-ray protons into the DSA process at the forward shock is $\eta^{\rm p}_{\rm inj} = 10^{-4}$, with an estimated error of a factor of two. The calculated fraction of the total incoming energy flux converted by the blast wave to cosmic-ray energy during the first ~8.5 years after explosion is $\langle \epsilon_{\rm nt} \rangle = 19\%$. The shock modification induced by the back-pressure from the accelerated ions is increasing with time after outburst. However, the cosmic-ray pressure accounts for less than 20% of the total postshock pressure at all times, such that the shock modification remains relatively weak.
4. The best-fit cosmic-ray electron injection rate is $\eta^{\rm e}_{\rm inj} = 1.1 \times 10^{-5}$ and the calculated electron-to-proton density ratio at 10 GeV is $K_{\rm ep} \approx 2 \times 10^{-3}$. The obtained value of $K_{\rm ep}$ is lower than that measured in the Galactic cosmic-rays near Earth, $\approx 10^{-2}$. The latter number, however, results from cosmic-ray transport in the Galaxy and therefore is probably not indicative of the relativistic electron-to-proton ratio at the source of cosmic-ray acceleration.
5. The synchrotron energy losses suffered by the radiating electrons in the postshock magnetic field are important for the modeling of both the radio light curves and the morphology of the radio emission. The inferred magnetic field is broadly consistent with that expected from an amplification in the shock precursor region by the nonresonant regime of the cosmic-ray streaming instability. The magnetic field immediately upstream from the subshock is found to be $B_u = B_{u0}(t/1\ {\rm day})^b$ with $b \approx -1$ and $B_{u0} = 50 \pm 20$ G. The measured field strength is higher by a factor of 2 to 5 than the saturated value of the turbulent magnetic field predicted from the model of Bell (2004) for the turbulence generation. The energy density in the amplified magnetic field is found to obey the relation
$$\frac{B_u^2}{8\pi} \approx 10^{-1} P_{\rm CR} \left(\frac{V_{\rm s}}{3 \times 10^4\ {\rm km\ s^{-1}}} \right). \tag{58}$$
6. The turbulent magnetic field amplified in the precursor region is not damped behind the shock (as proposed by Pohl et al. 2005, for Galactic SNRs) but essentially carried along by the plasma flow in the downstream region.
7. The magnetic field amplification increases the DSA rate, thus allowing the rapid acceleration of cosmic-ray protons to energies well above 10^{15} eV. The proton maximum energy is find to be limited by the finite confinement size of the shock, which implies that the highest-energy cosmic rays continuously escaped the acceleration region from upstream during the first ~8.5 years after explosion. After that time, when the blast wave passed the limit of the dense CSM established by a stage of high mass loss from the red supergiant progenitor prior to explosion, an additional number of very-high energy protons probably escaped into the interstellar medium. The results obtained for this SN provide support to the model of Völk & Biermann (1988) and Biermann (1993) that the Galactic cosmic-rays above $\sim 10^{15}$ eV are accelerated in the explosion of massive stars, during the early stage of interaction of the SN ejecta with the progenitor wind.
8. The early emission from SN 1993J of TeV gamma-rays produced in hadronic collisions of accelerated cosmic-rays with ambient material was strongly attenuated by pair production in the dense radiation field from the SN ejecta. The flux at Earth of photons of energy above 1 TeV reached a maximum of only $\approx 4 \times 10^{-15}$ cm^{-2} s^{-1} at day ~270 after explosion. Above 1 GeV, the flux is found to be $F_\gamma(>1\ {\rm GeV}) \approx 2 \times 10^{-9} (t/1\ {\rm day})^{-1}$ cm^{-2} s^{-1}. This result suggests that type II SNe could be detected in π^0-decay gamma-rays with the *Fermi* Gamma-ray Space Telescope out to a maximum distance of only ~1 Mpc.

Acknowledgements. It is a pleasure to thank Margarita Hernanz for numerous discussions and her hospitality at IEEC-CSIC, where most of this work has been done. I am greatly indebted to Jean-Pierre Thibaud for his generous and stimulating input throughout the writing of the paper. I am also greatful to Gamil Cassam-Chenaï, Anne Decourchelle, Jürgen Kiener, Alexandre Marcowith, and Régis Terrier for numerous illuminating discussions and to Roger Chevalier for his critical reading of the manuscript. Financial support from the Generalitat de Catalunya through the AGAUR grant 2006-PIV-10044 and the project SGR00378 is acknowledged.

Appendix A: Magnetic field evolution from the parametric model of Weiler et al.

Weiler et al. (1986, 2002, and references therein) have developed a semi-phenomenological model to described the light curves of radio SNe. In this model, the flux density at a given frequency ν and time t after outburst can be expressed as
$$F({\rm mJy}) = K_1 \left(\frac{\nu}{5\ {\rm GHz}} \right)^\alpha \left(\frac{t}{1\ {\rm day}} \right)^\beta A^{\rm homog}_{\rm CSM} A^{\rm clumps}_{\rm CSM} A_{\rm SSA}, \tag{A.1}$$
where
$$A^{\rm homog}_{\rm CSM} = \exp\left(-\tau^{\rm homog}_{\rm CSM} \right), \tag{A.2}$$

$$A_{\rm CSM}^{\rm clumps} = \frac{1-\exp(-\tau_{\rm CSM}^{\rm clumps})}{\tau_{\rm CSM}^{\rm clumps}}, \quad (A.3)$$

and

$$A_{\rm SSA} = \frac{1-\exp(-\tau_{\rm SSA})}{\tau_{\rm SSA}}, \quad (A.4)$$

with

$$\tau_{\rm CSM}^{\rm homog} = K_2\left(\frac{\nu}{5\ {\rm GHz}}\right)^{-2.1}\left(\frac{t}{1\ {\rm day}}\right)^{\delta}, \quad (A.5)$$

$$\tau_{\rm CSM}^{\rm clumps} = K_3\left(\frac{\nu}{5\ {\rm GHz}}\right)^{-2.1}\left(\frac{t}{1\ {\rm day}}\right)^{\delta'}, \quad (A.6)$$

and

$$\tau_{\rm SSA} = K_5\left(\frac{\nu}{5\ {\rm GHz}}\right)^{\alpha-2.5}\left(\frac{t}{1\ {\rm day}}\right)^{\delta''}. \quad (A.7)$$

Here, K_1 represents the unabsorbed flux density in mJy, and K_2, K_3, and K_5 are the optical depths for attenuation by a homogeneous absorbing CSM, a clumpy or filamentary CSM, and internal SSA, respectively, at day one after outburst and for $\nu = 5$ GHz. The parameters δ, δ', and δ'' describe the time dependance of the optical depths $\tau_{\rm CSM}^{\rm homog}$, $\tau_{\rm CSM}^{\rm clumps}$, and $\tau_{\rm SSA}$. The parameters α and β are the spectral index and rate of decline, respectively, in the optically thin phase. The model thus contains nine free parameters to be determined from fits to the data. The best-fit parameters can then be related to physical quantities in the system (see, e.g., Sect. 2.2 for the presupernova mass-loss rate). Other attenuation processes were taken into account for some SNe, e.g. FFA by an ionized medium on the light of sight far from the SN progenitor, but there are not important for SN 1993J (Weiler et al. 2007).

We show here that an estimate of the mean magnetic field strength in the radio emission region, $\langle B\rangle$, can be obtained from a comparison of this parametric model with the SSA model of Chevalier (1998). In the latest formalism, the synchrotron emission is produced by relativistic electrons having a power-law energy distribution: $N_{\rm e}(E) = N_0E^{-\gamma}$, where the spectral index γ is independent of time. The emitting spherical shell is approximated by a planar region in the plane of the sky with an area πR^2, where R is the radius. In the absence of FFA by an external medium, the observable flux density can be written as

$$F_\nu = S_\nu[1-\exp(-\tau_{\rm SSA})], \quad (A.8)$$

with

$$S_\nu = \frac{\pi R^2}{D^2}\frac{c_5(\gamma)c_9(\gamma)}{c_6(\gamma)c_9'(\gamma)}\langle B\rangle^{-1/2}\left(\frac{\nu}{2c_1}\right)^{5/2}, \quad (A.9)$$

where D is the source distance, the constant $c_1 = 6.26\times10^{18}$ in cgs units, $c_5(\gamma)$, $c_6(\gamma)$, and $c_9(\gamma)$ are tabulated as a function of γ by Pacholczyk (1970) and

$$c_9'(\gamma) = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{\Gamma[(\gamma+6)/4]}{\Gamma[(\gamma+8)/4]}, \quad (A.10)$$

Γ being the gamma function. The factors $c_9(\gamma)$ and $c_9'(\gamma)$ arise from the averaging of the synchrotron emission and absorption coefficients, respectively, over the particle pitch angle ϕ (Longair 1994)[7]. We note that

$$\frac{c_5(\gamma)c_9(\gamma)}{c_6(\gamma)c_9'(\gamma)} = 3.49\times10^{17}c(\gamma)\ ({\rm cgs\ units}), \quad (A.11)$$

where the expression for $c(\gamma)$ can be found in Fransson & Björnsson (1998, Eq. (29)). Calculated values of $c(\gamma)$ are given in Table A.1 for seven values of γ. By equating the flux density from Eq. (A.8) with the one obtained from the model of Weiler et al. (Eq. (A.1)) for $A_{\rm CSM}^{\rm homog} = A_{\rm CSM}^{\rm clumps} = 1$, we get

$$\langle B\rangle = 0.135c(\gamma)^2\left(\frac{R_0}{10^{14}\ {\rm cm}}\right)^4\left(\frac{D}{1\ {\rm Mpc}}\right)^{-4}\left(\frac{K_5}{K_1}\right)^2 \times\left(\frac{t}{1\ {\rm day}}\right)^{4m-2(\beta-\delta'')}\ {\rm G}, \quad (A.12)$$

where we have identified the radius R with the forward shock radius $R_{\rm s} = R_0(t/1\ {\rm day})^m$.

Equation (A.12) can in principle provide an estimate of the mean magnetic field in the synchrotron-emitting region as a function of the fitted parameters K_1, K_5, β, and δ''. But in the case of combined SSA and FFA, the result strongly depends on the FFA model, which is uncertain (Sect. 2.2). Thus, with the best-fit parameters $\beta = -0.73$ and $\delta'' = -2.05$ obtained for SN 1993J by Weiler et al. (2007), one gets the unreasonable time dependence $\langle B\rangle \propto t^{0.68}$ (for $m = 0.83$). We argue in Sect. 4.3 that magnetic field amplification by cosmic-ray streaming should lead to $\langle B\rangle \propto t^{-b}$ with $b \approx 1$, as long as the shock is not strongly modified by the back pressure from the energetic ions. Thus, we expect the relation

$$\beta - \delta'' \approx \frac{4m+1}{2} \quad (A.13)$$

to hold in most of the cases. Using this constraint in the fitting procedure could allow to better determine the physical parameters of radio SNe, in particular the mass loss rate of the progenitor star.

Table A.1. Parameter $c(\gamma)$ for use in Eq. (A.12).

γ	1.5	2	2.5	3	3.5	4	4.5
$c(\gamma)$	0.724	0.492	0.367	0.289	0.236	0.197	0.169

Appendix B: Radiative transfer calculations

The synchrotron emission coefficient (in erg cm^{-3} s^{-1} sr^{-1} Hz^{-1}) averaged over the pitch angle is given as a function of radius by (see, e.g., Pacholczyk 1970)

$$\epsilon_\nu(R) = \frac{1}{8\pi}\int_0^\pi \sin\phi{\rm d}\phi\int_0^\infty p_\nu(E,\phi,R)N_{\rm e}(E,R){\rm d}E \quad (B.1)$$

and the absorption coefficient (cm^{-1}) by

$$\kappa_\nu(R) = -\frac{c^2}{8\pi\nu^2}\int_0^\pi \sin\phi{\rm d}\phi\int_0^\infty p_\nu(E,\phi,R)E^2 \times\frac{\partial}{\partial E}\left(\frac{N_{\rm e}(E,R)}{E^2}\right){\rm d}E, \quad (B.2)$$

[7] These quantities were not taken into account by Chevalier (1998), who made the approximation of replacing $\langle B\rangle\sin\phi$ by $\langle B\rangle$.

where $p_\nu(E,\phi,R)$ is the total emitted power per frequency per electron given in cgs units by the well-known formula

$$p_\nu(E,\phi,R) = \frac{\sqrt{3}e^3 B(R)\sin\phi}{m_e c^2}\frac{\nu}{\nu_c}\int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta)\mathrm{d}\eta. \quad (B.3)$$

Here, $-e$ is the electron charge, $K_{5/3}$ the modified Bessel function, and

$$\nu_c = \frac{3e}{4\pi m_e^3 c^5} B(R) E^2 \sin\phi \quad (B.4)$$

the critical frequency. In the computer code I have developed, the emission coefficient is calculated by numerical integration of Eq. (B.1) using the tabulation of Pacholczyk (1970) for the integral of the modified Bessel function. The absorption coefficient is obtained by approximating the electron energy distribution by a power law $N_e(E_c,R) = N_0(R)E_c^{-\gamma}$ near the characteristic energy

$$E_c = \left(\frac{4\pi m_e^3 c^5 \nu}{3eB(R)\sin\phi}\right)^{1/2}. \quad (B.5)$$

The absorption coefficient can then be simplified to (Pacholczyk 1970; Longair 1994)

$$\kappa_\nu(R) = c_6(\gamma)c_9'(\gamma)N_0(R)B(R)^{(\gamma+2)/2}\left(\frac{\nu}{2c_1}\right)^{-(\gamma+4)/2}. \quad (B.6)$$

This approximation is used to speed up the computation time. Its accuracy has been checked by solving numerically Eq. (B.2).

The brightness profile, $I_\nu(\rho)$, where ρ is the distance to the center of the disk resulting from the projection of the SNR onto the plane of the sky, is calculated from the source function $S_\nu \equiv \epsilon_\nu/\kappa_\nu$ by solving the standard transfer equation (Rybicki & Lightman 1979):

$$I_\nu(\rho) = \int_0^{\tau_\nu} e^{-(\tau_\nu-\tau_\nu')} S_\nu(\tau_\nu')\mathrm{d}\tau_\nu', \quad (B.7)$$

where the optical depths to SSA are defined as

$$\tau_\nu = \int_{-\ell\times H(\rho-\rho_{\rm abs})}^{\ell} \kappa_\nu(R)\mathrm{d}z, \quad (B.8)$$

$$\tau_\nu' = \int_{-\ell\times H(\rho-\rho_{\rm abs})}^{z} \kappa_\nu(R)\mathrm{d}z, \quad (B.9)$$

with $\ell = \sqrt{R_s^2-\rho^2}$ and $z = \sqrt{R^2-\rho^2}$. The term $H(\rho-\rho_{\rm abs})$ accounts for attenuation of the emission from the side of the shell moving away from us by FFA in the interior of the SNR (e.g. Chevalier 1982b); here H denotes the Heaviside step-function ($H(x) = 0$ for $x < 0$, $H(x) = 1$ for $x \geq 0$). For simplicity, this absorption is modeled by a completely opaque disk of radius $\rho_{\rm abs}$ in the center of the remnant. Other absorption models were studied by Bietenholz et al. (2003). We note that FFA of the radio waves in the presupernova wind is not taken into account in Eq. (B.7). In the limit of negligible SSA (i.e. optically-thin emission) Eq. (B.7) reduces to

$$I_\nu(\rho) = \int_{-\ell\times H(\rho-\rho_{\rm abs})}^{\ell} \epsilon_\nu(R)\mathrm{d}z. \quad (B.10)$$

Finally, the total flux density is given by

$$F_\nu = \frac{2\pi}{D^2}\int_0^{R_s} \rho I_\nu(\rho)\mathrm{d}\rho. \quad (B.11)$$

This quantity is multiplied by the attenuation factor $A_{\rm CSM}^{\rm clumps}$ (Eq. (A.3)) for the modeling of the radio emission at early epochs when external FFA is important.

References

Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. (HESS Collaboration) 2006, A&A, 457, 899
Amato, E., & Blasi, P. 2006, MNRAS, 371, 1251
Arnett, W. D. 1988, ApJ, 331, 377
Axford, W. I. 1994, ApJS, 90, 937
Baring, M. G., Ellison, D. C., Reynolds, S. P., Grenier, I. A., & Goret, P. 1999, ApJ, 513, 311
Bartel, N., Bietenholz, M. F., Rupen, M. P., et al. 1994, Nature, 368, 610
Bartel, N., Bietenholz, M. F., Rupen, M. P., et al. 2000, Science, 287, 112
Bartel, N., Bietenholz, M. F., Rupen, M. P., et al. 2002, ApJ, 581, 404
Bartel, N., Bietenholz, M. F., Rupen, M. P., & Dwarkadas, V. V. 2007, ApJ, 668, 924
Bell, A. R. 2004, MNRAS, 353, 550
Bell , A. R., & Lucek, S. G. 2001, MNRAS, 327, 433
Berezhko, E. G. 2008, Adv. Space Res., 41, 429
Berezhko, E. G., & Ellison, D. C. 1999, ApJ, 526, 385
Berezhko, E. G., & Völk, H. J. 2006, A&A, 451, 981
Biermann, P. L. 1993, A&A, 271, 649
Bietenholz, M. F., Bartel, N., & Rupen, M. P. 2003, ApJ, 597, 374
Björnsson, C.-I., & Fransson, C. 2004, ApJ, 605, 823
Blasi, P., Gabici, S., & Vannoni, G. 2005, MNRAS, 361, 907
Cassam-Chenaï, G., Decourchelle, A., Ballet, J., & Ellison, D. C. 2005, A&A, 443, 955
Cassam-Chenaï, G., Hughes, J. P., Ballet, J., & Decourchelle, A. 2007, ApJ, 665, 315
Cassam-Chenaï, G., Hughes, J. P., Reynoso, E. M., Badenes, C., & Moffett, D. 2008, ApJ, 680, 1180
Chevalier, R. A. 1982a, ApJ, 258, 790
Chevalier, R. A. 1982b, ApJ, 259, 302
Chevalier, R. A. 1983, ApJ, 272, 765
Chevalier, R. A. 1996, in Radio Emission from the Stars and the Sun, ed. A. R. Taylor, & J. M. Paredes (San Francisco: ASP), 125
Chevalier, R. A. 1998, ApJ, 499, 810
Chevalier, R. A., & Fransson, C. 2006, ApJ, 651, 381
Chevalier, R. A., Blondin, J. M., & Emmering, R. T. 1992, ApJ, 392, 118
Decourchelle, A. 2005, in X-Ray and Radio Connections, ed. L. O. Sjouwerman, & K. K. Dyer, Published electronically by NRAO, http://www.aoc.nrao.edu/events/xraydio
Decourchelle, A., & Ballet, J. 1994, A&A, 287, 206
Decourchelle, A., Ellison, D. C., & Ballet, J. 2000, ApJ, 543, L57
Drury, L. O. 1996, Space Sci. Rev., 75, 269
Drury, L. O., Aharonian, F. A., & Völk, H. J. 1994, A&A, 287, 959
Duffy, P., Ball, L., & Kirk, J. G. 1995, ApJ, 447, 364
Ellison, D. C., & Cassam-Chenaï, G. 2005, ApJ, 632, 920
Ellison, D. C., & Vladimirov, A. 2008, ApJ, 673, L47
Ellison, D. C., Berezhko, E. G., & Baring, M. G. 2000, ApJ, 540, 292
Ellison, D. C., Decourchelle, A., & Ballet, J. 2005, A&A, 429, 569
Fransson, C., & Björnsson, C.-I. 1998, ApJ, 509, 861
Fransson, C., & Björnsson, C.-I. 2005, Cosmic Explosions, On the 10th Anniversary of SN1993J, IAU Coll., 192, 59
Fransson, C., Lundqvist, P., & Chevalier, R. A. 1996, ApJ, 461, 993
Freedman, W. L., Hughes, S. M., Madore, B. F., et al. 1994, ApJ, 427, 628
Gould, R. J. 1975, ApJ, 196, 689
Gould, R. J., & Schréder, G. P. 1967, Phys. Rev., 155, 1404
Heger, A., Jeannin, L., Langer, N., & Baraffe, I. 1997, A&A, 327, 224
Helder, E. A., & Vink, J. 2008, ApJ, 686, 1094
Hughes, J. P., Rakowski, C. E., & Decourchelle, A. 2000, ApJ, 543, L61
Immler, S., Aschenbach, B., & Wang, Q. D. 2001, ApJ, 561, L107
Iwamoto, K., Young, T. R., Nakasato, N., et al. 1997, ApJ, 477, 865
Jones, F. C., & Ellison, D. C. 1991, Space Sci. Rev., 58, 259
Jun, B.-I., & Norman, M. L. 1996, ApJ, 465, 800
Jun, B.-I., Norman, M. L., & Stone, J. M. 1995, ApJ, 453, 332
Kirk, J. G., Duffy, P., & Ball, L. 1995, A&A, 293, L37
Lewis, J. R., Walton, N. A., Meikle, W. P. S., et al. 1994, MNRAS, 266, L27
Longair, M. S. 1994, High Energy Astrophysics (Cambridge University press)
Malkov, M. A., & O'C Drury, L. 2001, Rep. Prog. Phys., 64, 429
Marcaide, J. M., Alberdi, A., Elosegui, P., et al. 1994, ApJ, 424, L25
Marcaide, J. M., Alberdi, A., Ros, E., et al. 1995, Science, 270, 1475
Marcaide, J. M., Alberdi, A., Ros, E., et al. 1997, ApJ, 486, L31
Marcowith, A., Lemoine, M., & Pelletier, G. 2006, A&A, 453, 193
McKenzie, J. F., & Völk, H. J. 1982, A&A, 116, 191
Mioduszewski, A. J., Dwarkadas, V. V., & Ball, L. 2001, ApJ, 562, 869
Morlino, G., Amato, E., & Blasi, P. 2009, MNRAS, 392, 240
Nadyozhin, D. K. 1985, Ap&SS, 112, 225

Natta, A., & Panagia, N. 1984, ApJ, 287, 228
Pacholczyk, A. G. 1970, Radio Astrophysics (San Francisco: Freeman)
Parizot, E., Marcowith, A., Ballet, J., & Gallant, Y. A. 2006, A&A, 453, 387
Pelletier, G., Lemoine, M., & Marcovith, A. 2006, A&A, 453, 181
Pérez-Torres, M. A., Alberdi, A., & Marcaide, J. M. 2001, A&A, 374, 997
Pohl, M., Yan, H., & Lazarian, A. 2005, ApJ, 626, L101
Reynolds, S. P. 1998, ApJ, 493, 375
Richmond, M. W., Treffers, R. R., Filippenko, A. W., et al. 1994, AJ, 107, 1022
Ripero, J., Garcia, F., Rodriguez, D., et al. 1993, IAU Circ., 5731, 1
Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1979, Radiative Processes in Astrophysics (New York: Wiley)
Shigeyama, T., Suzuki, T., Kumagai, S., et al. 1994, ApJ, 420, 341
Soderberg, A. M., Kulkarni, S. R., Berger, E., et al. 2005, ApJ, 621, 908
Soderberg, A. M., Berger, E., Page, K. L., et al. 2008, Nature, 453, 469
Tatischeff, V. 2008, in Proc. of Supernovae: lights in the darkness (XXIII Trobades Cientifiques de la Mediterrania), PoS(028) [arXiv:0804.1004]
Tatischeff, V., & Hernanz, M. 2007, ApJ, 663, L101
Tran, H. D., Filippenko, A. V., Schmidt, G. D., et al. 1997, PASP, 109, 489
Uchiyama, Y., Aharonian, F. A., Tanaka, T., Takahashi, T., & Maeda, Y. 2007, Nature, 449, 576
Van Dyk, S. D., Weiler, K. W., Sramek, R. A., Rupen, M. P., & Panagia, N. 1994, ApJ, 432, L115
Vladimirov, A., Ellison, D. C., & Bykov, A. 2006, ApJ, 652, 1246
Völk, H. J., & Biermann, P. L. 1988, ApJ, 333, L65
Völk, H. J., Berezhko, E. G., Ksenofontov, L. T., & Rowell, G. P. 2002, A&A, 396, 649
Völk, H. J., Berezhko, E. G., & Ksenofontov, L. T. 2005, A&A, 433, 229
Warren, J. S., Hughes, J. P., Badenes, C., et al. 2005, ApJ, 634, 376
Weiler, K. W., Sramek, R. A., Panagia, N., van der Hulst, J. M., & Salvati, M. 1986, ApJ, 301, 790
Weiler, K. W., Panagia, N., & Sramek, R. A. 1990, ApJ, 364, 611
Weiler, K. W., Panagia, N., Montes, M. J., & Sramek, R. A. 2002, ARA&A, 40, 387
Weiler, K. W., Williams, C. L., Panagia, N., et al. 2007, ApJ, 671, 1959
Wheeler, J. C., Barker, E., Benjamin, R., et al. 1993, ApJ, 417, L71
Young, T. R., Baron, E., & Branch, D. 1995, ApJ, 449, L51

Chapitre 3

A la recherche des rayons cosmiques de basse énergie

A côté des ondes de choc de novae et supernovae (Chapitre 2), diverses sources astrophysiques sont susceptibles de produire des rayons cosmiques en quantité significative. Les ondes de choc sont omniprésentes dans la galaxie et le mécanisme de Fermi du premier ordre est un processus universel d'accélération de particules. Ainsi, il est probable que des rayons cosmiques soient également produits dans les vents supersoniques des étoiles massives, qui en moyenne contiennent autant d'énergie cinétique que les supernovae (Parizot *et al.*, 2004). Par ailleurs, des particules non thermiques sont probablement injectées dans le milieu interstellaire de la Voie lactée par des dizaines de milliards d'étoiles de type solaire. En effet, des rayons cosmiques dits "anormaux" sont accélérés dans des ondes de choc de l'héliogaine interne à la limite de l'héliosphère et nous avons toutes les raisons de penser que ce processus existe également dans les autres systèmes stellaires. D'après Scherer *et al.* (2008), l'ensemble des rayons cosmiques "anormaux" accélérés dans toutes les "astrosphères" pourrait constituer la principale population de particules non thermiques de moins de 300 MeV dans le milieu interstellaire. Notons également que certains objets compacts comme les microquasars pourraient contribuer de manière significative au rayonnement cosmique galactique (Heinz et Sunyaev, 2002).

Les rayons cosmiques provenant du milieu interstellaire ne peuvent atteindre le système solaire interne que s'ils sont capables de remonter le vent solaire et le champ magnétique associé, ce qui impose une limite inférieure à leur rigidité magnétique. Ainsi, les ions d'énergie cinétique inférieure à environ 0,5 GeV par nucléon dans le milieu interstellaire ne sont pas détectés au voisinage de la Terre. La preuve de cet effet, qui est appelé la *modulation solaire*, nous est fournie par l'anti-corrélation observée entre l'activité cyclique du soleil et le flux de rayons cosmiques galactiques de $\sim$1 GeV.

Lancées en 1977, les sondes Voyager s'approchent de l'héliopause, la frontière entre le vent solaire et le milieu interstellaire. Voyager 1, la plus rapide et la plus éloignée des deux sondes, se situe actuellement à 122 unités astronomiques du soleil. Les flux de particules enregistrés depuis 35 ans par les instruments à bord constituent un ensemble inestimable de données relatives au transport des rayons cosmiques dans l'héliosphère (Webber et Higbie, 2009). Mais il est probable que le spectre des rayons cosmiques galactiques soit déjà modifié au-delà de l'héliopause, dans une région appelée "l'héliogaine extérieure" constituée du milieu interstellaire perturbé par le déplacement de la cavité solaire (Scherer *et al.*, 2011). Du fait de cette modulation additionnelle, il est possible que les sondes Voyager ne puissent jamais mesurer le flux et la composition des rayons cosmiques de basse énergie dans le milieu interstellaire local.

La densité de rayons cosmiques d'énergie cinétique inférieure à une centaine de MeV par nucléon varie sans doute sensiblement d'une région à l'autre de la galaxie. D'après le modèle quasi-linéaire décrivant la propagation diffusive des rayons cosmiques dans le milieu interstellaire (Berezinskii *et al.*, 1990), le coefficient de diffusion des particules énergétiques s'écrit :

$$D \approx 10^{28}\beta\left(\frac{R}{1\ \mathrm{GV}}\right)^{0.5}\left(\frac{B}{3\ \mu\mathrm{G}}\right)^{-0.5}\ \mathrm{cm}^2\ \mathrm{s}^{-1}, \tag{3.1}$$

où $R = (pc/(Ze)$ est la rigidité de la particule et $B \approx 3\ \mu\mathrm{G}$ l'intensité moyenne du champ magnétique interstellaire. La longueur de diffusion d'un proton de 30 MeV ($D \approx 10^{27}$ cm^2 s^{-1}) est alors de l'ordre de

$$l_{\mathrm{diff}} \sim \sqrt{D\tau_{\mathrm{loss}}} \sim 60\ \mathrm{pc}\ , \tag{3.2}$$

où $\tau_{\mathrm{loss}} \approx 10^6$ ans est le temps caractéristique de perte d'énergie d'un proton de 30 MeV par ionisation du milieu interstellaire. Cette échelle spatiale est petite devant les dimensions de la Voie lactée[1]. Il faut donc s'attendre à ce que les rayons cosmiques de basse énergie se trouvent principalement autour de leur site d'accélération.

Si on ne sait donc pas grand chose à l'heure actuelle des flux et des compositions des rayons cosmiques d'énergie inférieure à quelques centaines de MeV par nucléon, faute de détection, tout indique que ces particules jouent un rôle important dans la galaxie. Ainsi, elles sont les principaux agents de l'ionisation et du chauffage des nuages moléculaires denses. La fraction d'ionisation de ces nuages conditionne à la fois les processus chimiques à l'œuvre dans ces milieux et le couplage du gaz avec le champ magnétique (voir Lequeux, 2002). Le chauffage des cœurs moléculaires denses contribue également à ralentir leur effondrement gravitationnel. Ainsi, les rayons cosmiques de basse énergie jouent un rôle essentiel de régulation de la formation des étoiles.

L'observation de la molécule H_3^+ dans des nuages interstellaires diffus a révélé d'importantes populations de rayons cosmiques de basse énergie (Indriolo et McCall, 2012). Cette molécule est principalement formée dans ces nuages par un processus en deux étapes, qui commence par l'ionisation de la molécule de dihydrogène par un rayon cosmique (RC),

$$\mathrm{H}_2 + \mathrm{RC} \rightarrow \mathrm{H}_2^+ + e^- + \mathrm{RC}'\ , \tag{3.3}$$

et se poursuit par une réaction rapide entre les molécules H_2^+ et H_2,

$$\mathrm{H}_2^+ + \mathrm{H}_2 \rightarrow \mathrm{H}_3^+ + \mathrm{H}\ . \tag{3.4}$$

Dans les nuages diffus, H_3^+ est principalement détruit par la recombinaison dissociative :

$$\mathrm{H}_3^+ + e^- \rightarrow \mathrm{H}_2 + \mathrm{H}\ \ \mathrm{ou}\ \ \mathrm{H} + \mathrm{H} + \mathrm{H}\ . \tag{3.5}$$

A l'état stationnaire, les taux de formation et de destruction de H_3^+ s'équilibrent, ce qui donne :

$$\zeta_2 n(\mathrm{H}_2) = k_e n(\mathrm{H}_3^+) n_e\ , \tag{3.6}$$

où ζ_2 est le taux d'ionisation de H_2 par les rayons cosmiques, k_e le coefficient de taux de recombinaison de H_3^+, et $n(\mathrm{H}_2)$, $n(\mathrm{H}_3^+)$ et n_e les densités de H_2, H_3^+ et d'électrons libres dans le milieu ambiant. Le coefficient k_e ayant été mesuré en laboratoire, l'évaluation des trois densités permet d'estimer ζ_2. Les résultats obtenus avec cette méthode montrent que le taux d'ionisation moyen dans les nuages diffus de la galaxie est plus de dix fois supérieur à celui calculé avec les seuls

[1]La forme générale de notre galaxie est celle d'un disque de structure spirale de 25 kpc (80 000 années-lumière) de diamètre entouré d'un halo sphérique d'environ 30 kpc de diamètre.

rayons cosmiques accélérés de manière "standard" dans les rémanents de supernova (Indriolo et McCall, 2012, et références incluses). Cela prouve l'existence d'importantes populations de rayons cosmiques de basse énergie dans la Voie lactée. Mais ni le spectre de ces particules, ni même leur nature – ions ou électrons – ne peuvent être déduits de ces observations.

D'autres mesures d'abondances moléculaires permettent d'estimer le taux d'ionisation par les rayons cosmiques dans les nuages interstellaires denses. Ainsi, Ceccarelli *et al.* (2011) ont trouvé $\zeta_2 \sim 10^{-15}$ s^{-1} à partir d'une mesure du rapport d'abondances DCO^+/HCO^+ dans un nuage moléculaire situé à proximité du rémanent de supernova W51C, ce qui est environ 100 fois plus élevé que le taux d'ionisation dit "standard" estimé par Spitzer (1978). Les diverses observations de la sorte réalisées ces dernières années confirment que la densité de rayons cosmiques de basse énergie varie beaucoup d'une région à l'autre de la galaxie (voir Eq. 3.2).

Un argument indépendant pour l'existence dans la Voie lactée de populations importantes de rayons cosmiques *hadroniques* non accélérés dans les rémanents de supernova est fourni par des mesures de l'abondance de Be dans de vieilles étoiles du halo. Ces observations nous renseignent sur la nucléosynthèse de cet élément au cours des premiers milliards d'années de la galaxie. Le béryllium n'est pas produit dans les étoiles mais résulte de réactions non thermiques de spallation de noyaux tels que ^{12}C, ^{14}N et ^{16}O. Nous savons maintenant depuis près de 20 ans que le rayonnement cosmique "standard" accéléré dans les rémanents de supernova ne suffit pas à expliquer les abondances de Be mesurées dans les étoiles pauvres en métaux (Cassé *et al.*, 1995). Il est possible qu'une nucléosynthèse supplémentaire de cet élément soit due à d'autres rayons cosmiques de relativement basse énergie[2] (voir Tatischeff et Kiener, 2011, et références incluses).

Comment identifier ces populations galactiques de rayons cosmiques de basse énergie ? Ici encore l'astronomie gamma pourrait être la solution. Mais pas celle des hautes énergies dont l'observatoire *Fermi* est l'actuel fer de lance, car le seuil en énergie des réactions de production de pions est trop élevé, e.g. $E_s = 280$ MeV pour la réaction $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$. L'émission gamma interstellaire observée par ce satellite est essentiellement produite par des rayons cosmiques d'énergie supérieure à 1 GeV. Non, la solution pourrait venir de l'astronomie gamma des moyennes énergies, c'est-à-dire celle du domaine 0,1 – 10 MeV. C'est en effet dans cette gamme d'énergie que sont produites les principales raies de désexcitation nucléaire générées par collision d'ions accélérés avec des atomes cibles. Un tel rayonnement est souvent observé au cours des éruptions solaires les plus violentes (Chapitre 1). La détection de l'émission similaire produite par les rayons cosmiques de basse énergie dans le milieu interstellaire devrait constituer l'un des objectifs scientifiques majeurs pour la prochaine génération de satellites gamma. Dans la première partie de ce chapitre (Sect. 3.1), nous discuterons de l'intensité de cette émission galactique et nous soulignerons sa grande richesse pour étudier tant les rayons cosmiques de basse énergie que certaines propriétés du milieu interstellaire.

Des rayons cosmiques de basse énergie peuvent également être détectés indirectement au travers d'une émission non-thermique de rayons X produits par différents processus atomiques. Ce traceur, qui nous a récemment permis de mettre en évidence la première source de rayons cosmiques hadroniques de basse énergie en dehors du système solaire (Tatischeff *et al.*, 2012), sera décrit dans la seconde partie de ce chapitre (Sect. 3.2). Nous présenterons alors quelques perspectives pour la détection de nouvelles sources de rayons cosmiques de basse énergie à partir d'observations astronomiques en rayons X.

[2]Les maxima des sections efficaces des réactions de spallation se situent généralement à des énergies comprises entre 10 et 100 MeV nucléon^{-1}. La production de ^{9}Be (le seul isotope stable du Be) est principalement due à des rayons cosmiques de moins de 1 GeV nucléon^{-1} (voir Ramaty *et al.*, 1997).

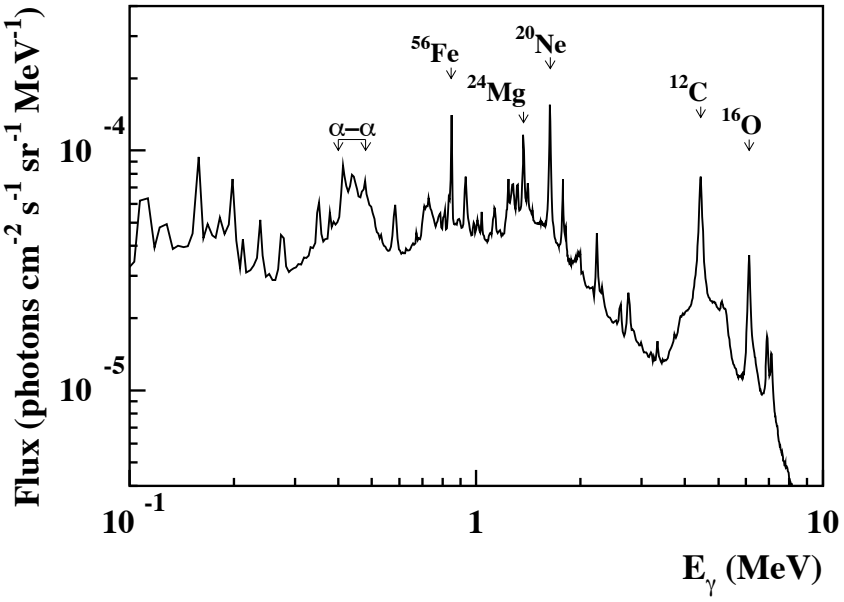

FIG. 3.1 – Spectre synthétique de l'émission diffuse de raies gamma produites par les rayons cosmiques dans les régions internes de notre galaxie (longitude $300° < \ell < 60°$, latitude $\mid b \mid < 10°$). Pour quelques raies significatives, les noyaux émetteurs sont indiqués. La structure large à ∼450 keV appelée "raie α–α" est principalement émise au travers de réactions de fusion $\alpha + {}^4$He (voir texte).

3.1 L'émission galactique de raies gamma nucléaires

Notre connaissance des mécanismes astrophysiques d'émission de raies gamma nucléaires doit beaucoup aux travaux de Reuven Ramaty et collaborateurs (Ramaty *et al.*, 1979; Kozlovsky *et al.*, 2002). Ces physiciens ont notamment étudié les sections efficaces de plusieurs dizaines de réactions nucléaires de production de photons gamma. Ces travaux ont été complétés à Orsay par des études sur accélérateur couplées à des calculs de physique nucléaire. Environ 100 sections efficaces de réaction ont été mesurées au cours de quatre campagnes d'expériences que nous avons réalisées auprès de l'accélérateur de type Van de Graaff tandem de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (Kiener *et al.*, 1998; Tatischeff *et al.*, 2003; Belhout *et al.*, 2007; Benhabiles-Mezhoud *et al.*, 2011). La plupart de ces données sont incluses dans la compilation de Murphy *et al.* (2009), qui contient 181 fonctions d'excitation. Ces résultats expérimentaux ont été complétés par des calculs effectués avec le logiciel TALYS (voir Chapitre 1). L'ensemble de ces données a finalement été incorporé par Jürgen Kiener dans un code informatique permettant de prédire l'émission de raies gamma nucléaires induite par une population quelconque de rayons cosmiques de basse énergie interagissant avec un milieu cible.

Un exemple de spectre d'émission obtenu avec ce code est montré sur la Figure 3.1. Le calcul effectué suppose que le taux d'ionisation moyen mesuré dans les nuages interstellaires diffus, $\zeta_2 \approx 4 \times 10^{-16}$ s^{-1} (Indriolo et McCall, 2012, et références incluses), résulte de l'existence d'une importante population de rayons cosmiques hadroniques de basse énergie (voir Tatischeff et Kiener, 2011). On distingue sur cette figure un ensemble de raies plus ou moins fines se superposant à des structures plus larges et à une émission de fond. Cette dernière composante, dont l'intensité repose essentiellement sur des prédictions du code TALYS, résulte de milliers de raies relativement peu intenses, qui s'entremêlent au point d'être indiscernables d'un fond continu. L'élargissement des raies est dû à l'effet Doppler induit par la vitesse des noyaux émet-

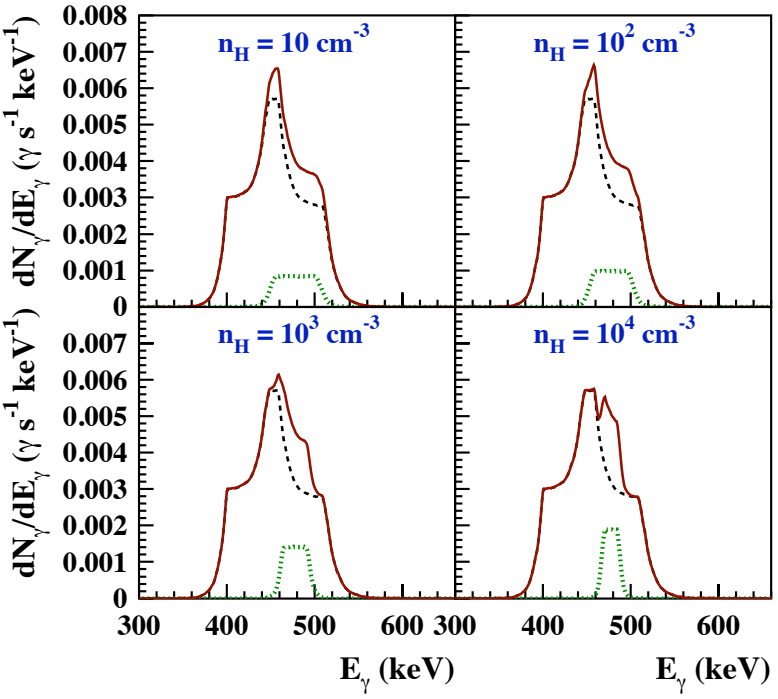

FIG. 3.2 – Profils de la raie large à ∼450 keV, pour quatre valeurs de la densité de H dans le milieu ambiant. L'émission totale (*courbes en trait plein*) résulte de la somme de deux raies promptes émises par les réactions ^{4}He(α,$n\gamma_{0.429}$)^{7}Be et ^{4}He(α,$p\gamma_{0.478}$)^{7}Li (*courbes en tirets*), et de la raie retardée à 478 keV due à la désintégration du ^{7}Be (*courbes en trait pointillé*).

teurs. Ainsi, les raies fines, de largeur relative typique $\Delta E/E \sim 0,5 - 5\%$, sont produites par interaction des protons et des particules α du rayonnement cosmique avec des noyaux plus lourds, initialement au repos dans le milieu interstellaire, et qui acquièrent dans les collisions une vitesse de recul relativement faible. Les plus intenses de ces raies correspondent aux excitations nucléaires des premiers niveaux d'énergie de noyaux relativement abondants : la raie à 847 keV du ^{56}Fe, celle à 1,37 MeV du ^{24}Mg, à 1,63 MeV du ^{20}Ne, à 4,44 MeV du ^{12}C ou encore à 6,13 MeV de l'^{16}O (Fig. 3.1). D'autres raies moins intenses proviennent de réactions de spallation ou de fusion-évaporation, comme celle à 0,931 MeV issue du ^{55}Fe, qui résulte principalement de la réaction ^{56}Fe(p,pn)^{55}Fe. Des raies bien plus larges ($\Delta E/E \sim 30\%$) découlent de collisions de noyaux relativement lourds du rayonnement cosmique avec l'hydrogène et l'hélium du milieu interstellaire. La plupart de ces raies s'entremêlent et ne sont pas discernables sur la Figure 3.1. Une raie large de ce type peut être néanmoins distinguée, celle du ^{12}C à 4,44 MeV ($\Delta E \sim 1,5$ MeV).

L'émission α–α à ∼450 keV résulte du mélange de la raie de désintégration radioactive du ^{7}Be à 478 keV et de deux raies promptes émises par les réactions ^{4}He(α,$n\gamma_{429}$)^{7}Be et ^{4}He(α,$p\gamma_{478}$)^{7}Li. Tatischeff *et al.* (2001) ont proposé que la forme de l'émission α–α puisse être utilisée comme sonde de densité des nuages interstellaires irradiés par les rayons cosmiques[3]. L'effet que nous avons mis en lumière repose sur l'émission radioactive du ^{7}Be, qui se désintègre par capture électronique nucléaire avec une période mesurée en laboratoire de 53,2 jours. Principalement synthétisé par la réaction ^{4}He(α,n)^{7}Be, cet isotope est formé dans le milieu interstellaire sans électrons liés. Il ne peut alors se désintégrer que par capture nucléaire d'électrons libres, ce qui est hautement improbable : la période radioactive théorique d'un ion ^{7}Be^{4+}

[3]La forme de la raie α–α montrée sur la Figure 3.1 est approximative, elle ne tient pas compte des phénomènes discutés dans la suite de ce paragraphe.

dans le milieu interstellaire est $\gtrsim 10^{20}$ ans, ce qui est bien plus long que l'âge de l'univers. La désintégration du ^{7}Be dans le milieu interstellaire procède d'un processus en deux étapes : un électron ambiant doit tout d'abord être attaché à l'atome, i.e. devenir un électron lié, avant de pouvoir être capturé par le noyau en induisant la transmutation $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$.

Les noyaux de ^{7}Be sont produits par la réaction $\alpha + \alpha$ avec une vitesse initiale $> 2 \times 10^9$ cm s^{-1}. Alors qu'ils ralentissent en ionisant le milieu interstellaire, la probabilité qu'ils capturent un, puis deux, trois et quatre électrons sur leur cortège atomique augmente rapidement. Plus de 95% des ions de vitesse $< 7 \times 10^8$ cm s^{-1} – ou d'énergie cinétique $E < 1,8$ MeV – possèdent au moins deux électrons liés. La période radioactive des ions ^{7}Be^{3+} et ^{7}Be^{2+} est respectivement de ∼106 et ∼55 jours. Or il se trouve que dans les régions du milieu interstellaire de densité $n_{\rm H} = 10^4$ cm^{-3}, ce qui est typique de certains nuages moléculaires, le temps caractéristique de perte d'énergie d'un ^{7}Be de ∼1 MeV est également de l'ordre d'une centaine de jours. La mesure de densité proposée repose sur cette coïncidence : dans un milieu où $n_{\rm H} \gg 10^4$ cm^{-3} (resp. $n_{\rm H} \ll 10^4$ cm^{-3}), les ions de ^{7}Be ralentissent beaucoup (resp. peu) avant de se désintégrer, de sorte que la raie retardée à 478 keV apparaît relativement fine (resp. large).

La Figure 3.2 montre le résultat d'un calcul détaillé effectué à partir du formalisme présenté dans Tatischeff *et al.* (2001). On voit que même si la raie retardée ne compte que pour ∼10% de l'émission α–α totale, la forme globale de cette émission change de manière significative avec $n_{\rm H}$. Ainsi, la "protubérance" à ∼460 keV a une largeur de ∼50 keV pour $n_{\rm H} = 10^4$ cm^{-3}, contre ∼20 keV pour $n_{\rm H} = 10^2$ cm^{-3}. La mesure du profil de l'émission α–α produite dans le milieu interstellaire pourrait donc en principe nous renseigner sur les processus de transport des rayons cosmiques de basse énergie dans les nuages moléculaires et plus particulièrement dans les cœurs denses. Toutefois, il n'est pas sûr que les prochaines missions d'astronomie gamma au MeV aient une sensibilité suffisante pour détecter cette émission (voir ci-dessous).

Un autre exemple de la richesse potentielle de l'émission interstellaire de raies gamma nucléaires est donné dans l'article Tatischeff et Kiener (2004), qui est inclus dans ce mémoire. Suivant une idée originale de Lingenfelter et Ramaty (1977), nous avons étudié dans cette publication l'émission de raies gamma produites par interaction des rayons cosmiques avec les grains de poussière du milieu interstellaire. L'idée est que certaines de ces raies peuvent être très fines, et pourraient donc être distinguées de celles produites dans le gaz interstellaire, parce que dans un milieu solide certains noyaux excités peuvent être arrêtés avant d'émettre leur rayonnement gamma de désexcitation. Deux conditions sont nécessaires pour la production de telles raies très fines : il faut (i) que la vie moyenne du niveau nucléaire excité ou de son parent radioactif soit plus longue que le temps de ralentissement du noyau émetteur dans le grain de poussière et (ii) que la distance moyenne entre le lieu d'interaction nucléaire et le bord du grain soit plus grande que le parcours du noyau de recul. Les raies les plus prometteuses sont celles issues de la désexcitation des niveaux du ^{56}Fe à 0,847 MeV ($T_{1/2}$=6,1 ps) et 1,238 MeV ($T_{1/2}$=640 fs), de celui du ^{24}Mg à 1,37 MeV ($T_{1/2}$=1,35 ps), du ^{28}Si à 1,78 MeV ($T_{1/2}$=475 fs) et de l'^{16}O à 6,13 MeV ($T_{1/2}$=18,4 ps). Dans le milieu interstellaire, la plupart des atomes de fer, magnésium et silicium, et environ la moitié des atomes d'oxygène sont contenus dans les grains de poussière (e.g. Savage et Sembach, 1996).

Le profil de ces raies gamma a été calculé dans Tatischeff et Kiener (2004) par une méthode de Monte-Carlo. Les distributions en énergie de recul des noyaux excités ont été déduites de sections efficaces différentielles obtenues en combinant des données expérimentales et des calculs de physique nucléaire. Ces derniers ont été effectués dans le cadre du modèle du potentiel optique déformé, avec le logiciel ECIS94[4]. Nous avons utilisé pour la distribution en taille des

[4]Le programme informatique ECIS, pour "Equations Couplées en Itérations Séquentielles", a été développé par J. Raynal à partir des années 1960. Il a longtemps fait référence pour les calculs de modèle optique. Il est maintenant

grains de poussière une loi de puissance en $r^{-3,5}$ (Mathis *et al.*, 1977) depuis un rayon minimum $r_{\min} = 5$ nm jusqu'à un rayon maximum $r_{\max}$ variable. Les résultats obtenus montrent que les intensités des raies très fines dépendent beaucoup de $r_{\max}$. Ainsi, une détection de ces raies pourrait en principe permettre de repérer les grains de poussière interstellaire de taille micrométrique, qui ne sont pas observés en astronomie infrarouge.

Une première évaluation du flux des raies gamma produites dans la galaxie interne est donnée dans Tatischeff et Kiener (2004). Nous n'avons considéré dans cette publication que les rayons cosmiques "standards" accélérés dans les rémanents de supernova[5]. Nous avons utilisé le modèle de propagation diffusive de Jones *et al.* (2001) pour estimer le spectre des rayons cosmiques de basse énergie dans le milieu interstellaire à partir de la distribution en énergie des particules rapides produites dans les rémanents de supernova. Nous avons supposé que le spectre des rayons cosmiques à leur source avait la forme prédite par la théorie de l'accélération diffusive par onde de choc (Eq 2.6), avec l'indice $s = 2,4$. Cette valeur donne un bon ajustement aux flux différentiels de protons du rayonnement cosmique mesurés au voisinage de la Terre, une fois tenu compte de l'effet de la modulation solaire (voir Tatischeff et Kiener, 2004, figure 3). Les intensités des raies nucléaires ont été calculées de manière relative, en se rapportant au flux de l'émission gamma de haute énergie due à la production de pions π^0. Nous avons alors normalisé les résultats au flux gamma mesuré par l'instrument EGRET du satellite *Compton Gamma Ray Observatory* dans la région de coordonnées galactiques $320° < \ell < 40°$ et $\mid b \mid < 6°$. Cette procédure a permis de s'affranchir à la fois de la normalisation du spectre des rayons cosmiques et de la distribution de matière dans le milieu interstellaire. Nous avons finalement obtenu pour, par exemple, la raie fine du ^{12}C à 4,44 MeV (voir Fig. 3.1) $I_\gamma = 2,4 \times 10^{-6}$ photons cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}, soit après intégration sur l'angle solide couvert par la région considérée : $F_\gamma = 7,1 \times 10^{-7}$ cm^{-2} s^{-1}.

Ces calculs ont été récemment repris et nettement améliorés (Benhabiles-Mezhoud *et al.*, 2013). Les progrès accomplis dans ce dernier travail sont de plusieurs ordres.

(i) Tout d'abord, l'émission de raies gamma nucléaires est maintenant calculée avec le code développé à Orsay, qui utilise les nombreuses données expérimentales et les résultats théoriques obtenus ces dernières années. Si les sections efficaces de production des principales raies gamma n'ont pas beaucoup changé depuis les travaux de Ramaty et al., le calcul de l'émission gamma totale dans une large bande en énergie (par exemple entre 1 et 8 MeV) est beaucoup plus fiable.

(ii) Nous avons également tiré partie de nouvelles mesures de flux de protons et de particules α du rayonnement cosmique au voisinage terrestre, notamment avec l'instrument PAMELA du satellite russe Resurs-DK1 (Adriani *et al.*, 2011). Ces données permettent une détermination plus précise du spectre du rayonnement cosmique "standard" dans le milieu interstellaire local. Nous avons calculé que cette composante génère un taux d'ionisation dans le gaz moléculaire diffus de $4,3 \times 10^{-17}$ s^{-1} par molécule H_2, ce qui est environ dix fois plus faible que la valeur moyenne déduite des observations de H_3^+ (Indriolo et McCall, 2012).

(iii) Pour rendre compte du taux mesuré ($\zeta_2 \approx 4 \times 10^{-16}$ s^{-1}) nous avons supposé l'existence d'une population d'ions de basse énergie venant s'ajouter aux rayons cosmiques produits dans les rémanents de supernova[6]. Nous avons employé deux différents modèles pour la

inclus dans la suite de logiciels TALYS (voir http ://www.talys.eu/).

[5]Ce travail a été réalisé avant les mesures d'abondances de H_3^+ montrant l'existence d'importantes populations de rayons cosmiques de basse énergie.

[6]Pour rappel, les mesures d'abondances moléculaires ne permettent pas de savoir si les particules à l'origine de l'ionisation additionnelle du gaz moléculaire sont des ions ou des électrons.

distribution en énergie de ces particules. Dans un cas, nous avons supposé que cette population résultait de l'ensemble des rayons cosmiques "anormaux" et nous nous sommes servis du formalisme de Scherer *et al.* (2008). Dans l'autre cas, nous avons utilisé un spectre source de la forme $N(E) \propto R^{-s} \exp(-E/E_c)/\beta$ et fait varier s entre 2,0 et 2,7, et E_c entre 5 et 150 MeV. Dans les deux cas, les spectres interstellaires résultant du modèle de propagation de Jones *et al.* (2001) ont été normalisés de façon à retrouver la valeur de ζ_2 mesurée.

(iv) Nous avons utilisé les données du télescope *Fermi*/LAT (Strong, 2011) à la place de celles de *CGRO*/EGRET. En plus de l'analyse des données de *Fermi*, Strong (2011) a évalué les contributions de la diffusion Compton inverse et des sources ponctuelles non résolues à l'émission gamma de la galaxie interne ($300° < \ell < 60°$; $\mid b \mid < 10°$).

D'après Benhabiles-Mezhoud *et al.* (2013), le rayonnement cosmique standard produit dans la galaxie interne une raie fine à 4,44 MeV d'intensité $I_\gamma = 1,4 \times 10^{-6}$ cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}. Ce résultat est proche de celui de Tatischeff et Kiener (2004), la différence provenant en partie du fait que dans l'article de 2004, nous avons considéré une région de la galaxie plus centrale ($320° < \ell < 40°$; $\mid b \mid < 6°$), dans laquelle l'émission gamma de haute énergie est en moyenne plus brillante. Mais la prise en compte d'une composante additionnelle de rayons cosmiques de basse énergie change la donne : l'intensité de la raie de ^{12}C et de la plupart des autres raies peut augmenter d'environ un ordre de grandeur selon les paramètres libres du modèle.

Les flux prédits sont comparés dans Benhabiles-Mezhoud *et al.* (2013) aux sensibilités théoriques de la proposition de mission gamma CAPSiTT (Compton And Pair Silicon Timing Tracker ; Lebrun *et al.*, 2010), qui a été soumise à l'Agence Spatiale Européenne (ESA) dans le cadre de son programme "Cosmic Vision 2015 – 2025". Nous avons choisi ce projet de satellite, car l'équipe d'astrophysique nucléaire du CSNSM y a contribué de manière active en prenant en charge le travail de simulation numérique nécessaire à la conception de l'instrument et à l'estimation de ces performances (résolutions spectrale et angulaire, champ de vue, sensibilités...). En supposant une émission uniforme dans la région considérée ($300° < \ell < 60°$; $\mid b \mid < 10°$), la sensibilité de CAPSiTT après cinq années d'opération en mode de balayage du ciel, pour une détection à 3σ de la raie fine de 4,44 MeV (sur un intervalle $\Delta E = 100$ keV) serait de $\sim 7 \times 10^{-6}$ cm^{-2} s^{-1}, d'après la proposition soumise à l'ESA[7]. En comparaison, le flux produit par les rayons cosmiques de basse énergie est compris d'après nos calculs dans l'intervalle $(0,2$ – $2,0) \times 10^{-5}$ cm^{-2} s^{-1}. Dans les bandes en énergie $1 < E_\gamma < 3$ MeV et $3 < E_\gamma < 8$ MeV, les sensibilités théoriques de CAPSiTT après cinq ans d'observations du ciel sont respectivement de $\sim 2 \times 10^{-5}$ et $\sim 10^{-5}$ cm^{-2} s^{-1}. Les flux prédits dans ces mêmes domaines d'énergie s'élèvent respectivement à $(0,2$ – $1,3) \times 10^{-4}$ cm^{-2} s^{-1} et $(0,3$ – $2,1) \times 10^{-4}$ cm^{-2} s^{-1}. La détection de cette importante émission galactique semble donc être à la portée des télescopes gamma de la prochaine génération.

3.2 Les rayons X mous non thermiques : un nouveau traceur de particules accélérées

Les rayons cosmiques de basse énergie peuvent également générer une émission X caractéristique dans le milieu interstellaire au travers de différents processus atomiques (Tatischeff *et al.*, 1998, 1999). D'une manière générale, le fond continu de cette émission est principalement dû au phénomène de Bremsstrahlung (rayonnement de freinage) en cinématique inverse, c'est-à-dire au rayonnement des électrons du milieu ambiant au passage des champs coulombiens

[7]La sensibilité de CAPSiTT a été estimée en ne tenant compte à cette énergie que des évènements de diffusion Compton dans les détecteurs au silicium. La prise en compte des évènements de création de paires électrons-positrons pourrait améliorer l'efficacité de détection.

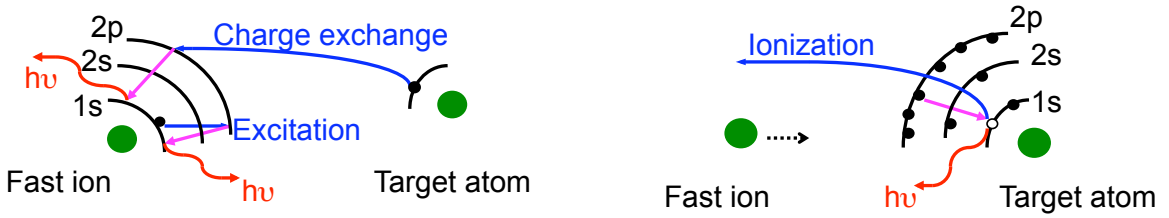

FIG. 3.3 – Représentation schématique des processus de production de raies X (Kα) larges (*à gauche*) et étroites (*à droite*) par interaction d'un ion rapide avec un atome cible.

associés aux ions rapides. Le Bremsstrahlung des électrons secondaires – les électrons ambiants accélérés par les impacts des ions incidents – contribue de manière secondaire. L'émission à spectre continu produite par la recombinaison radiative des ions fortement chargés peut généralement être négligée (Tatischeff et Ramaty, 1999b).

Les raies X les plus intenses correspondent aux transitions atomiques $2p \rightarrow 1s$ et $3p \rightarrow 1s$. Elles sont respectivement désignées par les lettres Kα et Kβ dans la notation de Siegbahn. Dans le cas des ions rapides, les états $2p$ et $3p$ sont principalement peuplés par capture d'électrons ambiants au travers de réactions d'échange de charge, ainsi que par excitation des ions possédant avant la collision un ou deux électrons dans l'état $1s$ (voir Fig.3.3 à gauche). Les intensités dans le milieu interstellaire des raies X des ions rapides de C, N, O, Ne, Mg, Si, S et Fe peuvent être estimées pour n'importe quelles composition et distribution en énergie de rayons cosmiques à partir des tableaux de multiplicités différentielles, $[dM_i^{\mathrm{K}k}/dE](E)$, donnés dans Tatischeff *et al.* (1998). Cette quantité représente par définition le nombre de photons émis dans la raie Kk (Kα ou Kβ) par une espèce ionique i ralentissant dans le milieu interstellaire de l'énergie cinétique E à $E - dE$. Ces raies sont très larges du fait de l'effet Doppler. Par exemple, les raies Kα et Kβ des Fe XXVI (Fe^{+25}) et Fe XXV (Fe^{+24}), qui sont émises par des ions de ~10 MeV par nucléon, fusionnent pour former une bosse caractéristique bien visible sur la Figure 3.4b entre ~5,5 et 9 keV. Cette structure n'est pas observée sur la Figure 3.4a, car l'abondance de fer dans le système solaire, $(a_{\mathrm{Fe}})_\odot = 3,2 \times 10^{-5}$ (Asplund *et al.*, 2009), est environ 20 fois plus faible que celle des rayons cosmiques accélérés dans les rémanents de supernova.

D'autres raies, plus fines, sont émises par les ions du milieu interstellaire, à la suite de l'ionisation de couches atomiques internes (Fig.3.3 à droite). La section efficace d'émission d'un photon dans la raie Kk de l'atome neutre j peut s'écrire

$$\sigma_{ij}^{\mathrm{K}k}(E) = \sigma_{ij}^{I}(E)\omega_j^{\mathrm{K}k} \ , \tag{3.7}$$

où $\sigma_{ij}^{I}(E)$ est la section efficace d'ionisation de la couche K de l'atome j par l'ion i d'énergie cinétique E et $\omega_j^{\mathrm{K}k}$ est le taux de fluorescence Kk de l'atome j (Kaastra et Mewe, 1993). Notons que $\omega_j^{\mathrm{K}\beta} = 0$ pour les éléments j de numéro atomique ≤ 12 (i.e. Mg), étant donné que ces atomes n'ont pas d'électrons $3p$ dans l'état fondamental. Nous considérons dans nos calculs les raies K des atomes de C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Fe et Ni. D'une manière générale, la raie fine la plus intense est la raie Kα du fer neutre à 6,4 keV. En effet, cet élément a le produit le plus élevé de la section efficace d'émission $\sigma_{ij}^{\mathrm{K}\alpha}$ et de l'abondance cosmique.

La largeur des raies X produites par impact de protons peut être estimée à partir des largeurs naturelles des niveaux atomiques impliqués dans la transition. Les composantes Kα_1 ($2p_{3/2} \rightarrow 1s$, $E_X = 6,404$ keV) et Kα_2 ($2p_{1/2} \rightarrow 1s$, $E_X = 6,391$ keV) de la raie Kα du fer neutre ont des largeurs à mi-hauteur (FWHM) de respectivement 2,5 et 3,2 eV. L'énergie de séparation des deux composantes de structure fine, $\Delta E_X = 13$ eV, est bien plus petite que la résolution

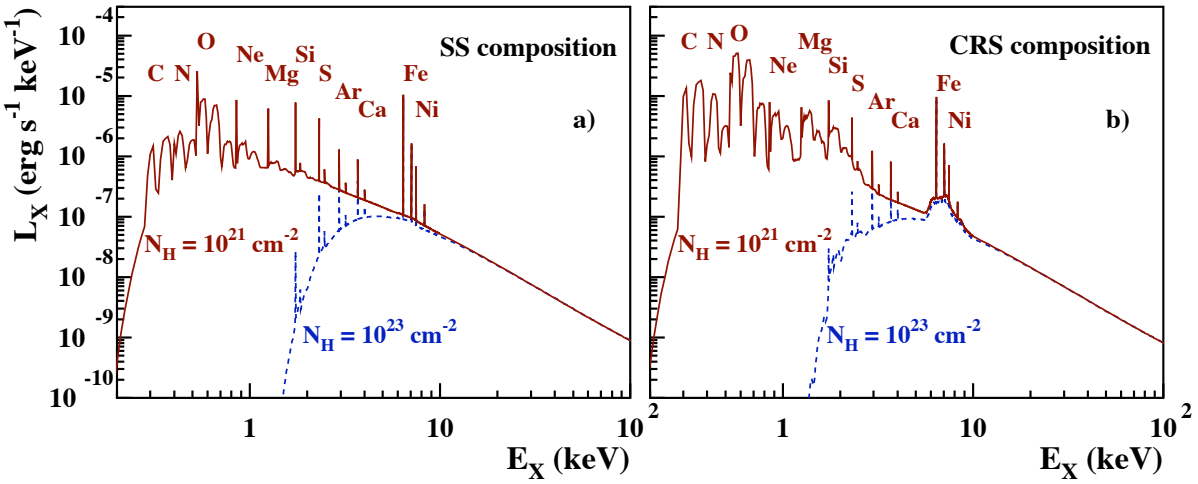

FIG. 3.4 – Spectres d'émission de photons X produits par des rayons cosmiques de basse énergie se propageant dans un nuage de gaz de composition solaire. *A gauche* : les rayons cosmiques ont également la composition moyenne du système solaire (SS) ; *à droite* : les ions rapides ont la composition source du rayonnement cosmique (CRS) accéléré dans les rémanents de supernova. L'absorption photoélectrique des rayons X mous sur la ligne de visée est prise en compte avec une densité de colonne d'hydrogène $N_{\rm H} = 10^{21}$ cm^{-2} (*lignes en trait plein*) ou 10^{23} cm^{-2} (*lignes en tirets*). Cette dernière valeur est proche de la densité de colonne mesurée pour l'émission X de la région de l'amas des Arches, près du centre de la galaxie. Les propriétés spectrales des rayons cosmiques de basse énergie sont données dans le texte.

en énergie des caméras X à bord des satellites *XMM-Newton* et *Chandra* actuellement en observation, mais elle est plus grande que la résolution attendue du calorimètre-spectromètre de la mission *ASTRO-H* (FWHM=7 eV, Takahashi *et al.* 2010), dont le lancement est prévu pour 2014.

Les raies collisionnelles produites par des ions plus lourds que ^{4}He peuvent être élargies de plusieurs dizaines d'électron-volts et divisées en plusieurs composantes, du fait d'ionisations multiples suivant l'impact. Par exemple, la raie Kα du fer neutre produite par des ions O de 1,9 MeV/nucléon est décalée de ~50 eV vers le bleu et possède une largeur FWHM $\sim$ 100 eV (Garcia *et al.*, 1973). De telles signatures spectrales pourraient en principe être identifiées avec des satellites actuellement en observation comme *XMM-Newton*. Toutefois, ces effets ne sont pas (encore) pris en compte dans nos simulations. Par simplicité, nous adoptons pour l'instant la même largeur pour toutes les raies des atomes cibles : $\Delta E_X = 10$ eV.

Les électrons non-thermiques d'énergie cinétique $\gtrsim 10$ keV peuvent également produire une émission X caractéristique dans le milieu interstellaire (Valinia *et al.*, 2000; Tatischeff *et al.*, 2012). Dans ce cas, l'émission à spectre continu provient principalement du Bremsstrahlung de ces particules. La contribution du Bremsstrahlung des électrons secondaires est en général négligeable (voir Tatischeff *et al.*, 2012, annexe B). Les raies X des atomes interstellaires produites par impact d'électrons rapides ne diffèrent de celles générées par des protons qu'au travers de la section efficace d'ionisation collisionnelle $\sigma^I_{ej}(E)$ (Eq. 3.7). Notons que ces raies peuvent être également produites par photoionisation lorsqu'un milieu ambiant est illuminé par un rayonnement X dur.

Dans la publication Tatischeff *et al.* (2012), qui est incluse dans ce mémoire, nous avons développé un modèle générique de production de rayonnement X par des rayons cosmiques de basse énergie – des électrons ou des ions – pour tenter de trouver des signatures de la présence de ces particules dans le milieu interstellaire. Nous avons considéré un modèle ou des parti-

cules non thermiques sont produites dans une région de relativement faible densité et peuvent pénétrer dans un nuage plus dense si leur énergie cinétique est supérieure à une valeur limite $E_{\rm min}$. Ces rayons cosmiques produisent alors dans le nuage de gaz supposé neutre une émission X caractéristique au travers des différents processus atomiques que nous venons de décrire. Les rayons cosmiques qui ont pénétré dans le nuage peuvent s'en échapper après avoir parcouru une longueur l, qui est prise indépendante de l'énergie des particules. Dans notre modèle, cette longueur est exprimée en nombre d'atomes d'hydrogène par cm^2, $\Lambda = n_{\rm H} l$, car cette formulation permet de ne pas avoir à spécifier la densité du milieu ambiant (voir Tatischeff *et al.*, 2012, annexe A). Notons qu'il faut s'attendre à ce que l soit plus grand que la taille du nuage pour deux raisons : (i) du fait de la trajectoire hélicoïdale des particules chargées autour des lignes de champ magnétique et (ii) parce que la propagation des rayons cosmiques dans le milieu peut être de nature diffusive. Nous avons supposé par ailleurs que le taux d'injection différentiel des particules rapides dans le nuage (le nombre de particules injectées par unité de temps et d'énergie) était donné par une simple loi de puissance :

$$\frac{dQ_i}{dt}(E) = C_i E^{-s'} \quad \text{pour } E > E_{\rm min} \ , \tag{3.8}$$

où C_i est une constante proportionnelle à l'abondance de la particule accélérée de type i. Pour une composition donnée de la population de rayons cosmiques, le modèle ne comporte plus que quatre paramètres libres : $E_{\rm min}$, s' (à ne pas confondre avec l'indice s de l'équation 2.6), Λ et la métallicité du nuage par rapport à celle de la composition solaire, $Z/Z_\odot$. Ce dernier paramètre est important notamment pour la description d'émissions X non thermiques provenant de la galaxie interne, car la métallicité de ces régions peut être très différente de celle du milieu interstellaire au voisinage du système solaire.

La Figure 3.4 présente deux spectres d'émission X calculés avec ce modèle. Le taux d'injection différentiel des rayons cosmiques dans le nuage de composition solaire ($Z = Z_\odot$) est défini par les paramètres $s' = 2$, $E_{\rm min} = 1$ MeV nucléon^{-1} et un facteur de normalisation tel que la puissance injectée par les protons rapides dans le milieu émissif est de 1 erg s^{-1}. La longueur de parcours des rayons cosmiques dans le nuage est par hypothèse $\Lambda = 10^{23}$ cm^{-2}.

A partir de ce modèle, nous avons généré deux bases de données, l'une relative aux électrons accélérés, et l'autre aux protons et particules α (avec $C_\alpha/C_p = 0,0964$). Chacune de ces bases de données contient 70875 spectres d'émission X calculés pour différentes valeurs des quatre paramètres libres dans des domaines raisonnables. Ces spectres ont été finalement rassemblés dans deux fichiers au format FITS[8], qui peuvent être incorporés en tant que "modèle externe" dans le logiciel XSPEC[9]. Cet outil est très fréquemment employé par les astronomes spécialistes des rayons X pour comparer de manière quantitative différents modèles à des données observationnelles. Des versions préliminaires de nos modèles – intitulés "LECRe" et "LECRp" pour Low Energy Cosmic Ray electrons/protons – ont été utilisés avec XSPEC pour l'interprétation d'observations du nuage moléculaire du Sagittaire B2 avec les satellites *INTEGRAL* et *XMM-Newton* (Terrier *et al.*, 2010)[10], ainsi que pour l'analyse de données du satellite japonais *SUZAKU* (Nobukawa *et al.*, 2010).

Dans l'article Tatischeff *et al.* (2012), nous avons étudié en détail les propriétés de la raie Kα du fer neutre à 6,4 keV. Cette raie est en effet observée dans de nombreux objets astrophysiques : noyaux actifs de galaxie, binaires X, rémanents de supernova, étoiles massives, étoiles éruptives de faible masse, toutes jeunes étoiles encore en formation, nuages moléculaires dans les régions centrales de la Voie lactée, et même dans les éruptions solaires (des références pour

[8]Flexible Image Transport System.
[9]http ://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/
[10]Voir http ://www2.cnrs.fr/presse/communique/1894.htm

ces observations sont données dans Tatischeff *et al.* 2012). L'émission de la raie à 6,4 keV est souvent attribuée à de la fluorescence de matière photoionisée au voisinage d'une source X brillante. Mais dans certains cas, comme dans les éruptions solaires ou les étoiles en formation, elle peut aussi être générée par des particules accélérées. Nous avons caractérisé trois propriétés de l'émission X produite par les rayons cosmiques : la largeur équivalente[11] de la raie Kα du fer neutre, la pente de l'émission continue sous-jacente et l'efficacité de production de la raie. Cette dernière grandeur est mesurée par le taux de radiation

$$R_{6.4\ \mathrm{keV}} = \frac{L_X(6.4\ \mathrm{keV})}{(dW/dt)}\ , \tag{3.9}$$

où $L_X(6.4\ \mathrm{keV})$ est la luminosité de la raie du fer et (dW/dt) l'énergie cinétique totale injectée chaque seconde dans le milieu émissif par les rayons cosmiques. Dans Tatischeff *et al.* (2012), ces propriétés spectrales sont présentées en fonction des paramètres libres du modèle, sous la forme de figures (n° 1–4 et 6–9) pouvant être aisément comparées à des résultats observationnels. Sans reprendre en détail les conclusions de ce travail, soulignons ici trois résultats parmi les plus significatifs.

(i) La largeur équivalente (notée EW dans la suite) de la raie Kα de Fe I produite par des électrons non thermiques est généralement $\lesssim 0,45 \times (Z/Z_\odot)$ keV, sauf dans le cas d'un spectre source dur, avec typiquement $s' \approx 1,5$, où l'on a au maximum $EW \sim 0,6 \times (Z/Z_\odot)$ keV.

(ii) En comparaison, les ions rapides peuvent produire dans certains cas une raie à 6,4 keV relativement intense par rapport au fond continu : $EW \gg 1,0 \times (Z/Z_\odot)$ keV. Mais dans le cas d'un indice spectral $s' = 1,5-2$, ce qui est caractéristique de l'accélération diffusive par onde de choc (voir Chapitre 2), on a typiquement $EW \sim 0,7 \times (Z/Z_\odot)$ keV.

(iii) La production de photons Kα du fer neutre par les rayons cosmiques est assez inefficace, quelque soit la nature des particules rapides : typiquement $R_{6.4\ \mathrm{keV}} \sim 10^{-6}$. D'une manière générale, cela signifie que seule une importante population de rayons cosmiques de basse énergie est susceptible de produire une raie observable.

A la suite de ce travail théorique, nous avons recherché la trace de l'émission prédite dans des données en rayons X accumulées par le satellite *XMM-Newton* depuis son lancement en 1999. Nous nous sommes intéressés à la région de l'amas des Arches, située au voisinage du centre de la Voie lactée, car des observations réalisées avec le satellite *Chandra* suggéraient que l'émission à 6,4 keV détectée au voisinage de l'amas pouvait être excitée par des électrons non thermiques (Wang *et al.*, 2006). Mais pour les raisons exposées dans la section suivante, cette émission est en fait vraisemblablement générée par des rayons cosmiques *hadroniques*.

3.2.1 Découverte d'un nouveau type de rayons cosmiques au voisinage de l'amas des Arches

Nous avons considéré pour ce travail toutes les données publiques de l'instrument *XMM-Newton*/EPIC enregistrées au cours d'observations englobant l'amas des Arches (de coordonnées galactiques $\ell = 0,121°$, $b = 0,017°$). Après une sélection des données de bonne qualité, en excluant notamment celles ayant été contaminées par des radiations associées aux éruptions solaires, les temps d'exposition exploitables pour la réalisation d'images en rayons X s'élèvent respectivement pour les caméras MOS 1, MOS 2 et pn à 615, 652 et 399 ks. Deux images ont été générées : l'une dans la raie Kα du fer neutre à 6,4 keV (dans la bande en énergie 6,3 – 6,48 keV)

[11] Pour rappel, la largeur équivalente mesure l'intensité d'une raie par rapport à l'intensité différentielle de l'émission continue prise à la même énergie.

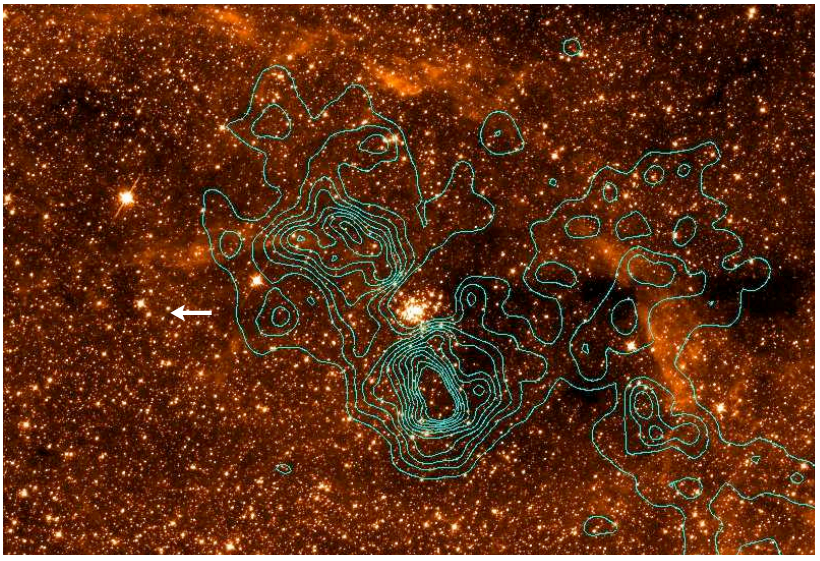

FIG. 3.5 – La région de l'amas des Arches vue en rayons X (contours) et dans le proche infrarouge (image de fond). La carte infrarouge est obtenue à partir des observations du télescope Hubble à la longueur d'onde de 1,875 μm (données tirées de Dong *et al.* 2011). Les contours indiquent l'intensité de la raie Kα du fer neutre observée par XMM-Newton autour de l'amas d'étoiles (situé au centre de l'image). L'émission X est vraisemblablement produite par des rayons cosmiques accélérés dans l'onde de choc formée dans le milieu interstellaire par le mouvement supersonique de l'amas. Celui-ci se déplace de la droite vers la gauche de l'image (comme illustré par la flèche blanche) à une vitesse d'environ 196 km s^{-1}.

et l'autre dans la raie Kα du fer fortement ionisé (typiquemement Fe XX – XXV) à 6,7 keV (dans la bande 6,564 – 6,753 keV). Cette dernière image révèle le rayonnement thermique d'un plasma de température $T \sim 2 \times 10^7$ K à la position de l'amas stellaire. Cette émission provient vraisemblablement de collisions de vents émis par les nombreuses étoiles massives de l'amas, qui est l'un des plus compacts de la galaxie. Il pourrait contenir environ 160 étoiles de type O, dont la masse initiale était supérieure à 20 $M_\odot$, dans un volume de seulement $\sim$1 pc^3. L'image à 6,4 keV, quant à elle, montre une structure entourant l'amas d'étoiles de manière incomplète (Fig. 3.5).

Plusieurs nuages moléculaires des régions centrales de la galaxie émettent la raie Kα du fer neutre, en particulier Sgr B1, Sgr B2, Sgr C et divers nuages situés entre l'Arc Radio et le trou noir supermassif ($M \approx 4 \times 10^6 M_\odot$) Sgr A* (voir par exemple Yusef-Zadeh *et al.*, 2007). Cette émission résulte probablement d'une ou plusieurs éruptions du trou noir central de la galaxie il y a au moins 100 ans : elle serait de la fluorescence excitée par le rayonnement X dur émis par Sgr A* au cours d'épisodes éruptifs. La découverte d'un mouvement apparent supraluminique de l'émission à 6,4 keV de la région du "pont moléculaire" étaye cette hypothèse : ce mouvement serait dû à la propagation d'une onde lumineuse émise par le trou noir supermassif il y a une centaine d'années (Ponti *et al.*, 2010).

Mais le rayonnement à 6,4 keV du voisinage de l'amas des Arches n'a pas la même origine. Cette émission, qui est mal corrélée avec le gaz moléculaire de cette région, n'est pas excitée par une source distante comme Sgr A*, mais est visiblement associée à l'amas lui-même (voir Fig. 3.5). Par ailleurs, nous avons vérifié que l'émission X de la région des Arches n'avait pas variée de manière significative entre septembre 2000 et avril 2009 (voir Tatischeff *et al.*, 2012, figure 11), contrairement aux émissions de fluorescence observées dans d'autres régions du centre galactique.

L'émission Kα du fer neutre de la région des Arches ne peut pas être non plus de la fluorescence excitée par une source de rayons X située dans l'amas d'étoiles, tout simplement parce qu'une telle source n'est pas observée ! Nous avons estimé qu'elle devrait rayonner une luminosité de l'ordre de 10^{36} erg s^{-1} dans la bande en énergie 4 – 12 keV. Mais une source aussi brillante n'a pas été détectée par l'observatoire *Einstein* en 1979 (Watson *et al.*, 1981), ni par aucune des autres grandes missions d'astronomie en rayons X ayant volé depuis.

L'émission à 6,4 keV de la région des Arches n'est donc pas produite par photoionisation, mais par ionisation collisionnelle induite par des particules rapides. La comparaison du modèle LECRe au spectre mesuré avec *XMM-Newton* montre que ces particules ne sont sans doute pas des électrons. En effet, le meilleur ajustement est obtenu avec ce modèle pour une métallicité du milieu ambiant $Z > 3,1 Z_\odot$ (limite à un niveau de confiance de 90%), ce qui est incompatible avec le degré d'enrichissement du gaz estimé par d'autres méthodes, $Z/Z_\odot = 1 - 2$ (voir par exemple Wang *et al.*, 2006, et références incluses). Par ailleurs, l'énergie cinétique minimum des électrons pénétrant dans le nuage de gaz neutre devrait être $E_{\rm min} < 41$ keV dans le cadre de ce modèle, mais il paraît peu probable que des particules d'aussi basse énergie puissent s'échapper librement de leur région d'accélération.

En revanche, le modèle LECRp décrit les données de *XMM-Newton* de manière tout à fait satisfaisante : le meilleur ajustement est maintenant obtenu pour la métallicité $Z/Z_\odot = 1,7 \pm 0,2$, l'indice spectral $s' = 1,9^{+0,5}_{-0,6}$ (cf. Eq. 3.8), et n'importe quelle valeur de $E_{\rm min}$, ce dernier paramètre n'étant pas contraint par l'ajustement. Notons que cette valeur de s' est compatible avec l'hypothèse d'une accélération des particules par onde de choc (Chapitre 2). La normalisation du modèle LECRp permet d'estimer la puissance totale acquise par les rayons cosmiques de basse énergie dans leur site d'accélération : (0.5–1.8)$\times 10^{39}$ erg s^{-1}.

La détection avec le VLA d'une émission radio non thermique en provenance de l'amas des Arches indique que des particules – tout du moins des électrons – sont accélérées au voisinage des étoiles de l'amas, sans doute dans les chocs de vents stellaires (Yusef-Zadeh *et al.*, 2003). Mais la puissance totale de ces vents ne semble pas suffisante pour rendre compte de la population de rayons cosmiques de basse énergie révélée par les données en rayons X :

$$P = \sum_* \frac{1}{2} \dot{M}_w v_w^2 \sim 4 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}, \tag{3.10}$$

où la somme est effectuée sur 42 sources stellaires extrêmes répertoriées par Rockefeller *et al.* (2005), $\dot{M}_w$ étant le taux de perte de masse de l'étoile et v_w la vitesse terminal de son vent.

Une source d'énergie plus prometteuse provient du déplacement supersonique des étoiles de l'amas, dont les mouvements propres ont pu être mesurés avec le système de guidage laser du télescope Keck II de 10 m, combiné à la technique de l'optique adaptative (Clarkson *et al.*, 2012). Ces mesures montrent que l'amas de déplace dans une direction pratiquement parallèle au plan de la galaxie (voir Fig. 3.5) à une vitesse d'environ 196 km s^{-1}. Diverses observations suggèrent que le choc d'étrave généré par ce déplacement supersonique interagit actuellement avec un nuage moléculaire (Serabyn et Guesten, 1987; Figer *et al.*, 2002; Wang *et al.*, 2006). Le taux d'énergie cinétique dissipée dans cette collision s'élève à $\sim 2,3 \times 10^{40}$ erg s^{-1}. Ainsi, une efficacité d'accélération de particules dans cette onde de choc de quelques pour-cent suffirait à expliquer l'intensité de l'émission X non thermique observée par *XMM-Newton*.

La structure entourant l'amas des Arches dans l'image à 6,4 keV peut faire penser à un choc d'étrave associé au mouvement d'ensemble des étoiles, bien qu'une forme arquée typique de ce type de choc ne soit pas clairement visible sur la Figure 3.5. Mais cela n'est pas surprenant, car l'intensité de la raie Kα du fer neutre est proportionnelle au produit de la densité des rayons

cosmiques par celle du gaz ambiant, et le milieu interstellaire est connu pour être fortement inhomogène au voisinage de l'amas. En particulier, les nuages moléculaires de cette région ont une structure filamentaire sans doute liée à l'attraction gravitationelle exercée par le trou noir supermassif.

L'étude présentée dans Tatischeff *et al.* (2012) constitue la première découverte d'une source de rayons cosmiques hadroniques de basse énergie en dehors du système solaire[12]. Elle illustre le fait que les ondes de choc des explosions stellaires ne sont pas les seuls objets à pouvoir accélérer en masse des noyaux atomiques dans la galaxie. Dans cette région particulière de l'amas des Arches, la densité d'énergie des ions accélérés est environ mille fois supérieure à celle des rayons cosmiques au voisinage du système solaire. De nouvelles observations en ondes radio pourraient permettre d'étudier les effets physico-chimiques induits sur le gaz moléculaire par une telle concentration de rayons cosmiques.

3.2.2 Perspectives

Les résultats obtenus dans Tatischeff *et al.* (2012) suggèrent que les satellites d'astronomie en rayons X actuellement en observation pourraient identifier de nouvelles sources de rayons cosmiques de basse énergie dans la galaxie. Plusieurs pistes méritent d'être suivies.

Tout d'abord, il est maintenant clair que toute l'émission à 6,4 keV des régions centrales de la galaxie ne résulte pas de l'activité du trou noir central Sgr A*. Il serait donc souhaitable d'examiner en détail les propriétés de cette émission. Ce thème de recherche va grandement bénéficier de nouvelles observations de la zone moléculaire centrale avec *XMM-Newton*. A l'heure de la rédaction de ce mémoire, ce satellite est en train de réaliser un programme d'observations porté par Régis Terrier, visant à effectuer un balayage du centre galactique entre $\ell \approx -0,6°$ et $1,3°$ à l'aide de 16 pointés de 40 ks chacun. Les premières données enregistrées en septembre et octobre 2012 sont globalement de bonne qualité (Régis Terrier, communication privée). La comparaison de ces observations avec des données de *XMM-Newton* plus anciennes, accumulées depuis le lancement du satellite, permettra d'étudier en détail la variabilité de l'émission à 6,4 keV des régions centrales de la galaxie. Alors qu'une variation spatiale est attendue dans le modèle de réflexion par des nuages moléculaires de l'émission X éruptive du trou noir supermassif, une absence de variation dans une région donnée pourrait signer la présence d'une nouvelle source de rayons cosmiques de basse énergie. Nous nous intéresserons en particulier au nuage moléculaire G $0.162 - 0.217$, qui est situé au pied de l'Arc Radio. Des observations du satellite *Suzaku* suggère en effet que des électrons non thermiques provenant de l'Arc pourraient pénétrer dans ce nuage et y produire une émission dans la raie Kα du fer neutre (Fukuoka *et al.*, 2009).

Les raies X de désexcitation atomique des ions rapides n'ont jamais été détectées. L'émission X produite dans les régions centrales de la galaxie est fortement atténuée par l'absorption photoélectrique sur la ligne de visée ($N_{\rm H} \sim 10^{23}$ cm^{-2}), de sorte que seules les raies larges du fer pourraient être observées (voir Fig. 3.4). Cette émission n'a pas été détectée dans la région de l'amas des Arches, ce qui nous a permis d'obtenir une limite sur l'abondance des ions Fe accélérés : $C_{\rm Fe}/C_p < 5 \times 10^{-4} \approx 15(a_{\rm Fe})_\odot \approx 0,7(C_{\rm Fe}/C_p)_{\rm CRS}$, où $(C_{\rm Fe}/C_p)_{\rm CRS} = 6,72 \times 10^{-4}$ est l'abondance de fer dans la composition source du rayonnement cosmique "standard"[13] (Tatischeff *et al.*, 2012). Cette limite n'est pas très contraignante quant à l'origine des particules accélérées.

[12]Voir http ://www2.cnrs.fr/presse/communique/2819.htm

[13]La composition source des rayons cosmiques "standards" est celle des particules accélérées dans les ondes de choc des rémanents de supernova. Elle est différente de la composition des rayons cosmiques mesurée au voisinage de la Terre, car les ions rapides subissent des réactions de fragmentation dans le milieu interstellaire.

Il pourrait être préférable de rechercher l'émission de raies X larges dans une source plus proche, moins atténuée par l'absorption photoélectrique. Tatischeff et Ramaty (1999a) ont suggéré que des ions d'oxygène d'environ 1 MeV nucléon^{-1} interagissant avec les parois de la bulle locale dans laquelle est situé le système solaire pourraient contribuer au fond diffus observé avec le satellite *ROSAT* à $\frac{3}{4}$ keV, c'est-à-dire dans la bande en énergie 0,47 – 1,2 keV. La principale prédiction de ce modèle était que les raies de O VII à ∼0,57 et ∼0,67 keV produites par des réactions d'échange de charge avec les atomes du milieu interstellaire devraient être très larges, $\Delta E/E \sim 0,1$, ce qui n'a pas été confirmé par des observations ultérieures (voir par exemple Henley et Shelton, 2010, et références incluses). Il semble maintenant clair que des processus d'échange de charge contribuent bien au fond diffus à $\frac{3}{4}$ keV, mais *à l'intérieur* du système solaire, par des réactions entre des ions du vent solaire et des atomes d'hydrogène et d'hélium pénétrant dans l'héliosphère (Koutroumpa *et al.*, 2007). Les raies K de O VII et O VIII observées sont fines, car les ions O^{7+} et O^{8+} se propagent à relativement basse vitesse dans le milieu interplanétaire, les énergies cinétiques des composantes lente et rapide du vent solaire étant typiquement de l'ordre de 0,8 et 2,9 keV nucléon^{-1}.

Quoi qu'il en soit, les calculs de Tatischeff et Ramaty (1999a) suggèrent qu'il pourrait être possible d'observer des raies X de désexcitation de rayons cosmiques de basse énergie dans un nuage moléculaire proche. Pour préparer une telle observation, nous avons estimé dans Tatischeff (2012) le flux d'émission d'un nuage dans les raies K de l'oxygène, entre 0,5 et 0,7 keV, en fonction de sa masse M_c, sa distance D_c et son taux d'ionisation par les rayons cosmiques ζ_2 :

$$F_X(0,5{-}0,7\ \mathrm{keV}) \approx (3\times10^{-5}\ \mathrm{cm^{-2}\,s^{-1}}) \times \left(\frac{M_C}{100\ M_\odot}\right)\left(\frac{D_C}{100\ \mathrm{pc}}\right)^{-2}\left(\frac{\zeta_2}{10^{-15}\ \mathrm{s^{-1}}}\right). \quad (3.11)$$

Cette estimation ne tient pas compte de l'absorption photoélectrique de l'émission X sur la ligne de visée. Une cible de choix pour une telle détection serait un nuage sombre relativement massif tel que Barnard 1, qui est situé dans la constellation de Persée à une distance de 230 pc. Il a une taille dans le ciel de $\sim 1,3\times3,5$ pc^2 et une masse de $\sim 520\ M_\odot$, de sorte qu'il faut s'attendre à un flux de rayons X mous par unité d'angle solide :

$$I_X(0,5{-}0,7\ \mathrm{keV}) \sim 0,34\left(\frac{\zeta_2}{10^{-15}\ \mathrm{s^{-1}}}\right)\ \mathrm{cm^{-2}\,s^{-1}\,sr^{-1}}\ . \quad (3.12)$$

En comparaison, l'intensité de l'émission thermique du plasma chaud de la bulle locale s'élève à $I_X(0,5{-}0,7\ \mathrm{keV}) \sim 0,25\ \mathrm{cm^{-2}\ s^{-1}\ sr^{-1}}$. Selon le degré d'activité du soleil, l'émission X d'échange de charge du vent solaire peut être plus ou moins brillante que celle de la bulle locale (Koutroumpa, 2012). Mais la grande largeur des raies X de désexcitation des rayons cosmiques pourrait permettre de distinguer cette émission de celle d'un plasma chaud et des raies produites par échange de charge dans l'héliosphère.

Pour finir ce chapitre, notons que les modèles LECR*e* et LECR*p* pourraient permettre d'étudier en détail l'émission de la raie à 6,4 keV de certaines étoiles en formation. Des observations suggèrent en effet que dans certains objets, comme dans la toute jeune proto-étoile Elias 29 ($\sim 10^5$ ans) de la région de formation stellaire du nuage de Rho Ophiuchi, la raie Kα du fer neutre pourrait être excitée par des particules accélérées dans des évènements de reconnexion magnétique (Giardino *et al.*, 2007). Gageons qu'une meilleure compréhension de l'origine de cette émission X pourrait permettre d'éclairer d'une lumière nouvelle les phénomènes d'irradiation des disques d'accrétion des étoiles en formation. Et comme nous allons le voir dans le prochain chapitre, certains modèles prédisent que ces phénomènes ont joué un rôle important dans le tout jeune système solaire en formation.

Available online at www.sciencedirect.com
SCIENCE DIRECT®
New Astronomy Reviews 48 (2004) 99–103
New Astronomy Reviews
www.elsevier.com/locate/newastrev

γ-ray lines from cosmic-ray interactions with interstellar dust grains

Vincent Tatischeff *, Jürgen Kiener

Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, IN2P3-CNRS and Université Paris-Sud, F-91405 Orsay Cedex, France

Abstract

As pointed out by Lingenfelter and Ramaty [ApJ 211 (1977) L19], the shapes of some γ-ray lines produced by cosmic-ray interactions with the interstellar medium potentially contain valuable information on the physical properties of dust grains, including their compositions and size distributions. The most promising of such lines are at 847, 1369, 1779 and 6129 keV, from ^{56}Fe*, ^{24}Mg*, ^{28}Si* and ^{16}O*, respectively. We performed detailed calculations of their profiles using, in particular, available laboratory measurements combined with optical model calculations to evaluate the energy distributions of the recoiling excited nuclei. We show that the line shapes are mainly sensitive to relatively large interstellar grains, with radii $\gtrsim$0.25 μm. Line fluxes from the inner Galaxy are then predicted.
© 2003 Elsevier B.V. All rights reserved.

PACS: 98.70.Sa; 98.70.Rz; 98.38.Cp

Keywords: Cosmic rays; γ-rays: theory; Dust

1. Introduction

Observations of nuclear interaction γ-ray lines from the interstellar medium (ISM) would provide a unique tool to study Galactic cosmic-ray ions at non-relativistic energies, as well as the physical conditions of the emitting regions. If the lines produced in the gaseous phase are expected to be significantly Doppler-broadened, some lines produced in interstellar dust grains can be very narrow, because some of the excited nuclei can stop in solid materials before emitting γ-rays (Lingenfelter and Ramaty, 1977; Ramaty et al., 1979). The latter are prime candidates for detection with γ-ray telescopes having high spectral resolution, such as the INTEGRAL spectrometer (SPI).

An illustrative γ-ray spectrum is shown in Fig. 1. It was obtained in a recent experiment performed at Orsay (Kiener et al., 2004), in which a thick sample of the Allende meteorite (~5 mm in diameter) was bombarded with 10-MeV protons. The Allende meteorite belongs to the class of carbonaceous chondrites and has a composition close to cosmic, except for the volatile elements. The strongest lines (apart from the 511-keV emission) originate from reactions with the most abundant isotopes: ^{16}O, ^{24}Mg, ^{28}Si and ^{56}Fe. One point of particular interest is that the ^{16}O* line at

* Corresponding author.
E-mail address: tatische@csnsm.in2p3.fr (V. Tatischeff).

1387-6473/$ - see front matter © 2003 Elsevier B.V. All rights reserved.
doi:10.1016/j.newar.2003.11.013

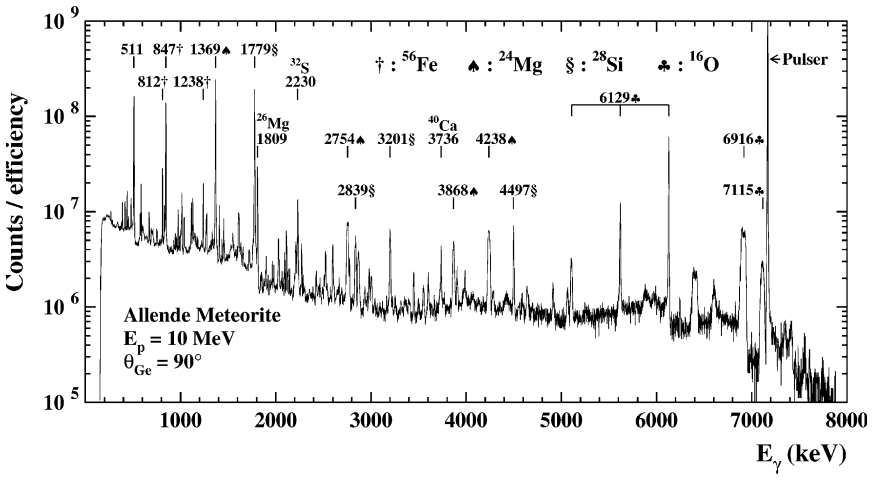

Fig. 1. Observed γ-ray spectrum from the bombardment of a thick sample of the Allende meteorite with 10-MeV protons. The most intense lines are labeled with their nominal energies and the target nuclei from which the γ-rays are produced. For the 6129-keV line, the single and double escape peaks are also indicated.

6129 keV is much narrower than the two other ^{16}O* lines at 6916 and 7115 keV. This is because the 6.13-MeV state is relatively long-lived ($T_{1/2} = 18.4$ ps), such that the recoiling ^{16}O* nuclei can come to rest in the target before the 6.129-keV γ-ray is emitted, whereas the 6.92- and 7.12-MeV states ($T_{1/2} = 4.7$ and 8.3 fs, respectively) mostly de-excite in flight. The 6129-keV line, as well as the intense lines at 847 keV from ^{56}Fe* ($T_{1/2} = 6.1$ ps), 1369 keV from ^{24}Mg* ($T_{1/2} = 1.35$ ps) and 1779 keV from ^{28}Si* ($T_{1/2} = 475$ fs) are the prime candidates to scrutinize the interstellar dust grains through their γ-ray emission.

We have calculated in detail the shapes of these four lines as they are produced by cosmic-ray interactions with the ISM. The interaction model and the results are presented in Sections 2 and 3, respectively. In Section 4, we evaluate the intensities of the predicted emissions from the inner Galaxy.

2. Interaction model

To calculate the line profiles, we used a Monte-Carlo method similar to that described in Ramaty et al. (1979). Each event in the simulation corresponds to a γ-ray producing nuclear reaction of a cosmic-ray proton or α-particle with a target nucleus either in the gas or locked up in a spherical and homogeneous dust grain of the ISM. The γ-rays can be produced by inelastic scattering reactions, e.g., ^{16}O(p,p′γ_{6129})^{16}O, by (p,n) reactions followed by electron capture or positron emission, e.g., ^{56}Fe(p,n)^{56}Co(ϵ-β$^+$)^{56}Fe$^*_{847}$ ($T_{1/2}$(^{56}Co) = 77.2 d), or by spallation reactions, e.g., ^{20}Ne(p,pα γ_{6129})^{16}O. The total cross sections are from Kozlovsky et al. (2002), except for the reactions ^{24}Mg(p,n)^{24}Al(β$^+$)^{24}Mg$^*_{1369}$ ($T_{1/2}$(^{24}Al) = 2.053 s) and ^{28}Si(p,n)^{28}P(β$^+$)^{28}Si$^*_{1779}$ ($T_{1/2}$(^{28}P) = 270.3 ms). We estimated the contribution of the ^{24}Mg (p,n)^{24}Al channel from the data of Kiang et al. (1989) and assumed the same relative contribution for the reaction ^{28}Si(p,n)^{28}P.

The energy distribution of the recoiling excited nuclei were calculated from the differential cross sections. The latter were obtained from a large number of experimental data, completed with extensive coupled-channel calculations with the code ECIS94 (Raynal, 1994). Two examples of differential inelastic scattering cross sections are shown in Fig. 2.

The stopping powers of the nuclei recoiling in the grain material were calculated with the code TRIM (Ziegler, 1985). For these calculations, the grain composition was assumed to be (MgSiFe)O_4,

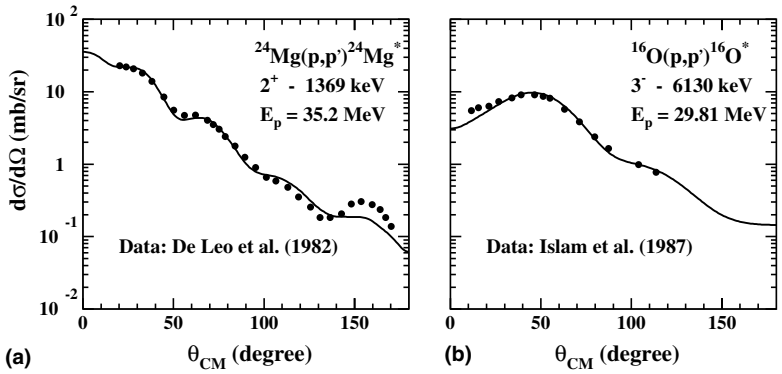

Fig. 2. Differential inelastic scattering cross sections for the reactions: (a) ^{24}Mg(p,p′)^{24}Mg$^*_{1369}$ at $E_p = 35.2$ MeV and (b) ^{16}O(p,p′)^{16}O$^*_{6130}$ at $E_p = 29.81$ MeV. Solid curves represent coupled-channel calculations. Data: (a) De Leo et al. (1982) and (b) Islam et al. (1987).

which is characteristic of interstellar silicates (e.g., Dwek et al., 1997).

To estimate the cosmic-ray proton interstellar spectrum, we used the disk-halo propagation model of Jones et al. (2001). Coulomb and ionization energy losses were taken from Mannheim and Schlickeiser (1994). For the proton inelastic cross sections, we used the empirical formula given in Moskalenko et al. (2002). Solar-modulated spectra, calculated from the force-field approximation, were fitted to measured proton fluxes (Fig. 3). We found the best fit to be provided by the source spectrum $\dot{Q}(p)\,\mathrm{d}p \propto p^{-2.4}\,\mathrm{d}p$, where p is the proton momentum. For simplicity, we used the same form for the α-particle local interstellar spectrum (LIS) spectrum as for the protons, with an abundance ratio $\alpha/\mathrm{p} = 0.1$.

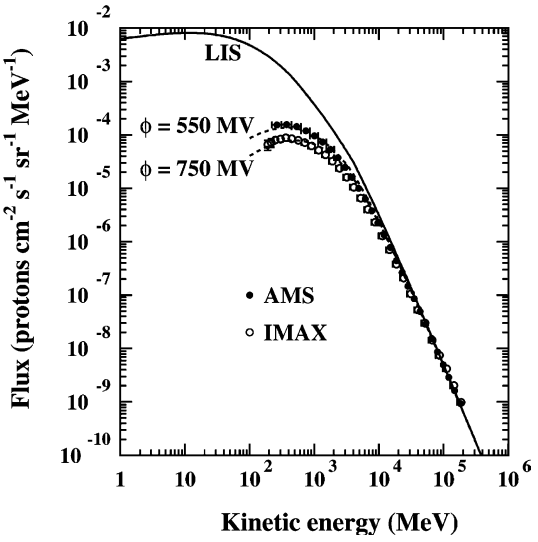

Fig. 3. Cosmic-ray proton local interstellar spectrum (LIS; solid curve) and solar-modulated spectra for two force-field potentials, $\phi = 550$ and 750 MV (dashed curves). AMS: Alcaraz et al. (2000); IMAX: Menn et al. (2000).

3. γ-ray line profiles

Calculated γ-ray line profiles are shown in Fig. 4 for different interstellar grain size distributions. We assumed that all the available refractory elements Mg, Si and Fe, and half of the O are locked up in silicate grains, whereas the volatile elements Ne and S (which contribute through spallation reactions to the 6129- and 1779-keV lines, respectively) are in the gaseous phase (see Savage and Sembach, 1996; Dwek et al., 1997). The dotted curves were obtained for the commonly used MRN (Mathis et al., 1977) size distribution: an $a^{-3.5}$ power law in grain radii a from $a_{\min} = 5$ nm (see Dwek et al., 1997) to $a_{\max} = 0.25$ μm. We see that there are little differences between these spectra and those calculated assuming that all the target nuclei are in the interstellar gas (thick, grey curves). In particular, the two profiles of the 6129-keV line are nearly identical, because almost all of the ^{16}O nuclei excited

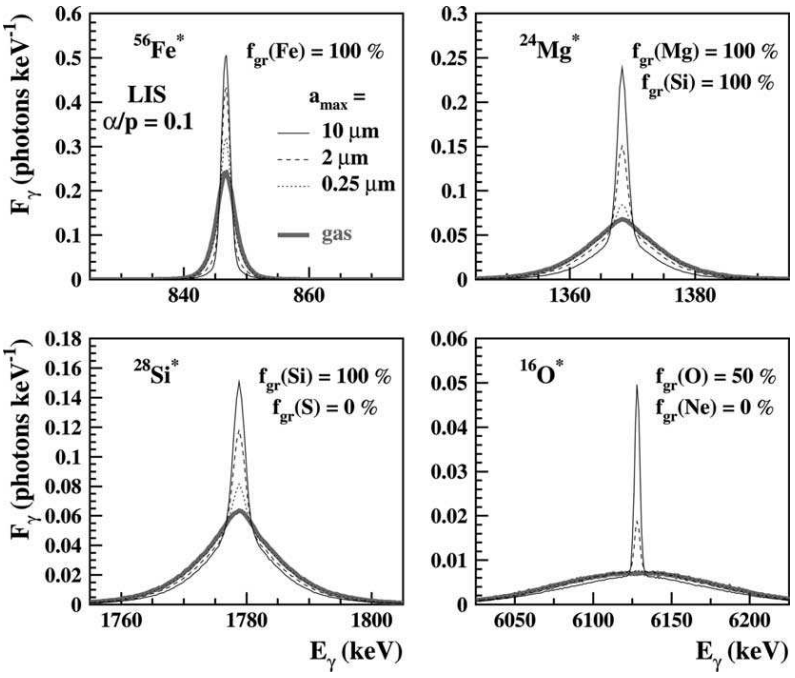

Fig. 4. Profiles of the γ-ray lines at 847 keV (^{56}Fe*), 1369 keV (^{24}Mg*), 1779 keV (^{28}Si*) and 6129 keV (^{16}O*), excited in cosmic-ray proton and α-particle interactions with interstellar gas and dust grains. The calculated spectra are normalized to one photon emitted in each line and convolved with the SPI response function. Thin curves represent grain size distributions following an $a^{-3.5}$ power law in radii from $a_{\min} = 5$ nm to $a_{\max} = 0.25$ μm (dotted curves), 2 μm (dashed curves) and 10 μm (solid curves). For each γ-ray line, the fractions of target nuclei assumed to be in the grains are indicated. Thick, grey curves: all target nuclei are assumed to be in the gas.

within dust grains of radius <0.25 μm escape from the solids before decaying.

The dashed curves were calculated for the same power law distribution, but with $a_{\max} = 2$ μm. The extension of the grain radii beyond the MRN limit of 0.25 μm is motivated by the observations with dust detectors aboard the *Ulysses* and *Galileo* spacecrafts of relatively large interstellar grains entering the solar system (Landgraf et al., 2000), as well as by models of scattering halos observed around X-ray sources (Witt et al., 2001). The thin, solid curves were obtained by further extending the MRN distribution to $a_{\max} = 10$ μm. Such large grains are typical of presolar grains of stardust found in primitive meteorites (Zinner, 1998) and should exist in various circumstellar media. We see that for these two grain size distributions, the very narrow component of the ^{24}Mg*, ^{28}Si* and ^{16}O* lines could in principle be resolved with SPI. The sensitivity of these line shapes to micrometer-sized particles provides a promising method for tracing large dust grains in the ISM.

4. γ-ray line fluxes from the inner Galaxy

The γ-ray line intensities from the inner Galaxy were estimated by normalizing the emissivity calculations to the observed flux of high-energy γ-rays (>70 MeV) due to π^0 production and decay. We derived the latter from (Büsching et al., 2001, Fig. 1; EGRET data of observing phases 1–4): $\Phi_\gamma^{\pi^0} \simeq 8.3 \times 10^{-5}$ photons cm^{-2} s^{-1}, for $-40° < \ell < 40°$ and $-6° < b < 6°$. We used the model of Dermer (1986) to calculate the production of π^0-decay γ-rays by cosmic-rays with the LIS spectrum of Fig. 3. We assumed that the metal abundances in the inner Galaxy are on the average twice solar. We then obtained for the fluxes of the 847-, 1369-, 1779- and 6129-keV lines excited in proton and α-

particle interactions with both interstellar gas and dust grains: 5.6×10^{-8}, 7.5×10^{-8}, 4.3×10^{-8} and 3.1×10^{-7} photons cm^{-2} s^{-1}, respectively. In comparison, the calculated flux of the relatively strong line at 4438 keV from $^{12}C^*$ (FWHM $\simeq$ 150 keV) is 7.1×10^{-7} photons cm^{-2} s^{-1} and that of the so-called α–α line at $\sim$450 keV (complex line shape with FWHM $\simeq$ 80 keV; see Tatischeff et al., 2001) is 3.9×10^{-7} photons cm^{-2} s^{-1}. All these diffuse emission fluxes are far below the SPI sensitivity, such that a near future detection of nuclear interaction γ-ray lines from the inner Galaxy is unlikely, unless there is a large population of Galactic cosmic-rays with kinetic energies below the threshold for π^0 production (280 MeV for p + H collisions). Such a distinct cosmic-ray component predominant at low energies has been proposed to account for the quasi-linear correlation between Be and Fe abundances for metallicities [Fe/H] < -1 (e.g., Cassé et al., 1995).

Acknowledgements

We acknowledge F. Boulanger for usefull discussions.

References

Alcaraz, J. et al., 2000. Phys. Lett. B 490, 27.
Büsching, I., Pohl, M., Schlickeiser, R., 2001. A&A 377, 1056.
Cassé, M., Lehoucq, R., Vangioni-Flam, E., 1995. Nature 373, 318.
De Leo, R. et al., 1982. Phys. Rev. C 25, 107.
Dermer, C.D., 1986. A&A 157, 223.
Dwek, E. et al., 1997. ApJ 475, 565.
Islam, M.S., Finlay, R.W., Petler, J.S., 1987. Nucl. Phys. A 464, 395.
Jones, F.C., Lukasiak, A., Ptuskin, V., Webber, W., 2001. ApJ 547, 264.
Kiang, G.C. et al., 1989. Nucl. Phys. A 499, 339.
Kiener, J., et al., 2004. In preparation.
Kozlovsky, B., Murphy, R.J., Ramaty, R., 2002. ApJS 141, 523.
Landgraf, M., Baggaley, W.J., Grün, E., Krüger, H., Linkert, G., 2000. J. Geophys. Res. 105, 10343.
Lingenfelter, R.E., Ramaty, R., 1977. ApJ 211, L19.
Mannheim, K., Schlickeiser, R., 1994. A&A 286, 983.
Mathis, J.S., Rumpl, W., Nordsieck, K.H., 1977. ApJ 217, 425.
Menn, W. et al., 2000. ApJ 533, 281.
Moskalenko, I.V., Strong, A.W., Ormes, J.F., Potgieter, M.S., 2002. ApJ 565, 280.
Ramaty, R., Kozlovsky, B., Lingenfelter, R.E., 1979. ApJS 40, 487.
Raynal, J., 1994. Notes on Ecis94, Note CEA-N-272, unpublished.
Savage, B.D., Sembach, K.R., 1996. ARA&A 34, 279.
Tatischeff, V., Thibaud, J.-P., Kiener, J., Cassé, M., Vangioni-Flam, E., 2001. Proceedings of the Fourth INTEGRAL Workshop, Exploring the Gamma-Ray Universe, ESA Publication SP-459, p. 105.
Witt, A.N., Smith, R.K., Dwek, E., 2001. ApJ 550, L201.
Ziegler, J.F., 1985. The Stopping and Range of Ions in Solids. Pergamon Press, New York. Available from <http://www.SRIM.org/>.
Zinner, E., 1998. Annu. Rev. Earth Planet. Sci. 26, 147.

A&A 546, A88 (2012)
DOI: 10.1051/0004-6361/201219016
© ESO 2012

Astronomy & Astrophysics

Nonthermal X-rays from low-energy cosmic rays: application to the 6.4 keV line emission from the Arches cluster region*

V. Tatischeff[1], A. Decourchelle[2], and G. Maurin[2,3]

[1] Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, IN2P3/CNRS and Univ Paris-Sud, 91405 Orsay, France
e-mail: Vincent.Tatischeff@csnsm.in2p3.fr
[2] Service d'Astrophysique (SAp)/IRFU/DSM/CEA Saclay, Bt. 709, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, Laboratoire AIM, CEA-IRFU/CNRS/Univ Paris Diderot, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France
[3] Laboratoire d'Annecy le Vieux de Physique des Particules, Univ. de Savoie, CNRS, BP 110, 74941 Annecy-le-Vieux Cedex, France

Received 10 February 2012 / Accepted 8 August 2012

ABSTRACT

Context. The iron Kα line at 6.4 keV provides a valuable spectral diagnostic in several fields of X-ray astronomy. The line often results from the reprocessing of external hard X-rays by a neutral or low-ionized medium, but it can also be excited by impacts of low-energy cosmic rays.

Aims. This paper aims to provide signatures allowing identification of radiation from low-energy cosmic rays in X-ray spectra showing the 6.4 keV Fe Kα line.

Methods. We study in detail the production of nonthermal line and continuum X-rays by interaction of accelerated electrons and ions with a neutral ambient gas. Corresponding models are then applied to *XMM-Newton* observations of the X-ray emission emanating from the Arches cluster region near the Galactic center.

Results. Bright 6.4 keV Fe line structures are observed around the Arches cluster. This emission is very likely produced by cosmic rays. We find that it can result from the bombardment of molecular gas by energetic ions, but probably not by accelerated electrons. Using a model of X-ray production by cosmic-ray ions, we obtain a best-fit metallicity of the ambient medium of 1.7 ± 0.2 times the solar metallicity. A large flux of low-energy cosmic ray ions could be produced in the ongoing supersonic collision between the star cluster and an adjacent molecular cloud. We find that a particle acceleration efficiency in the resulting shock system of a few percent would give enough power in the cosmic rays to explain the luminosity of the nonthermal X-ray emission. Depending on the unknown shape of the kinetic energy distribution of the fast ions above ~1 GeV nucleon^{-1}, the Arches cluster region may be a source of high-energy γ-rays detectable with the *Fermi* Gamma-ray Space Telescope.

Conclusions. At present, the X-ray emission prominent in the 6.4 keV Fe line emanating from the Arches cluster region probably offers the best available signature for a source of low-energy hadronic cosmic rays in the Galaxy.

Key words. cosmic rays – ISM: abundances – Galaxy: center – X-rays: ISM

1. Introduction

The Fe Kα line at 6.4 keV from neutral to low-ionized Fe atoms is an important probe of high-energy phenomena in various astrophysical sites. It is produced by removing a K-shell electron, either by hard X-ray photoionization or by the collisional ionization induced by accelerated particles, rapidly followed by an electronic transition from the L shell to fill the vacancy. The Fe Kα line emitted from a hot, thermally-ionized plasma at ionization equilibrium is generally in the range 6.6–6.7 keV depending on the plasma temperature.

The 6.4 keV Fe Kα line is a ubiquitous emission feature in the X-ray spectra of active galactic nuclei (Fukazawa et al. 2011). It is also commonly detected from high-mass X-ray binaries (Torrejón et al. 2010) and some cataclysmic variables (Hellier & Mukai 2004). In these objects, the line is attributed to the fluorescence from photoionized matter in the vicinity of a compact, bright X-ray source (George & Fabian 1991, and references therein). The 6.4 keV line is also detected in solar flares (Culhane et al. 1981), low-mass, flaring stars (Osten et al. 2010), massive stars (η Car; Hamaguchi et al. 2007), young stellar objects (Tsujimoto et al. 2005), supernova remnants (RCW 86; Vink et al. 1997), and molecular clouds in the Galactic center region (Ponti et al. 2010).

One of the best studied cases of this emission is the Sun. The observed line intensity and light curve during several flares suggest that excitation of Fe atoms occurs mainly by photoionization induced by flare X-rays with, however, an additional contribution in some impulsive events from collisional ionization by accelerated electrons (Zarro et al. 1992). A contribution from collisional ionization by accelerated electrons is also discussed for the emission at 6.4 keV from low-mass flaring stars (Osten et al. 2010) and young stellar objects (Giardino et al. 2007).

The 6.4 keV line emission from the Galactic center (GC) region was predicted by Sunyaev et al. (1993) before being discovered by Koyama et al. (1996). These authors suggest that the neutral Fe Kα line can be produced in molecular clouds, together with nonthermal X-ray continuum radiation, as a result of reprocessed emission of a powerful X-ray flare from the supermassive black hole Sgr A*. Recent observations of a temporal variation in the line emission from various clouds of the central molecular zone can indeed be explained by a long-duration flaring activity of Sgr A* that ended about 100 years ago (Muno et al. 2007; Inui et al. 2009; Ponti et al. 2010; Terrier et al. 2010).

* Appendices are available in electronic form at http://www.aanda.org

Some data also suggest there is a background, stationary emission in the Fe line at 6.4 keV (Ponti et al. 2010), which might be due to the interaction of cosmic rays with molecular clouds. Observations showing a spatial correlation between the X-ray line emission and nonthermal radio filaments have been interpreted as evidence of a large population of accelerated electrons in the GC region (Yusef-Zadeh et al. 2002a, 2007). Alternatively, Dogiel et al. (2009, 2011) suggest that the neutral or low ionization Fe Kα line from this region could be partly excited by subrelativistic protons generated by star accretion onto the central supermassive black hole.

Low-energy cosmic-ray electrons propagating in the interstellar medium (ISM) have also been invoked to explain the presence of a nonthermal continuum and a weak line at 6.4 keV in the spectrum of the Galactic ridge X-ray background (Valina et al. 2000). But most of Galactic ridge X-ray emission has now been resolved into discrete sources, probably cataclysmic variables and coronally active stars (Revnivtsev et al. 2009). Therefore, it is likely that the 6.4 keV line in the Galactic ridge spectrum is produced in these sources and not in the ISM.

In this paper, we study in detail the production of nonthermal line and continuum X-rays by interaction of accelerated electrons, protons, and α-particles with a neutral ambient gas. Our first aim is to search for spectral signatures that allow identification of cosmic-ray-induced X-ray emission. We then apply the developed models to the X-ray emission from the Arches cluster region near the GC.

The Arches cluster is an extraordinary massive and dense cluster of young stars, with possibly 160 O-type stars with initial masses greater than 20 $M_\odot$ and an average mass density of $\sim 3 \times 10^5\ M_\odot\ \mathrm{pc}^{-3}$ (Figer et al. 2002). The X-ray emission from the cluster is a mix of thermal and nonthermal radiations. The thermal emission is thought to arise from multiple collisions between strong winds from massive stars (Yusef-Zadeh et al. 2002b; Wang et al. 2006). This interpretation was recently reinforced by the detection with the *XMM-Newton* observatory of X-ray flaring activity within the cluster, which likely originates in one or more extreme colliding wind massive star binaries (Capelli et al. 2011a). Diffuse nonthermal emission prominent in the Fe Kα 6.4-keV line has also been detected from a broad region around the cluster (Wang et al. 2006; Tsujimoto et al. 2007; Capelli et al. 2011b). Wang et al. (2006) suggest from a 100-ks *Chandra* observation that this component may be produced by interaction of low-energy cosmic-ray electrons with a dense gas in a bow shock resulting from the supersonic collision of the star cluster with a molecular cloud. In this scenario, the nonthermal electrons may be accelerated in the bow-shock system itself and/or in shocked stellar winds within the Arches cluster. The latter assumption is supported by the detection with the Very Large Array (VLA) of diffuse nonthermal radio continuum emission from the cluster (Yusef-Zadeh et al. 2003). However, Tsujimoto et al. (2007) show from *Suzaku* observations using preliminary calculations of Tatischeff (2003) that this scenario would require a very high Fe abundance in the ambient medium, about four to five times the solar value. Capelli et al. (2011b) have recently favored a photoionization origin for the 6.4 keV line from the Arches cluster region, although not excluding a production by low-energy cosmic-ray electrons and/or protons. We show in the present work that the 6.4 keV line from this region is indeed most likely excited by subrelativistic ion collisions.

The plan of the paper is as follows. In Sect. 2, we theoretically study the production of nonthermal line and continuum X-rays by interaction of accelerated electrons and ions with a neutral ambient gas. In Sect. 3, we present the *XMM-Newton* observations of the Arches cluster region and describe the data reduction technique we employed. In Sect. 4, we study the temporal variability of the 6.4 keV line detected from a broad region surrounding the star cluster. In Sect. 5, we present a detailed spectral analysis of the *XMM-Newton* data that uses the newly developed cosmic-ray models. The origin of the detected thermal and nonthermal radiations is discussed in Sect. 6, where we argue that the 6.4 keV line emission in the vicinity of the star cluster is produced by a large population of low-energy cosmic ray ions. The acceleration source of these particles is discussed in Sect. 7. In Sect. 8, we estimate the ionization rate induced by the fast ions in the ambient medium. In Sect. 9, we investigate the gamma-ray emission from this region. A summary is finally given in Sect. 10.

2. Nonthermal X-rays from low-energy cosmic rays

The X-ray production is calculated in the framework of a generic, steady-state, slab model, in which low-energy cosmic rays (LECRs) penetrate a cloud of neutral gas at a constant rate. The fast particles slow down by ionization and radiative energy losses in the cloud and can either stop or escape from it depending on their path length in the ambient medium, Λ, which is a free parameter of the model. There are three other free parameters that can be studied from spectral fitting of X-ray data: the minimum energy of the CRs entering the cloud, E_{min}, the power-law index of the CR source energy spectrum, s, and the metallicity of the X-ray emission region, Z. More details about the cosmic-ray interaction model are given in Appendix A.

In Appendices B and C, we describe the atomic processes leading to X-ray continuum and line production as a result of accelerated electron and ion impacts. At this stage, we neglect the broad lines that can arise from atomic transitions in fast C and heavier ions following electron captures and excitations (Tatischeff et al. 1998). We only study the production of the narrower lines that result from K-shell vacancy production in the ambient atoms. We consider the Kα and Kβ lines from ambient C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Fe, and Ni. We now examine the properties of the most important of these narrow lines in detail, the one at 6.4 keV from ambient Fe.

2.1. LECR electrons

We present in Figs. 1–4 characteristic properties of the X-ray spectrum resulting from LECR electron interactions around the neutral Fe Kα line. All the calculations were performed for an ambient medium of solar composition (i.e. $Z = Z_\odot$ where $Z_\odot$ is the solar metallicity). Figures 1 and 3 show the equivalent width (EW) and luminosity of the 6.4 keV line, whereas Figs. 2 and 4 show the slope of the underlying continuum emission at the same energy. The former two quantities depend linearly on the metallicity, whereas the continuum emission, which is produced by electron bremsstrahlung in ambient H and He, is independent of Z.

We see in Figs. 1a and 3a that the EW of the Fe Kα line is generally lower than $\sim 0.45 \times (Z/Z_\odot)$ keV. The only exception is for $s = 1.5$ and $\Lambda > 10^{24}\ \mathrm{cm}^{-2}$. But in all cases, we expect the EW to be lower than $0.6 \times (Z/Z_\odot)$ keV. This result constitutes a strong constraint for a possible contribution of LECR electrons to the 6.4 keV line emission from the GC region, because the observed EW is >1 keV in some places (see Sect. 5) and sometimes equal to ~2 keV (see, e.g., Revnivtsev et al. 2004).

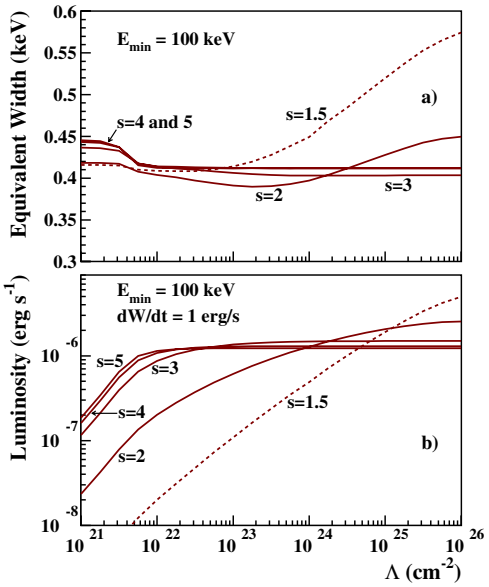

Fig. 1. Calculated **a)** EW and **b)** luminosity of the 6.4 keV Fe Kα line produced by LECR electrons as a function of the path length of the primary electrons injected in the X-ray production region, for five values of the electron spectral index s (Eq. (A.7)). The ambient medium is assumed to have a solar composition and the electron minimum energy $E_{\rm min}$ = 100 keV. In panel **b)**, the luminosity calculations are normalized to a total power of 1 erg s^{-1} injected by the fast primary electrons in the ambient medium.

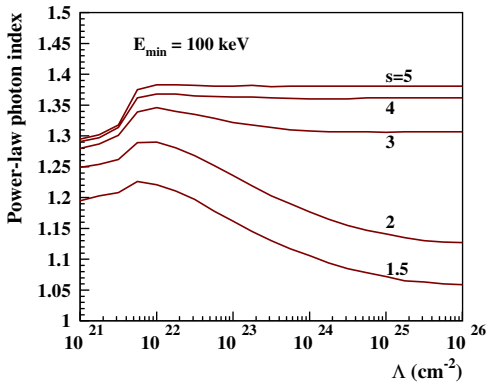

Fig. 2. Slope at 6.4 keV of the bremsstrahlung continuum emission produced by LECR electrons, as a function of the path length of the primary electrons injected in the X-ray production region, for five values of the spectral index s. The electron minimum energy is taken to be $E_{\rm min}$ = 100 keV.

The results shown in Figs. 1a and 3a were obtained without considering the additional fluorescent line emission that can result from photoionization of ambient Fe atoms by bremsstrahlung X-rays >7.1 keV emitted in the cloud. This contribution can be estimated from the Monte-Carlo simulations of Leahy & Creighton (1993), who studied the X-ray spectra produced by reprocessing of a power-law photon source surrounded by cold matter in spherical geometry. For the power-law photon index $\alpha = 1$, the simulated EW of the neutral Fe Kα line can be satisfactorily approximated by

$$EW_{\rm LC93} \approx 0.07 \times (Z/Z_\odot) \times \left(\frac{N_{\rm H}^{\rm C}}{10^{23}\ {\rm cm}^{-2}}\right)\ {\rm keV}, \quad (1)$$

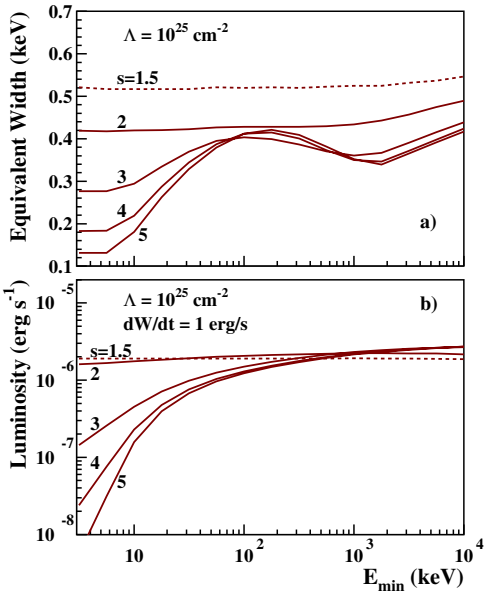

Fig. 3. Same as Fig. 1 but as a function of the electron minimum energy, for $\Lambda = 10^{25}$ cm^{-2}.

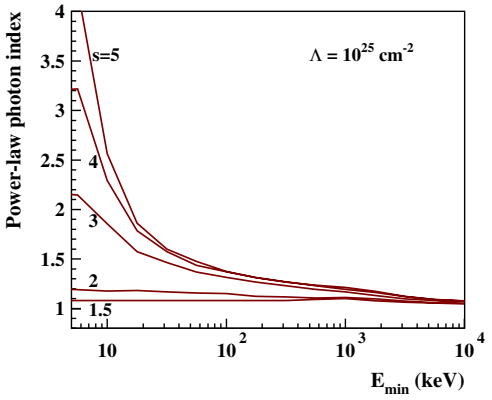

Fig. 4. Same as Fig. 2 but as a function of the electron minimum energy, for $\Lambda = 10^{25}$ cm^{-2}.

as long as the radial column density of the absorbing cloud, $N_{\rm H}^{\rm C}$, is lower than 10^{24} cm^{-2}. For $\alpha = 2$, we have $EW_{\rm LC93} \approx 0.03 \times (Z/Z_\odot) \times (N_{\rm H}^{\rm C}/10^{23}\ {\rm cm}^{-2})$ keV. Thus, we see by comparing these results with those shown in Figs. 1a and 3a that the additional contribution from internal fluorescence is not strong for $N_{\rm H}^{\rm C} \lesssim 5 \times 10^{23}$ cm^{-2}.

As shown in Figs. 1b and 3b, the production of 6.4 keV line photons by LECR electron interactions is relatively inefficient: the radiation yield $R_{6.4\ {\rm keV}} = L_{\rm X}(6.4\ {\rm keV})/({\rm d}W_{\rm e}/{\rm d}t)$ is always lower than $3 \times 10^{-6}\,(Z/Z_\odot)$, which implies that a high kinetic power in CR electrons should generally be needed to produce an observable Kα line from neutral or low-ionized Fe atoms. For example, the total luminosity of the 6.4 keV line emission from the inner couple of hundred parsecs of our Galaxy is $>6 \times 10^{34}$ erg s^{-1} (Yusez-Zadeh et al. 2007), such that ${\rm d}W_{\rm e}/{\rm d}t > 2 \times 10^{40}$ erg s^{-1} would be needed if this emission was entirely due to LECR electrons (assuming the ambient medium to be of solar metallicity). Such power would be comparable to that contained in CR protons in the entire Galaxy.

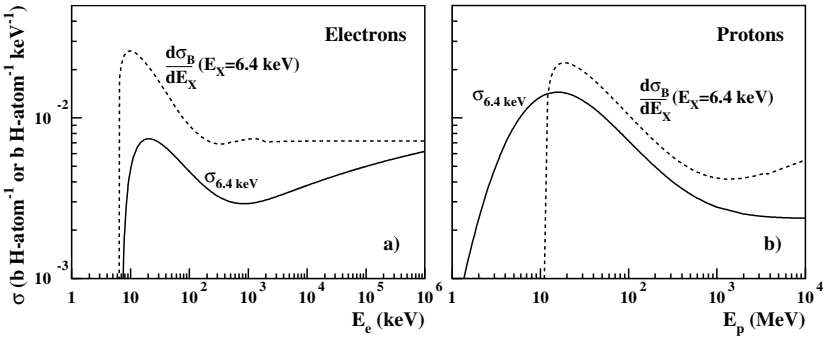

Fig. 5. Cross sections involved in the calculation of the Fe Kα line EW. *Solid lines*: cross sections (in units of barn per ambient H-atom) for producing the 6.4 keV line by the impact of fast electrons (*left panel*) and protons (*right panel*), assuming solar metallicity. *Dashed lines*: differential cross section (in barn per H-atom per keV) for producing 6.4 keV X-rays by bremsstrahlung of fast electrons (*left panel*) and inverse bremsstrahlung from fast protons (*right panel*), in a medium composed of H and He with H/He = 0.1. The ratio of these two cross sections gives the *EW* of the 6.4 keV line (in keV) for a mono-energetic beam of accelerated particles.

On the other hand, Fig. 1b shows that LECR electrons can produce a significant Fe Kα line (i.e. $R_{6.4\ \mathrm{keV}} \sim 10^{-6}$) in diffuse molecular clouds with $N_{\mathrm{H}}^{\mathrm{C}} < 10^{22}$ cm^{-2}, especially in the case of strong particle diffusion for which Λ can be much larger than $N_{\mathrm{H}}^{\mathrm{C}}$ (see Appendix A). An observation of a 6.4 keV line emission from a cloud with $N_{\mathrm{H}}^{\mathrm{C}} \sim 10^{21}$ cm^{-2} would potentially be a promising signature of LECR electrons, since the efficiency of production of this line by hard X-ray irradiation of the cloud would be low: the ratio of the 6.4 keV line flux to the integrated flux in the incident X-ray continuum above 7.1 keV (the K-edge of neutral Fe) is only $\sim 10^{-4}$ for $N_{\mathrm{H}}^{\mathrm{C}} = 10^{21}$ cm^{-2} (Yaqoob et al. 2010).

Figures 2 and 4 show the slope Γ of the bremsstrahlung continuum emission, as obtained from the derivative of the differential X-ray production rate $\partial(\mathrm{d}Q_{\mathrm{X}}/\mathrm{d}t)/\partial E_{\mathrm{X}}$ taken at 6.4 keV. We see that, for $E_{\min} > 100$ keV, Γ is lower than 1.4 regardless of s and Λ. This is because bremsstrahlung X-rays <10 keV are mainly produced by LECR electrons <100 keV, and the equilibrium spectrum of these electrons is hard (see Fig. B.1) and depends only weakly on the distribution of electrons injected in the ambient medium at higher energies.

Thus, after having studied the influence of the free parameters over broad ranges, we can summarize the main characteristics of the X-ray emission produced by LECR electrons as follows. First, the continuum radiation should generally be hard, $\Gamma < 1.4$, provided that nonthermal electrons $\lesssim$100 keV are not able to escape from their acceleration region and penetrate denser clouds. Secondly, the EW of the 6.4 keV Fe Kα line is predicted to be $\sim$(0.3–0.5) $\times$ ($Z/Z_{\odot}$) keV, whatever the electron acceleration spectrum and transport in the ambient medium.

The reason that the *EW* of the 6.4 keV line is largely independent of the electron energy distribution is given in Fig. 5a, which shows the relevant cross sections for this issue. The solid line is the cross section for producing 6.4 keV Fe Kα X-rays expressed in barn per ambient H-atom, that is $a_{\mathrm{Fe}} \times \sigma_{\mathrm{eFe}}^{\mathrm{K}\alpha}$ (see Eq. (B.3)). The dashed line is the differential cross section for producing X-rays of the same energy by electron bremsstrahlung. The Fe line EW produced by a given electron energy distribution is obtained from the ratio of the former cross section to the latter, convolved over that distribution. We see that the two cross sections have similar shapes, in particular similar energy thresholds, which explains why the *EW* of the 6.4 keV line depends only weakly on the electron energy. However, the cross section for producing the 6.4 keV line increases above 1 MeV as a result of relativistic effects in the K-shell ionization process (Quarles 1976; Kim et al. 2000b), which explains why the EW slightly increases with the hardness of the electron source spectrum (see Fig. 3a).

Figure 5b shows the same cross sections but for proton impact. The calculation of these cross sections are presented in Appendix C. We see that the cross section for the line production has a lower energy threshold than that for the bremsstrahlung continuum. We thus expect that LECR protons with a relatively soft source spectrum can produce a higher EW of the 6.4 keV line than the electrons (see also Dogiel et al. 2011).

2.2. LECR ions

Figures 6–9 present characteristic properties of the X-ray spectrum resulting from LECR ion interactions around the neutral Fe Kα line. As before, all the calculations were done for an ambient medium of solar composition. The most remarkable result is that fast ions with a soft source spectrum can produce very high EW of the 6.4 keV line (Figs. 6a and 8a). However, we see in Fig. 8a that the line EW becomes almost independent of s for $E_{\min} \gtrsim 20$ MeV nucleon^{-1}. This is because (i) the cross section for producing continuum X-rays at 6.4 keV and the one for the neutral Fe Kα line have similar shapes above 20 MeV nucleon^{-1} (see Fig. 5b) and (ii) the CR equilibrium spectrum below $E_{\min}$ only weakly depends on s and Λ.

As shown in Fig. 6b, for $E_{\min} = 1$ MeV nucleon^{-1}, the radiation yield $R_{6.4\ \mathrm{keV}}$ can reach $\sim 10^{-6}$ only for relatively hard source spectra with $s \leq 2$ and for $\Lambda \gtrsim 10^{25}$ cm^{-2}, which should generally mean strong particle diffusion in the X-ray production region. For such a high CR path length, the X-rays are mainly produced in thick-target interactions. An efficiency of $\sim 10^{-6}$ in the production of the 6.4 keV line can also be achieved with a softer CR source spectrum, if $E_{\min}$ is in the range 10–100 MeV nucleon^{-1} (Fig. 8b). This is because then most of the CRs are injected into the X-ray production region at energies where the cross section for producing Fe Kα X-rays is highest (see Fig. 5b). But in any case, we find that to get $R_{6.4\ \mathrm{keV}} \sim 10^{-6}$ it requires $\Lambda \gtrsim 10^{24}$ cm^{-2} (for solar metallicity). It is another difference from the production of nonthermal X-rays by LECR electrons, for which $R_{6.4\ \mathrm{keV}}$ can reach $\sim 10^{-6}$ for Λ as low as 10^{22} cm^{-2} (Fig. 1b).

Figures 7 and 9 show that the characteristic power-law slope of the continuum emission around 6.4 keV can vary from $\sim$1

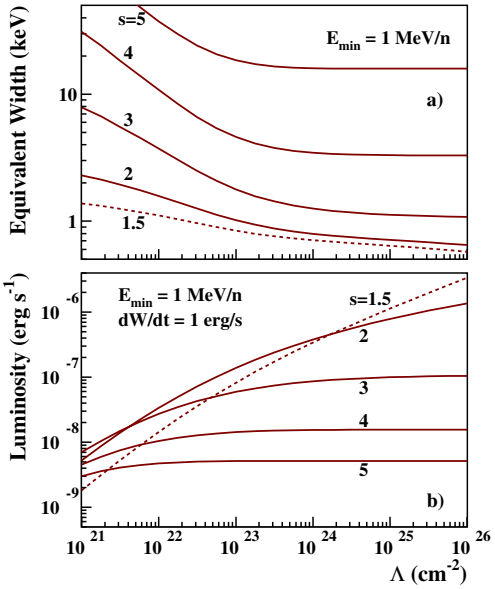

Fig. 6. Calculated **a)** EW and **b)** luminosity of the 6.4 keV Fe Kα line produced by LECR ions as a function of the path length of the CRs injected in the X-ray production region, for five values of the CR source spectral index s (Eq. (A.7)). The ambient medium is assumed to have a solar composition, and the minimum energy of the CRs that penetrate this medium is $E_{\rm min}$ = 1 MeV nucleon^{-1}. In panel **b)** the luminosity calculations are normalized to a total power of 1 erg s^{-1} injected by the fast primary protons in the ambient medium.

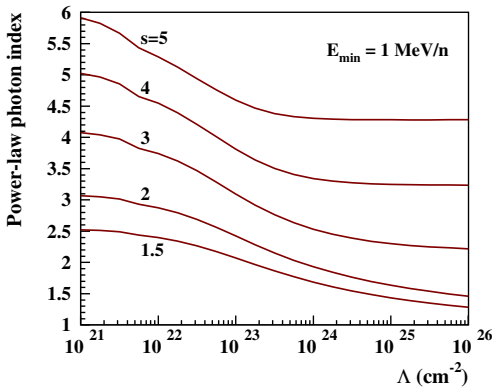

Fig. 7. Slope at 6.4 keV of the continuum emission produced by LECR ions as a function of the path length of the fast ions in the X-ray production region, for five values of the spectral index s. The minimum energy of injection is taken to be $E_{\rm min}$ = 1 MeV nucleon^{-1}.

to ~6 for s in the range 1.5–5. However, for $s \leq 2$, which is expected for strong shock acceleration of nonrelativistic particles, and $\Lambda > 10^{24}$ cm^{-2}, which can result from strong particle diffusion in the cloud, we expect Γ between 1.3 and 2. For these conditions, the EW of the neutral Fe Kα line is predicted to be in the narrow range (0.6–0.8) $\times$ ($Z/Z_\odot$) keV (Figs. 6a and 8a). This result could account for $EW \gtrsim 1$ keV as observed from regions near the GC, provided that the diffuse gas there has a super-solar metallicity (i.e. $Z > Z_\odot$).

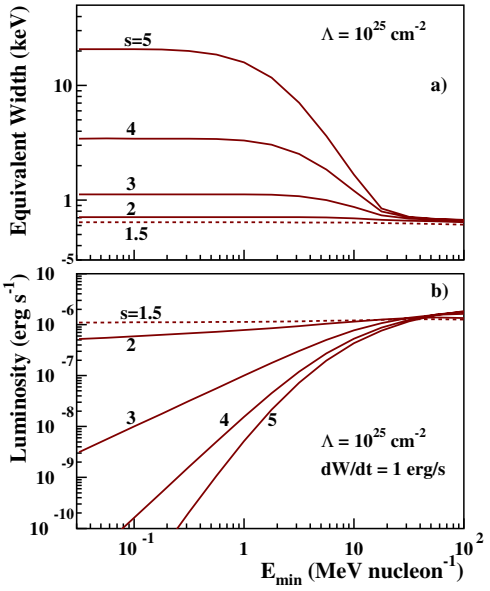

Fig. 8. Same as Fig. 6 but as a function of the minimum energy of injection, for $\Lambda = 10^{25}$ cm^{-2}.

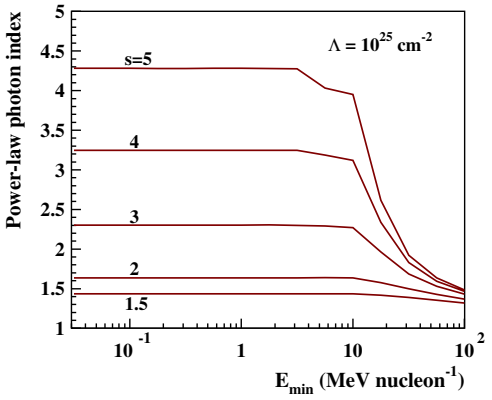

Fig. 9. Same as Fig. 7 but as a function of the minimum energy of injection, for $\Lambda = 10^{25}$ cm^{-2}.

3. *XMM-Newton* observations and data reduction

3.1. Data reduction and particle background substraction

For our analysis, we have considered all public *XMM-Newton* EPIC observations encompassing the Arches cluster (RA = 17$^{\rm h}$45$^{\rm m}$50$^{\rm s}$, Dec = –28°49′20″). The criteria were to have more than 1.5 ks observation time available for each camera, to be in full frame or extended full frame mode, and to use the medium filter. The data was reduced using the SAS software package, version 10.0. Calibrated-event files were produced using the tasks EMCHAIN for the MOS cameras and EPPROC for the pn camera. We excluded from the analysis the period contaminated by soft proton flares, by using an automatic 3σ-*clipping* method (Pratt & Arnaud 2003). Table 1 provides the list of the 22 selected observations and their respective observing time per instrument after flare rejection.

We searched for any anomalous state of MOS CCD chips (Kuntz & Snowden 2008) by performing a systematic inspection of the images and spectra of each chip in the 0.3–1 keV energy

Table 1. Summary of the *XMM-Newton*/EPIC observations available for the Arches cluster.

Date	Observation ID	Good time exposure (ks) M1	M2	pn	MOS Noisy CCD	coverage (%) Cloud M1	M2	pn	Cluster M1	M2	pn
2000-09-19	0112970401	21	21	16	–	100	100	86	100	100	100
2000-09-21	0112970501	7	9	3	–	96	99	87	99	100	100
2001-09-04	0112972101	20	20	17	–	100	100	40	100	100	21
2002-02-26	0111350101	43	42	36	–	100	100	56	100	100	94
2002-10-02	0111350301	6	6	3	–	99	100	47	100	100	82
2004-03-28	0202670501	10	14	2	–	100	100	100	100	100	100
2004-03-30	0202670601	27	27	17	–	100	100	99	100	100	100
2004-08-31	0202670701	64	74	40	M2-5	100	100	100	100	100	100
2004-09-02	0202670801	83	89	50	M2-5	100	100	100	100	100	100
2006-02-27	0302882601	2	2	1	–	0	100	55	0	100	91
2006-09-08	0302884001	6	6	4	M1-4	100	99	33	100	100	7
2007-02-27	0506291201	18	20	[a]	–	100	87	[a]	100	96	[a]
2007-03-30	0402430701	23	24	16	M2-5	0	100	100	0	100	100
2007-04-01	0402430301	54	58	29	M1-4, M2-5	0	100	99	0	100	100
2007-04-03	0402430401	39	40	23	M1-4	0	100	100	0	100	100
2007-09-06	0504940201	8	9	5	M2-5	98	99	34	98	100	23
2008-03-04	0511000301	4	4	2	–	0	100	64	0	100	100
2008-03-23	0505670101	68	73	51	M1-4, M2-5	0	100	[b]	0	100	[b]
2008-09-23	0511000401	4	4	4	M1-4, M2-5	99	99	41	98	100	41
2009-04-01	0554750401	32	32	24	–	0	100	98	0	100	100
2009-04-03	0554750501	40	41	31	M1-4	0	100	99	0	100	100
2009-04-05	0554750601	36	37	25	M1-4	0	100	99	0	100	100
Total exposure (ks)	Imaging	615	652	399							
				Cloud	Cluster						
	Spectroscopy	317	652	276	315						

Notes. For each observation and instrument, we report the total good-time interval exposure after flare screening. For a number of observations, the Arches cluster lies at the position of the CCD 6 of MOS 1, which is out of service. We indicate the CCDs identified as noisy for MOS (data not used for the analysis) and the spatial coverage of the pn (incomplete due to dead columns) for our two spectral extraction regions (see Fig. 10). Only observations with a spatial coverage of the region greater than 85% were used for the spectral analysis. [(a)] The pn camera was in timing mode for this observation. [(b)] The pn data of this observation were not taken into account for the spectrum extraction, because the pn spatial coverage of the background region (Fig. 10) was to low.

band. We identified 14 occurrences of a noisy chip in the list of observations (see Table 1). The chips affected in our observations by a high-level, low-energy background state are CCD 4 of MOS 1 and CCD 5 of MOS 2. We excluded data of those chips from our analysis when they were noisy.

For MOS cameras, we selected events with PATTERN $\leq$ 12. Only events with PATTERN $\leq$ 4 were kept for the pn instrument. Depending on the nature of the analysis, we defined two kinds of quality-flag selection:

- for imaging, to select events with good angular reconstruction, we used the flags XMMEA_EM and XMMEA_EP for the MOS and pn cameras, respectively;
- for the spectrum analysis, we chose events with FLAG = XMMEA_SM for MOS cameras (good energy reconstruction) and with FLAG = 0 for the pn camera.

The particle background was derived from filter-wheel closed (FWC) observations that were compiled until revolution about 1600. To be consistent, we applied exactly the same event selection criteria to both data and FWC files. We checked that even if the particle flux has increased significantly between 2000 and 2009, its spectrum and spatial repartition have not significantly changed during that period. We used the count rates between 10 and 12 keV for MOS and between 12 and 14 keV for pn to normalize the FWC background level to that of our observations. Regions with bright sources in the observations have been excluded to calculate the normalization factor. Finally, the EVIGWEIGHT task was used to correct vignetting effects (Pratt et al. 2007).

3.2. Maps generation

For each observation and instrument, we produced count images (EVSELECT task) in two energy bands (6.3–6.48 keV and 6.564–6.753 keV), which are dominated by the Fe Kα lines at 6.4 keV from neutral to low-ionized atoms and at 6.7 keV from a hot thermally-ionized plasma. For each energy band, observation, and instrument, the normalized particle background image derived from FWC observations was subtracted from the count image. The particle background events were rotated beforehand so as to match the orientation of each instrument for each observation. For each energy band, observation, and instrument, an exposure map was generated (EEXMAP task) taking the different efficiencies of each instrument into account.

To produce line images of the Fe Kα emission at 6.4 and 6.7 keV, the continuum under the line needs to be subtracted. For that, we produced a map in the 4.17–5.86 keV energy band, which is dominated by the continuum emission, with the same procedure as before. To determine the spectral shape of the

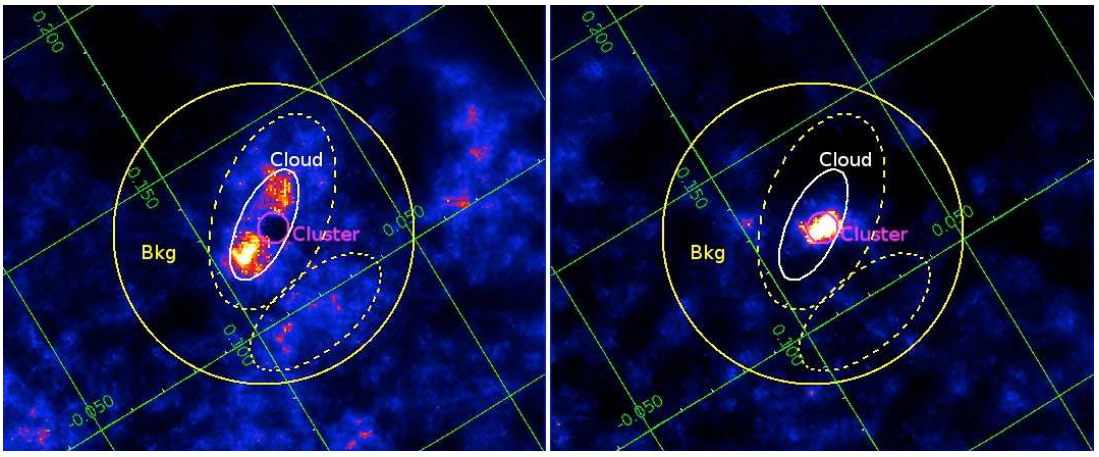

Fig. 10. *XMM-Newton*/EPIC continuum-subtracted Fe Kα emission line maps of the Arches cluster region at 6.4 keV (*left panel*) and 6.7 keV (*right panel*). The images have been adaptively smoothed at a signal-to-noise of 20. The magenta circle indicates the region ("Cluster") used to characterize the Arches cluster X-ray emission, which shows strong Fe Kα emission at 6.7 keV. The region inside the white ellipse but outside the magenta circle indicates the region ("Cloud") used for spectral extraction to characterize the bright 6.4 keV regions surrounding the Arches cluster. The region inside the yellow circle but outside the two dashed ellipses shows the local background used for the spectral analysis. The axes of the maps (in green) indicate Galactic coordinates in degrees. North is up and east to the left.

continuum in the 4–7 keV band, the spectrum of the *cloud* region (representative region defined in Fig. 10 and Table 2) was fitted by a power law and Gaussian functions to account for the main emission lines. The continuum map was then renormalized to the power-law flux in the considered energy band and subtracted from the corresponding energy band image.

The background-subtracted and continuum-subtracted count images and the exposure maps were then merged using the EMOSAIC task to produce images of the entire observation set. The resulting count images were adaptively smoothed using the ASMOOTH task with a signal-to-noise ratio of 20. The count rate images were obtained by dividing the smoothed count images by the smoothed associated exposure map. The template of the smoothing of the count image was applied to the associated merged exposure map.

Figure 10 shows the resulting Fe Kα line maps at 6.4 and 6.7 keV of the Arches cluster region. The star cluster exhibits strong Fe Kα emission at 6.7 keV. Bright Fe Kα 6.4 keV structures are observed around the Arches cluster.

3.3. Spectrum extraction

To characterize the properties of the emission of the Arches cluster and its surroundings, we defined two regions, which are shown in Fig. 10. The region called "Cluster" corresponds to the Arches cluster and exhibits strong Fe Kα emission at 6.7 keV. The region called "Cloud" corresponds to the bright Fe Kα 6.4 keV emission structures surrounding the Arches cluster. Table 2 provides the coordinates of these regions.

In 9 of the 22 relevant observations, the Arches region lies on the out-of-service CCD6 of MOS 1, reducing the available observation time by more than a factor 2 compared to MOS 2 (see Table 1). Regarding the pn camera, the cloud and cluster regions suffer from the presence of dead columns in a number of observations. We thus estimated the spatial coverage of each region for each pn observation (see Table 1). After several tests, we chose for the spectral analysis to keep only observations with a pn spatial coverage greater than 85%. For all these selected observations, the MOS spatial coverage of each region was greater than 85% (see Table 1).

Table 2. Definition of the spectral extraction regions.

Region	RA (J2000)	Dec (J2000)	Shape	Parameters
Cluster	$17^h45^m50.3^s$	$-28°49'19''$	circle	$15''$
Cloud	$17^h45^m51.0^s$	$-28°49'16''$	ellipse	$25''$, $59''$, $155°$
excl.	$17^h45^m50.3^s$	$-28°49'19''$	circle	$15''$
Bkg	$17^h45^m51.0^s$	$-28°49'25''$	circle	$148''$
excl.	$17^h45^m47.2^s$	$-28°50'42''$	ellipse	$37''$, $78''$, $130°$
excl.	$17^h45^m50.4^s$	$-28°49'03''$	ellipse	$55''$, $100''$, $160°$

Notes. This table provides the center position, circle radius and for ellipses, minor, and major axes, as well as angle (counter clockwise from straight up). "Bkg" means background and "excl." indicates the zones of exclusion.

Table 1 summarizes the final total available exposure time by instrument for spectral analysis. With the 22 observations, we obtained 317 ks for MOS 1 and 652 ks for MOS 2. For the pn spectral analysis, we obtained 276 and 315 ks on the cloud and cluster regions, respectively.

For each region, the particle background spectrum was estimated from the FWC observations in the same detector region. The astrophysical background around the Arches cluster shows spatial structures and, notably, an increase towards the Galactic plane. After several tests, we concluded that the most representative local background for the Arches region was that of the region encircling the Arches, but avoiding the zones emitting at 6.4 keV. The background region is defined in Table 2 and shown in Fig. 10 (yellow circle with the exclusion of the two dashed-line ellipses). To subtract the particle and astrophysical background from the spectra, we used the method of double subtraction described in Arnaud et al. (2002). The ancillary and redistribution matrix function response files were generated with the SAS ARFGEN and RMFGEN tasks, respectively.

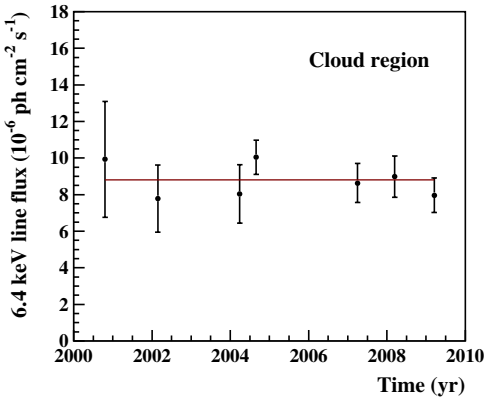

Fig. 11. Lightcurve of the 6.4 keV Fe Kα line flux arising from a large region around the Arches cluster (the region labeled "Cloud" in Fig. 10). The red horizontal line shows the best fit with a constant flux.

The spectra from individual observations of the same region were then merged for each instrument and rebinned to achieve a signal-to-noise per bin of 3σ.

4. Variability of the 6.4 keV line

The temporal variability of the 6.4 keV line flux is a key diagnostic for deciphering the origin of the line (see, for example, Ponti et al. 2010). To study this aspect, we combined spectra extracted from the cloud region to obtain a sampling of the emission at seven epochs: September 2000 (2 observations), February 2002 (1 observation), March 2004 (2 observations), August/September 2004 (2 observations), March/April 2007 (3 observations), March 2008 (2 observations), and April 2009 (3 observations). This sampling is similar to the one recently used by Capelli et al. (2011b), except that, for an unknown reason, these authors did not included the September 2000 epoch in their analysis.

To measure the intensity of the neutral or low-ionization Fe Kα line at each epoch, we modeled the X-ray emission from the cloud region as the sum of an optically thin, ionization equilibrium plasma (APEC, Smith et al. 2001), a power-law continuum, and a Gaussian line at ~6.4 keV. These three components were subject to a line-of-sight photoelectric absorption so as to account for the high column density of the foreground material. We used the X-ray spectral-fitting program XSPEC[1] to fit this model simultaneously to EPIC MOS and pn spectra between 1.5 and 10 keV. More details on the fitting procedure will be given in the next section. All the fits were satisfactory and gave reduced $\chi^2 \sim 1$.

The photon fluxes in the 6.4 keV line thus determined are shown in Fig. 11. The best fit of a constant flux to these data is satisfactory, giving a χ^2 of 3.3 for six degrees of freedom (d.o.f.). The significance of a variation in the line flux is then only of 0.3σ[2]. The best-fit mean flux is $F_{6.4\,\mathrm{keV}} = (8.8 \pm 0.5) \times 10^{-6}$ ph cm^{-2} s^{-1}.

[1] http://heasarc.nasa.gov/xanadu/xspec/

[2] Noteworthy is that these results were obtained without taking the systematic error in the effective area of the EPIC camera into account. This error is estimated to be 7% for on-axis sources and to increase with off-axis angle (see the *XMM-Newton* Calibration Technical Note CAL-TN-0018.pdf at http://xmm.vilspa.esa.es/external/xmm_sw_cal/calib/documentation.shtml).

The fact that the intensity of the 6.4 keV line emitted from the vicinity of the Arches cluster is consistent with being constant is in good agreement with the previous work of Capelli et al. (2011b). We note, however, that the line fluxes obtained in the present work are systematically lower by ~20%. This is attributable to a difference in the background modeling: whereas we used a broad region as close as possible to the Arches cluster to subtract the astrophysical background prior to the spectral fitting (Fig. 10), Capelli et al. included the background as a component within the fitting.

5. X-ray spectral analysis of time-averaged spectra

We again used XSPEC to fit various models to time-averaged spectra extracted from the two source regions shown in Fig. 10. The fits were performed simultaneously on the stacked MOS1, MOS2, and pn spectra, but we allowed for a variable cross-normalization factor between the MOS and pn data. Independent of the fitting model, we found very good agreement between the MOS and pn cameras, to better than 1% for the data extracted from the cluster region and to 4–5% for the data extracted from the cloud region. These factors are consistent with the residual uncertainty in the flux cross-calibration of the EPIC cameras (Mateos et al. 2009).

5.1. X-ray emission from the star cluster

We first modeled the emission of the cluster region as the sum of an APEC plasma component and a nonthermal component represented by a power-law continuum and a Gaussian line at ~6.4 keV. The centroid energy of the Gaussian line was allowed to vary, but the line width was fixed at 10 eV. All the emission components were subject to a line-of-sight photoelectric absorption (WABS model in XSPEC). The best-fit results obtained with this model (called model 1 in the following) are reported in Table 3 and the corresponding spectra shown in Fig. 12a. In this table and in the following discussion, all the quoted errors are at the 90% confidence level.

This fitting procedure did not allow us to reliably constrain the metallicity of the X-ray emitting plasma. Indeed, the best fit was obtained for a super-solar metallicity $Z > 5\,Z_\odot$, which is not supported by other observations. Such an issue has already been faced in previous analyses of the X-ray emission from the Arches cluster region. Thus, Tsujimoto et al. (2007) fixed the plasma metallicity to be solar in their analysis of *Suzaku* data, whereas Capelli et al. (2011a,b) adopted $Z = 2\,Z_\odot$ in their analysis of *XMM-Newton* data. With the *Chandra* X-ray Observatory, Wang et al. (2006) were able to resolve three bright point-like X-ray sources in the core of the Arches cluster – most likely colliding stellar wind binaries – and study them individually. These sources were all modeled by an optically thin thermal plasma with a temperature of ~1.8–2.5 keV and a metallicity $Z/Z_\odot = 1.8^{+0.8}_{-0.2}$. In our analysis, we fixed the metallicity of the thermal plasma in the cluster region to be $1.7\,Z_\odot$, which is the best-fit value that we were able to obtain for the cloud region using the LECR ion model developed in this paper to account for the nonthermal emission (see Sect. 5.2 below). The adopted metallicity is also consistent with the results of Wang et al. (2006).

Model 1 gives a good fit to the data from the cluster region above ~3 keV. In particular, the detection of the neutral or low-ionization Fe Kα line is significant (see Table 3). But the fit is poorer below 3 keV, because the data shows clear excesses of counts above the model at ~1.85 and ~2.45 keV (see

Table 3. Spectral analysis of the X-ray emission from the Arches star cluster and associated cloud region with standard XSPEC models.

	(Unit)	Star cluster model 1	model 2	model 3	Cloud region model 1
$N_{\rm H}(2)$	(10^{22} H cm^{-2})	–	$=N_{\rm H}(1)$	$8.3^{+0.8}_{-1.0}$	–
$kT(2)$	(keV)	–	0.27 ± 0.04	$0.92^{+0.14}_{-0.15}$	–
$Z/Z_\odot$		–	1.7 (fixed)	1.7 (fixed)	–
$I_{kT}(2)$	(see notes below)	–	1100^{+1500}_{-600}	13^{+7}_{-5}	–
$N_{\rm H}(1)$	(10^{22} H cm^{-2})	9.5 ± 0.3	$12.0^{+0.6}_{-0.7}$	$12.8^{+1.3}_{-1.0}$	$11.3^{+1.9}_{-1.3}$
$kT(1)$	(keV)	$1.79^{+0.06}_{-0.05}$	$1.61^{+0.08}_{-0.05}$	$1.78^{+0.15}_{-0.10}$	$2.2^{+1.0}_{-0.5}$
$Z/Z_\odot$		1.7 (fixed)	1.7 (fixed)	1.7 (fixed)	1.7 (fixed)
$I_{kT}(1)$	(see notes below)	20.4 ± 1.8	30 ± 4	23^{+4}_{-5}	$5.2^{+4.9}_{-2.4}$
$E_{6.4\ \rm keV}$	(keV)	6.41 ± 0.02	6.40 ± 0.02	6.40 ± 0.02	6.409 ± 0.005
$F_{6.4\ \rm keV}$	(10^{-6} ph cm^{-2} s^{-1})	1.2 ± 0.3	1.3 ± 0.3	1.3 ± 0.3	$8.7^{+0.5}_{-0.6}$
Γ		0.7 ± 0.4	$0.4^{+0.5}_{-0.6}$	$0.8^{+0.6}_{-0.7}$	$1.6^{+0.3}_{-0.2}$
$I_{\rm p.l.}$	(10^{-5} cm^{-2} s^{-1} keV^{-1})	$1.3^{+1.4}_{-0.7}$	$0.62^{+1.15}_{-0.35}$	$1.3^{+2.8}_{-0.9}$	16^{+9}_{-6}
$EW_{6.4\ \rm keV}$	(keV)	0.4 ± 0.1	0.4 ± 0.1	0.4 ± 0.1	1.2 ± 0.2
χ^2/d.o.f.		1222/978	1152/976	1129/975	560/491

Notes. Model 1: WABS × (APEC + Gaussian + powerlaw); model 2: WABS × (APEC + APEC + Gaussian + powerlaw); model 3: WABS × APEC + WABS × (APEC + Gaussian + powerlaw). $N_{\rm H}$: absorption column density. kT, $Z/Z_\odot$, and I_{kT}: temperature, metallicity relative to solar, and normalization of the APEC thermal plasma (I_{kT} is in unit of $10^{-18} \int n_{\rm e} n_{\rm H} {\rm d}V/(4\pi D^2)$, where $n_{\rm e}$ and $n_{\rm H}$ are the electron and proton number densities (cm^{-3}) and D the distance to the source in cm). $E_{6.4\ \rm keV}$ and $F_{6.4\ \rm keV}$: centroid energy and flux of the neutral or low-ionization Fe Kα line. Γ and $I_{\rm p.l.}$: index and normalization at 1 keV of the power-law component. $EW_{6.4\ \rm keV}$: EW of the 6.4 keV line with respect to the power-law continuum. χ^2/d.o.f.: χ^2 per degree of freedom.

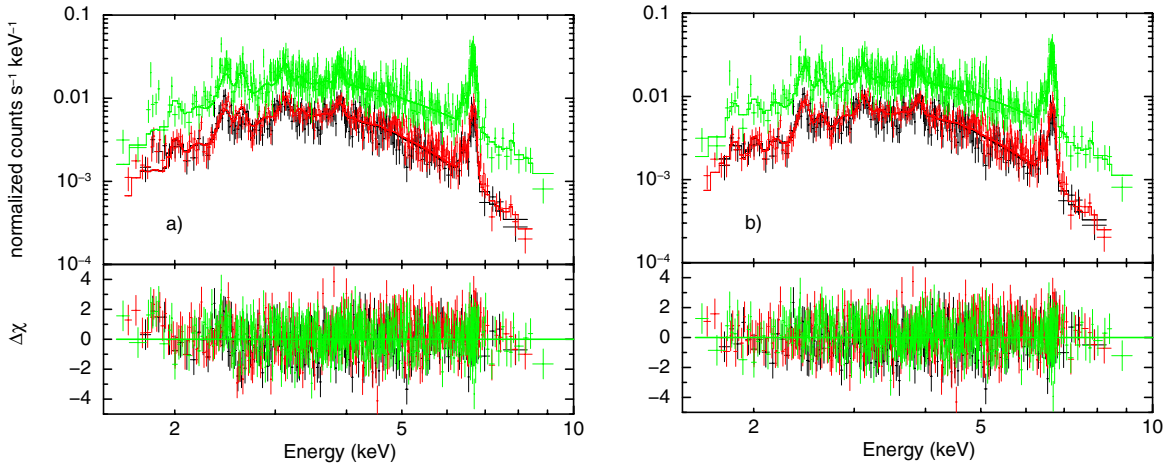

Fig. 12. X-ray spectra of the Arches cluster as measured in the MOS1 (black), MOS2 (red), and pn (green) cameras aboard *XMM-Newton*, compared to **a)** a model with only one thermal plasma component (model 1 in Table 3) and **b)** a model with two thermal plasma components (model 3 in Table 3). The *lower panels* show the associated residuals in terms of standard deviations. The second plasma of temperature kT = 0.9 keV accounts for a significant emission in the He-like Si and S Kα lines at 1.86 and 2.46 keV, respectively.

Fig. 12a). These features most likely correspond to the Kα lines from He-like Si and S, respectively. We checked that this excess emission is not due to an incomplete background subtraction by producing a Si Kα line image in the energy band 1.76–1.94 keV. To estimate the contribution of the continuum under the Si line, we first produced a count map in the adjacent energy band 2.05–2.15 keV and then normalized it to the expected number of continuum photons in the former energy range. The normalization factor was obtained from a fit to the EPIC spectra of the cluster region by model 1 plus two Gaussian functions to account for the Si and S Kα lines. The resulting map in the Si line shows significant excess emission at the position of the Arches cluster (Fig. 13).

To account for the presence of the He-like Si and S Kα lines in the X-ray spectrum of the cluster, we included in the fitting model a second APEC component subject to the same photoelectric absorption as the other components (model 2). The quality of the fit significantly improves with this additional thermal plasma component (χ^2 = 1152 for 976 degrees of freedom), whose best-fit temperature is kT = 0.27 ± 0.04 keV

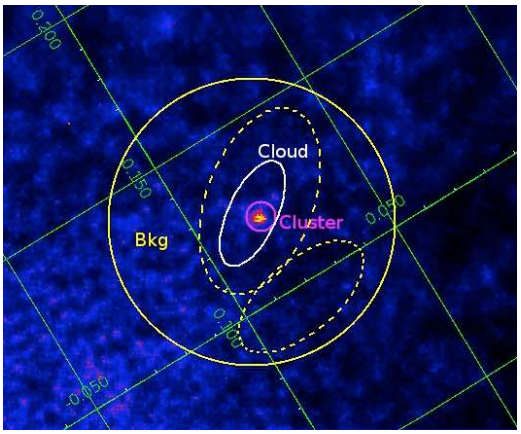

Fig. 13. Same as Fig. 10 but for the He-like Si Kα line at 1.86 keV.

(Table 3). However, the absorption-corrected intrinsic luminosity of this plasma is found to be quite high in the soft X-ray range: $L_{\rm int}(0.4{-}1\ {\rm keV}) \approx 2.3 \times 10^{36}$ erg s^{-1}, assuming the distance to the GC to be $D = 8$ kpc (Ghez et al. 2008).

In a third model, we let the X-ray emission from the plasma of lower temperature be absorbed by a different column density than the one absorbing the X-rays emitted from the other components. It allows us to further improve the fit to the data ($\chi^2 = 1129$ for 975 degrees of freedom, Table 3; see also Fig. 12b for a comparison of this model to the data). We then found $kT = 0.92^{+0.14}_{-0.15}$ keV and $L_{\rm int}(0.4{-}1\ {\rm keV}) \approx 2.0 \times 10^{34}$ erg s^{-1} for the lower temperature plasma. The origin of this thermal component, which was not detected in previous X-ray observations of the Arches cluster, is discussed in Sect. 6.1 below.

As can be seen from Table 3, the addition of a second APEC component in the fitting model of the star cluster emission increases the absorbing column density $N_{\rm H}(1)$ significantly. It also has some impact on the temperature of the hotter plasma and on the index of the power-law component, but not on the properties of the 6.4 keV line.

5.2. X-ray emission from the cloud region

We used model 1 to characterize the X-ray emission from the cloud region, except that we also included a Gaussian line at 7.05 keV (fixed centroid energy) to account for the neutral or low-ionization Fe Kβ line. The Fe Kβ/Kα flux ratio was imposed to be equal to 0.13 (Kaastra & Mewe 1993). We checked that including a second thermal plasma component (model 2 or 3) is not required for this region, as it does not improve the quality of the fit. As before, we fixed the metallicity of the emitting plasma to be 1.7 $Z_\odot$. The best-fit temperature, $kT = 2.2^{+1.0}_{-0.5}$ keV, is marginally higher than the one of the high-temperature plasma emanating from the cluster region.

We now compare the characteristics of the prominent nonthermal emission of the cloud region with the model predictions discussed in Sect. 2. In the LECR electron model, the measured value $\Gamma = 1.6^{+0.3}_{-0.2}$ would only be expected for low values of the CR minimum energy $E_{\rm min} \lesssim 100$ keV and for relatively soft source spectra with $s \gtrsim 2.5$ (see Fig. 4). But for these CR spectrum parameters the neutral Fe Kα line is predicted to be relatively weak, $EW_{6.4\ {\rm keV}} < 0.4 \times (Z/Z_\odot)$ keV (see Fig. 3). Thus, it would require an ambient Fe abundance $\gtrsim$3 times the solar value to account for the measured EW of 1.2 ± 0.2 keV. The measured properties of the nonthermal component emitted from the cloud region thus appear to be hardly compatible with the predictions of the LECR electron model.

Table 4. Spectral analysis of the X-ray emission from the cloud region with LECR electron and ion models.

	(Unit)	LECR electrons	LECR ions
$N_{\rm H}$	(10^{22} H cm^{-2})	$11.9^{+1.3}_{-1.4}$	$12.2^{+1.4}_{-1.6}$
kT	(keV)	$1.9^{+0.6}_{-0.3}$	$2.0^{+0.7}_{-0.3}$
$Z/Z_\odot$		>3.1	1.7 ± 0.2
I_{kT}	(see notes below)	$3.5^{+2.4}_{-1.6}$	$7.0^{+4.0}_{-3.1}$
Λ	(H-atoms cm^{-2})	5×10^{24} (fixed)	5×10^{24} (fixed)
s		>2.5	$1.9^{+0.5}_{-0.6}$
$E_{\rm min}$	(keV) or (keV/n)	<41	10^4 (fixed)
$N_{\rm LECR}$	(10^{-8} erg cm^{-2} s^{-1})	$5.0^{+7.4}_{-1.5}$	$5.6^{+0.7}_{-0.3}$
χ^2/d.o.f.		558/492	558/493

Notes. XSPEC model: WABS × (APEC + LECRp), where p stands for electrons or ions. $N_{\rm H}$, kT, $Z/Z_\odot$, and I_{kT}: as in Table 3. Λ, s, $E_{\rm min}$, and $N_{\rm LECR}$: LECR path length, source spectrum index, minimum energy, and model normalization. By definition $dW/dt = 4\pi D^2 N_{\rm LECR}$ is the power injected in the interaction region by primary CR electrons or protons of energies between $E_{\rm min}$ and $E_{\rm max} = 1$ GeV (D is the distance to the source).

On the other hand, the measured values of Γ and $EW_{6.4\ {\rm keV}}$ for the cloud region seem to be compatible with the LECR ion model. The measured power-law slope can be produced in this model with any spectral index $s \sim 1.5$–2, provided that the CR path length $\Lambda > 10^{24}$ cm^{-2} (Figs. 7 and 9). We then expect $EW_{6.4\ {\rm keV}} \sim (0.6{-}1) \times (Z/Z_\odot)$ keV (Figs. 6 and 8), which would be in good agreement with the measured EW for an ambient metallicity $Z \lesssim 2\,Z_\odot$.

To further study the origin of the prominent nonthermal emission of the cloud region, we created LECR electron and ion models that can be used in the XSPEC software. For this purpose, a total of 70 875 spectra were calculated for each model by varying the four free parameters of the models in reasonable ranges. The calculated spectra were then gathered in two FITS files that can be included as external models in XSPEC[3]. We then fitted the stacked spectra of the cloud region by the XSPEC model WABS × (APEC + LECRp), where p stands for electrons or ions. The best-fit results obtained with both models are given in Table 4.

In this spectral fitting, we allowed for a variable metallicity of the nonthermal X-ray production region (i.e. the parameter Z of the LECRp models), but we imposed this parameter to be equal to the metallicity of the thermal plasma. Since both fits did not usefully constrain the path length of the LECRs in the interaction region, we fixed $\Lambda = 5 \times 10^{24}$ cm^{-2} for both models, which, as discussed in Appendix A, is a typical value for nonrelativistic protons propagating in massive molecular clouds of the GC environment (see Eq. (A.6)). As anticipated, the LECR electron model cannot satisfactorily account for the data, because the best fit is obtained for too high a metallicity ($Z > 3.1\,Z_\odot$; limit at the 90% confidence level) and a low CR minimum energy ($E_{\rm min} < 41$ keV). This conclusion is independent of the adopted value of Λ.

On the other hand, the data can be characterized well by a thin plasma component plus an LECR ion model. In particular, the best-fit metal abundance $Z/Z_\odot = 1.7 \pm 0.2$ is in good

[3] These models are available upon request to the authors.

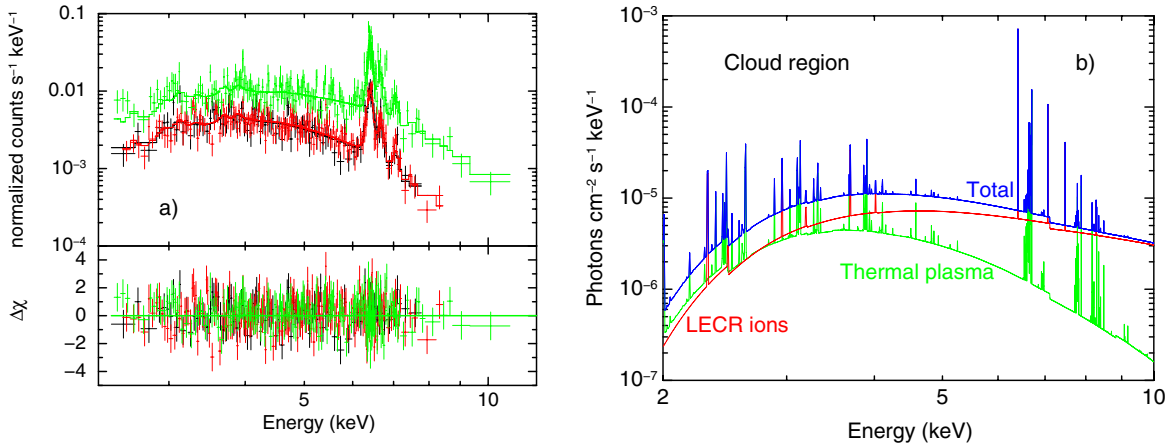

Fig. 14. **a)** X-ray spectra of the cloud region as measured in the *XMM-Newton* cameras and the best-fit spectral model assuming that the emission comes from a combination of a collisionally ionization equilibrium plasma (APEC model) and a nonthermal component produced by interactions of LECR ions with the cloud constituents (see Table 4); **b)** model components.

agreement with previous works (Wang et al. 2006). The best-fit CR spectral index is $s = 1.9^{+0.5}_{-0.6}$. For such a relatively hard CR source spectrum, one can see from Figs. 8a and 9 that the nonthermal X-ray emission produced by LECR ions only weakly depends on the CR minimum energy $E_{\rm min}$. Accordingly, the fit did not constrain this parameter, which was finally fixed at $E_{\rm min} = 10$ MeV nucleon^{-1}. As discussed in Appendix A, the process of CR penetration into molecular clouds is not understood well, such that $E_{\rm min}$ is loosely constrained from theory. This parameter has an effect, however, on the power injected by the primary CRs in the X-ray production region (see Fig. 8b). Thus, for $E_{\rm min} = 1$ MeV nucleon^{-1} (resp. $E_{\rm min} = 100$ MeV nucleon^{-1}), the best-fit normalization of the LECR ion model is $N_{\rm LECR} = (7.4^{+8.3}_{-1.5}) \times 10^{-8}$ erg cm^{-2} s^{-1} (resp. $(3.1^{+2.8}_{-0.2}) \times 10^{-8}$ erg cm^{-2} s^{-1}). The corresponding power injected by LECR protons in the cloud region ($dW/dt = 4\pi D^2 N_{\rm LECR}$) lies in the range $(0.2–1) \times 10^{39}$ erg s^{-1} (with $D = 8$ kpc).

The best-fit model obtained with the LECR ion component is compared to the data of the cloud region in Fig. 14a, and the corresponding theroretical spectrum is shown in Fig. 14b. The latter figure exhibits numerous lines arising from both neutral and highly-ionized species, which could be revealed by a future instrument having an excellent sensitivity and energy resolution.

6. Origin of the detected radiations

We have identified three distinct components in the X-ray spectra extracted from the cluster region: an optically thin thermal plasma with a temperature $kT \sim 1.6–1.8$ keV, another plasma of lower temperature ($kT \sim 0.3$ keV in model 2 or ~0.9 keV in model 3), and a relatively weak nonthermal component characterized by a hard continuum emission and a line at 6.4 keV from neutral to low-ionized Fe atoms ($EW_{6.4\ \rm keV} = 0.4 \pm 0.1$ keV). The X-ray radiation arising from the cloud region is also composed of a mix of a thermal and a nonthermal component, but the 6.4 keV Fe Kα line is much more intense from there, with a measured EW of 1.2 ± 0.2 keV.

6.1. Origin of the thermal X-ray emissions

The thermal component of temperature $kT \sim 1.6–1.8$ keV detected from the star cluster most likely arises from several colliding stellar wind binaries plus the diffuse hot plasma of the so-called cluster wind. Wang et al. (2006) find with the *Chandra* telescope three point-like sources of thermal emission with $kT \sim 1.8–2.5$ keV embedded in a spatially extended emission of similar temperature. Capelli et al. (2011a) have recently found with *XMM-Newton* that the bulk of the X-ray emission from the Arches cluster can be attributed to an optically thin thermal plasma with a temperature $kT \sim 1.7$ keV. The diffuse thermal emission from the cluster is thought to be produced by the thermalization of massive star winds that merge and expand together. The expected temperature of such a cluster wind is consistent with the temperature of the hot thermal component identified in this and previous works (see Capelli et al. 2011a, and references therein).

The plasma with $kT \sim 1.6–1.8$ keV is at the origin of the He-like Fe Kα line at 6.7 keV. The corresponding map generated in the present work (Fig. 10, *right panel*) is in good agreement with the *Chandra* observations. Wang et al. (2006) suggest that the observed elongation of this emission in the east-west direction reflects an ongoing collision of the Arches cluster with a local molecular cloud traced by the CS emission. As discussed by Wang et al. (2006), this collision may help in explaining the spatial confinement of this hot plasma.

The second thermal component of temperature $kT \sim 0.3$ keV (model 2) or $kT \sim 0.9$ keV (model 3) was not detected in previous X-ray observations of the Arches cluster. An optically thin thermal plasma of temperature $kT \sim 0.8$ keV was reported by Yusef-Zadeh et al. (2002b) from *Chandra* observations, but not by subsequent X-ray observers (Wang et al. 2006; Tsujimoto et al. 2007; Capelli et al. 2011a). However, the high-quality spectral data obtained in the present work reveal that a single APEC thermal plasma model cannot account simultaneously for the observed lines at ~1.85, ~2.45, and 6.7 keV, which arise from He-like Si, S, and Fe atoms, respectively. The map at ~1.85 keV clearly shows that the star cluster significantly emits at this energy (Fig. 13). The required additional plasma component is subject to a high interstellar absorption: $N_{\rm H} \approx 1.2 \times 10^{23}$ in model 2 and 8.3×10^{22} H cm^{-2} in model 3 (Table 3). It shows that the emitting plasma is located in the Galactic center region and not in the foreground.

The temperature of the second thermal component suggests that this emission could be due to a collection of individual

massive stars in the cluster. Single hot stars with spectral types O and early B are known to emit significant amounts of thermal X-rays with a temperature kT in the range 0.1–1 keV and a typical luminosity in soft X-rays $L_X(0.4–1\ \mathrm{keV}) \sim 1.5 \times 10^{-7}\ L_{\mathrm{bol}}$ (Antokhin et al. 2008; Güdel & Nazé 2009). Here, L_{bol} is the bolometric luminosity of the star. The total bolometric luminosity of the Arches cluster is $\sim 10^{7.8}\ L_\odot$ and most of it is contributed by early B- and O-type stars, some of which have already evolved to the earliest Wolf-Rayet phases (Figer et al. 2002). Then, a total soft X-ray luminosity $L_X(0.4–1\ \mathrm{keV}) \sim 3.6 \times 10^{34}$ erg s^{-1} can be expected from the ensemble of hot massive stars of the cluster. This estimate is much lower than the unabsorbed intrinsic luminosity of the ~0.3 keV plasma found in model 2, $L_{\mathrm{int}}(0.4–1\ \mathrm{keV}) \approx 2.3 \times 10^{36}$ erg s^{-1}. But it is roughly consistent with the absorption-corrected luminosity of the ~0.9 keV plasma found in model 3: $L_{\mathrm{int}}(0.4–1\ \mathrm{keV}) \approx 2.0 \times 10^{34}$ erg s^{-1}. It is not clear, however, why the latter component is less absorbed than the high-temperature plasma emitted from the Arches cluster (Table 3).

6.2. Origin of the 6.4 keV line emission

6.2.1. The cloud region

Several molecular clouds of the GC region emit the 6.4 keV line, most notably Sgr B1, Sgr B2, Sgr C, and clouds located between Sgr A* and the Radio Arc (see Yusef-Zadeh et al. 2007). Detections of time variability of the 6.4 keV line from Sgr B2 (Inui et al. 2009), as well as from molecular clouds within 15′ to the east of Sgr A* (Muno et al. 2007; Ponti et al. 2010), are best explained by the assumption that the Fe Kα line emission from these regions is a fluorescence radiation produced by the reprocessing of a past X-ray flare from the supermassive black hole Sgr A*. In this model, the variability of the line flux results from the propagation of an X-ray light front emitted by Sgr A* more than ~100 years ago. The discovery of an apparent superluminal motion of the 6.4 keV line emission from the so-called "bridge" region provides strong support for this model (Ponti et al. 2010). The observed line flux variability with a timescale of a few years is hard to explain by a model of CR irradiation.

In contrast to these results, the flux of the neutral or low-ionization Fe Kα line emitted from the Arches cluster vicinity does not show any significant variation over more than eight years of *XMM-Newton* repeated observations performed between 2000 and 2009 (Sect. 4). Capelli et al. (2011b) divided the zone of 6.4 keV line emission around the cluster into two subregions of about one parsec scale (labeled "N" and "S" by these authors) and found that both subregions emit the line at a constant flux. Other regions in the central molecular zone have been observed to emit a steady 6.4 keV line emission during about the same period, but they generally have larger spatial extents (see, e.g., Ponti et al. 2010). Thus, the spatially averaged Fe Kα emission from Sgr B2 appears to have almost been constant for more than about seven years before fading away (Inui et al. 2009; Terrier et al. 2010), which is compatible with the light crossing time of the molecular cloud complex (see Odaka et al. 2011). But recent observations of Sgr B2 with *Chandra* suggest that the overall emission of the complex at 6.4 keV is in fact composed of small structures that have constantly changed shape over time (Terrier et al., in prep.).

Together with the nondetection of time variability, the poor correlation of the spatial distribution of the 6.4 keV line emission with that of the molecular gas also argues against any origin of the Fe line in the Arches cluster region related to Sgr A* (Wang et al. 2006). Lang et al. (2001, 2002) studied the position of the molecular clouds in the vicinity of the cluster by combining CS(2–1) observations with H92α recombination line data. The latter were used to trace the Arched filaments H II regions, which are thought to be located at edges of molecular clouds photoionized by the adjacent star cluster. Lang et al. (2001, 2002) show that the molecular material in this region has a finger-like distribution and that the cluster is located in the midst of the so-called "−30 km s^{-1} cloud" complex, which extends over a region of ~20 pc diameter (see also Serabyn & Güesten 1987).

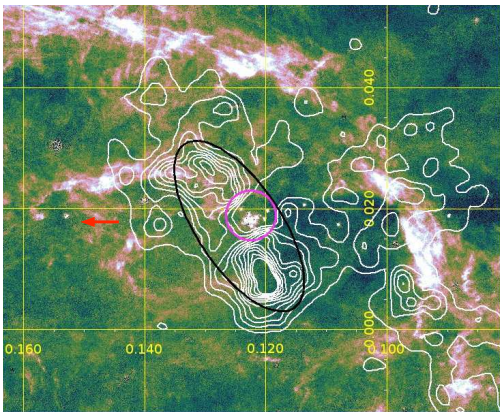

Fig. 15. *XMM-Newton*/EPIC continuum-subtracted 6.4-keV line intensity contours (linearly spaced between 3×10^{-8} and 1.8×10^{-7} photons cm^{-2} s^{-1} arcmin^{-2}) overlaid with an *HST*/NICMOS map in the H Paschen-α line (Wang et al. 2010; Dong et al. 2011). The axes of the map indicate Galactic coordinates in degrees. The black ellipse and the magenta circle show the two regions used for spectral extraction (see Fig. 10). The red arrow illustrates the observed proper motion of the Arches cluster, which is almost parallel to the Galactic plane (Stolte et al. 2008; Clarkson et al. 2012). North is up and east to the left.

Figure 15 compares the distribution of the 6.4 keV line emission around the star cluster with a high-resolution image in the hydrogen Paschen-α (Pα) line recently obtained with the *Hubble* Space Telescope/NICMOS instrument (Wang et al. 2010; Dong et al. 2011). The Pα line emission is a sensitive tracer of massive stars – the Arches cluster is clearly visible in this figure at Galactic coordinates $(\ell, b) \approx (0.122°, 0.018°)$ – and of warm interstellar gas photoionized by radiation from these stars. The main diffuse Pα-emitting features in Fig. 15 are the three easternmost Arched filaments: E1 (at $0.13° \lesssim \ell \lesssim 0.15°$ and $b \sim 0.025°$), E2 (at $b \gtrsim 0.04°$), and G0.10+0.02 (running from $(\ell, b) \sim (0.09°, 0.006°)$ to $(0.1°, 0.025°)$; see also Lang et al. 2002). The 6.4 keV line emission is not well correlated with the Arched filaments. The most prominent structure at 6.4 keV is concentrated in a region of only a few pc^2 surrounding the star cluster, much smaller than the spatial extent of the −30 km s^{-1} cloud complex. The origin of the faint Fe K emission at $(\ell, b) \sim (0.10°, 0.02°)$ is discusssed in the next section. This strongly suggests that the origin of the bright nonthermal X-ray radiation is related to the cluster itself and not to a distant source such as Sgr A*.

Assuming that the nonthermal emission from the cloud region is produced by a hard X-ray photoionization source located in the Arches cluster, the 4–12 keV source luminosity required to produce the observed 6.4 keV line flux can be estimated from

Sunyaev & Churazov (1998):

$$L_X \sim 10^{36}\ \mathrm{erg\ s^{-1}} \times \left(\frac{F_{6.4\ \mathrm{keV}}}{8.7\times 10^{-6}\ \mathrm{ph\ cm^{-2}\ s^{-1}}}\right) \times \left(\frac{Z}{Z_\odot}\right)^{-1}\left(\frac{N_H^C}{10^{23}\ \mathrm{cm^{-2}}}\right)^{-1}\left(\frac{\Omega}{0.1}\right)^{-1}, \quad (2)$$

where the distance to the GC is again assumed to be 8 kpc. Here, $F_{6.4\ \mathrm{keV}}$ is the measured 6.4 keV line flux (Table 3), N_H^C is the column density of the line-emitting cloud, and Ω the fractional solid angle that the cloud subtends at the X-ray source. This quantity is called the covering factor in, e.g., Yaqoob et al. (2010). In comparison, the unabsorbed luminosity of the cluster that we measured from the time-averaged *XMM-Newton* spectra is $L_X(4{-}12\ \mathrm{keV}) \approx 5\times 10^{33}\ \mathrm{erg\ s^{-1}}$. Capelli et al. (2011a) recently detected a 70% increase in the X-ray emission of the Arches cluster in March/April 2007. However, the observed X-ray luminosity of the cluster is about two orders of magnitude short of what is required for the fluorescence interpretation.

An alternative hypothesis is that the 6.4 keV line is produced by a transient photoionization source that was in a long-lasting (>8.5 years) bright state at $L_X \sim 10^{36}\ \mathrm{erg\ s^{-1}}$ before a space telescope was able to detect it. No such source was detected with the *Einstein* observatory in 1979 (Watson et al. 1981) and with subsequent X-ray observatories as well, which imposes a minimum distance of ~4.6 pc between the cloud emitting at 6.4 keV and the putative transient X-ray source. This distance is increased to ~9.2 pc if the cloud and the source are assumed to be at the same line-of-sight distance from the Earth. Furthermore, except for the extraordinarily long outburst of GRS 1915+105, which is predicted to last at least ~20 ± 5 yr (Deegan et al. 2009), the outburst duration of transient X-ray sources is generally much shorter than 8.5 years (see Degenaar et al. 2012). We also note that the Arches cluster is probably too young ($t \sim 2.5$ yr; Najarro et al. 2004) for an X-ray binary system to have formed within it.

Thus, the 6.4 keV line emission arising from the vicinity of the Arches cluster is unlikely to result from photoionization and is most probably produced by CR impact. We have shown that the measured slope of the nonthermal power-law continuum ($\Gamma = 1.6^{+0.3}_{-0.2}$) and the *EW* of the 6.4 keV line from this region ($EW_{6.4\ \mathrm{keV}} = 1.2 \pm 0.2$ keV) are consistent with the predictions of the LECR ion model. On the other hand, LECR electrons cannot satisfactorily account for this emission, because it would require too high metallicity of the ambient gas ($Z > 3.1\,Z_\odot$) and too low minimum energy $E_{\min} < 41$ keV (Table 4). It is indeed unlikely that quasi-thermal electrons of such low energies can escape their acceleration region and penetrate a neutral or weakly ionized medium to produce the 6.4 keV line. We thus conclude that the 6.4 keV line emission from the cloud region is most likely produced by LECR ions.

6.2.2. Are there other processes of production of the 6.4 keV line at work in the Arches cluster region?

A relatively weak line at 6.4 keV is also detected in the spectrum of the X-ray emission from the star cluster. The low EW of this line ($EW_{6.4\ \mathrm{keV}} = 0.4 \pm 0.1$ keV) may suggest that this radiation is produced by LECR electrons accelerated within the cluster. The existence of a fast electron population there is supported by the detection with the VLA of diffuse nonthermal radio continuum emission (Yusef-Zadeh et al. 2003). The nonthermal electrons are thought to be produced by diffuse shock acceleration in colliding wind shocks of the cluster flow.

It is, however, more likely that the 6.4 keV line detected from this region is produced in molecular gas along the line of sight outside the star cluster. In the *Chandra*/ACIS 6.4 keV line image of the Arches cluster region, the bow shock-like structure observed in the neutral or low-ionization Fe Kα line covers the position of the star cluster (Wang et al. 2006). The 6.4 keV line emission from the region "Cluster" is not observed in the present map (Figs. 10 and 15), because it has been artificially removed in the process of subtraction of the continuum under the line (see Sect. 5.2). Lang et al. (2002) find evidence of molecular gas lying just in front of the ionized gas associated with the most eastern Arched filament (E1) close to the cluster sight line. According to the geometric arrangement of the −30 km s^{-1} clouds proposed by these authors, it is likely that the cluster is presently interacting with this foreground molecular gas. From the gradient of visual extinction detected by Stolte et al. (2002) over a field of 40″ × 40″ around the star cluster, $9 < \Delta A_V < 15$ mag, the H column density of this cloud along the line of sight can be estimated as $N_H^C \gtrsim 3\times 10^{22}\ \mathrm{cm^{-2}}$. The calculations of the present paper show that LECR ions can produce a significant 6.4 keV Fe Kα line emission in such a cloud (Sect. 2), especially in the case of strong particle diffusion for which the CR path length Λ can be much higher than N_H^C (see Appendix A). It is thus likely that the weak nonthermal X-ray emission detected in the cluster spectrum has the same physical origin as the nonthermal emission from the cloud region.

Relatively faint, diffuse emission in the neutral or low-ionization Fe Kα line is also detected to the west of the Arches cluster, from an extended region centered at $(\ell, b) \sim (0.1°, 0.016°)$ (see Fig. 15). Capelli et al. (2011b) found the light curve of the 6.4 keV line flux from this region (labelled "SN" by these authors) to be constant over the 8-year observation time. With a measured proper motion of ~4.5 mas yr^{-1} almost parallel to the Galactic plane and towards increasing longitude (Stolte et al. 2008; Clarkson et al. 2012), the Arches cluster was located within this region of the sky $\sim 2\times 10^4$ years ago. It is therefore conceivable that this emission is also due to LECR ions that were accelerated within or close to the cluster at that time. That the nonthermal X-ray emission is still visible today would then indicate that the fast ions have propagated since then in a medium of mean density $n_H \lesssim 10^3\ \mathrm{cm^{-3}}$. Indeed most of the 6.4 keV line emission from LECR ions is produced by protons of kinetic energies <200 MeV (see Fig. 5b) and the slowing-down time of 200-MeV protons in $n_H = 10^3\ \mathrm{cm^{-3}}$ is $\sim 2\times 10^4$ years.

Capelli et al. (2011b) also considered a large region of 6.4 keV line emission located at $(\ell, b) \sim (0.11°, 0.075°)$ (see Fig. 10, *left panel*). They measured a fast variability of the neutral or low-ionization Fe Kα line from this region and suggest that it could result from the illumination of a molecular cloud by a nearby transient X-ray source. The X-ray emission from this region is not studied in the present paper.

7. Origin of the LECR ion population

Two sites of particle acceleration in the Arches cluster region have been proposed. As already mentioned, Yusef-Zadeh et al. (2003) report evidence of diffuse nonthermal radio synchrotron emission from the cluster and suggest that the emitting relativistic electrons are accelerated by diffuse shock acceleration in the colliding stellar winds of the cluster flow. Another scenario is proposed by Wang et al. (2006), who suggest that the 6.4 keV line emission from this region comes from LECR electrons produced in a bow shock resulting from an ongoing supersonic

collision between the star cluster and an adjacent molecular cloud. Both processes could also produce LECR ions.

Since the work of Wang et al. (2006), the apparent proper motion of the Arches cluster in the plane of the sky has been observed with Keck laser-guide star adaptive optics (Stolte et al. 2008; Clarkson et al. 2012). The direction of motion of the cluster stars relative to the field population is represented by the arrow in Fig. 15. The 6.4 keV line emission close to the cluster shows two bright knots connected by a faint bridge to the east of the cluster, i.e. ahead of the moving stars (Fig. 15). The overall structure indeed suggests a bow shock. However, the Fe K line intensity scales as the product of the density of cosmic rays and that of the ambient medium around the cluster, which is probably highly inhomogeneous. A clear bow shock shape is therefore not to be expected. In fact, the 6.4 keV map from this region may also be explained by LECR ions escaping from the cluster and interacting with adjacent molecular gas. Thus, the morphology of the bright structure at 6.4 keV does not allow us to favor one of the two proposed sites for the production of fast ions. But more information can be obtained by studying the CR power required to explain the X-ray emission (Sect. 7.1), as well as the accelerated particle composition (Sect. 7.2).

7.1. CR spectrum and energetics

Whether the main source of LECR ions in the Arches cluster region is the cluster bow shock or colliding stellar winds within the cluster flow, the nonthermal particles are likely to be produced by the diffusive shock acceleration (DSA) process. The nonthermal particle energy distribution resulting from this process can be written for linear acceleration as (e.g. Jones & Ellison 1991)

$$\frac{\mathrm{d}Q_{\mathrm{DSA}}}{\mathrm{d}t}(E) \propto \frac{p^{-s_{\mathrm{DSA}}}}{v}, \tag{3}$$

where p and v are the particle momentum and velocity, respectively, and

$$s_{\mathrm{DSA}} = \frac{3\gamma_{\mathrm{g}} - 1 + 4M_{\mathrm{S}}^{-2}}{2 - 2M_{\mathrm{S}}^{-2}}. \tag{4}$$

Here, γ_{g} is the adiabatic index of the thermal gas upstream the shock front ($\gamma_{\mathrm{g}} = 5/3$ for an ideal nonrelativistic gas) and $M_{\mathrm{S}} = V_{\mathrm{s}}/c_{\mathrm{S}}$ is the upstream sonic Mach number of the shock, whose velocity is V_{s}. The sound velocity in the upstream gas is

$$c_{\mathrm{S}} = \left(\frac{\gamma_{\mathrm{g}} kT}{\mu m_{\mathrm{H}}}\right)^{1/2}, \tag{5}$$

where k is the Boltzmann constant, T the gas temperature and μm_{H} the mean particle mass. In an interstellar molecular gas of temperature $T = 100$ K, $c_{\mathrm{S}} \approx 0.8$ km s^{-1}. For a strong shock verifying $V_{\mathrm{s}} \gg c_{\mathrm{S}}$, we find from Eq. (4) $s_{\mathrm{DSA}} \cong 2$, such that the particle spectrum in the nonrelativistic domain is a power law in kinetic energy of index $s \cong 1.5$ (see Eq. (3)). Nonlinear effects due to the modification of the shock structure induced by the back-reaction of accelerated ions can slightly steepen the LECR spectrum, such that typically $1.5 < s < 2$ (Berezhko & Ellison 1999). The slope of the CR source spectrum that we derived from the X-ray spectral analysis, $s = 1.9^{+0.5}_{-0.6}$ (see Table 4), is consistent with this theory.

The total power acquired by LECR ions in the cloud region can be estimated from the best-fit normalization of the nonthermal X-ray component (N_{LECR}, see Table 4). We find that the power injected by fast primary protons of energies between $E_{\mathrm{min}} = 10$ MeV and $E_{\mathrm{max}} = 1$ GeV in the X-ray emitting region is $(4.3^{+0.5}_{-0.2}) \times 10^{38}$ erg s^{-1} (still assuming a distance to the GC of 8 kpc). Taking the uncertainty in E_{min} into account changes the proton power to $(0.2\text{–}1) \times 10^{39}$ erg s^{-1} (see Sect. 5.5). By integration of the CR source spectrum, we find that about 30–60% more power is contained in suprathermal protons with $E < E_{\mathrm{min}}$, which, by assumption, do not penetrate dense regions of nonthermal X-ray production. Considering the accelerated α-particles with $C_\alpha/C_{\mathrm{p}} \cong 0.1$ adds another factor of 40%. The required total CR power finally amounts to $(0.5\text{–}1.8) \times 10^{39}$ erg s^{-1}.

7.1.1. Mechanical power available from massive star winds

The total mechanical power contained in the fast winds from massive stars of the cluster can be estimated from near infrared and radio data. Using such observations, Rockefeller et al. (2005) modeled the diffuse thermal X-ray emission from the cluster with 42 stellar wind sources with mass-loss rates in the range $(0.3\text{–}17) \times 10^{-5}$ $M_\odot$ yr^{-1} and a terminal wind velocity of 1000 km s^{-1}. The total mechanical power contained in these 42 sources is 4×10^{38} erg s^{-1}. Of course, only a fraction of this energy reservoir can be converted to CR kinetic energy. We also note that LECR ions produced in the cluster are likely to diffuse away isotropically, such that those interacting with an adjacent molecular cloud emitting at 6.4 keV would probably represent a minority. Thus, the cluster wind is likely not powerful enough to explain the intensity of the nonthermal X-ray emission.

7.1.2. Mechanical power available from the Arches cluster proper motion

The proper motion of the Arches cluster relative to the field star population has recently been measured to be 172 ± 15 km s^{-1} (Stolte et al. 2008; Clarkson et al. 2012).The cluster is also moving away from the Sun, with a heliocentric line-of-sight velocity of $+95 \pm 8$ km s^{-1} (Figer et al. 2002). The resulting three-dimensional space velocity is $V_* \approx 196$ km s^{-1}. To model the form of the bow shock resulting from this supersonic motion, we approximate the cluster as a point source object that loses mass at a rate $\dot{M}_{\mathrm{W}} = 10^{-3}$ $M_\odot$ yr^{-1} through a wind of terminal velocity $V_{\mathrm{W}} = 1000$ km s^{-1} (see Rockefeller et al. 2005). The shape of the bow shock is determined by the balance between the ram pressure of the cluster wind and the ram pressure of the ongoing ISM gas. The pressure equilibrium is reached in the cluster direction of motion at the so-called standoff distance from the cluster (see, e.g., Wilkin 1996)

$$R_{\mathrm{bs}} = \left(\frac{\dot{M}_{\mathrm{W}} V_W}{4\pi\rho_{\mathrm{IC}} V_*^2}\right)^{0.5} = 2.4 \text{ pc}, \tag{6}$$

where $\rho_{\mathrm{IC}} \cong 1.4 m_{\mathrm{p}} n_{\mathrm{IC}}$ is the mass density of the local ISM. Here, we assume that since the birth of the cluster ~2.5 Myr ago (Figer et al. 2002; Najarro et al. 2004), the bow shock has propagated most of the time in an intercloud medium of mean H density $n_{\mathrm{IC}} \sim 10$ cm^{-3} (see Launhardt et al. 2002, for a description of the large-scale ISM in the GC region).

The circular area of a bow shock projected on a plane perpendicular to the direction of motion is $A_{\mathrm{bs}} \sim 10\pi R_{\mathrm{bs}}^2$ (see Wilkin 1996). Thus, the mechanical power processed by the cluster bow shock while propagating in the intercloud medium is $P_{\mathrm{IC}} = 0.5\rho_{\mathrm{IC}} V_*^3 A_{\mathrm{bs}} \sim 1.5 \times 10^{38}$ erg s^{-1}. In comparison, the steady state, mechanical power supplied by supernovae in the inner ~200 pc of the Galaxy is ~1.3×10^{40} erg s^{-1} (Crocker et al. 2011). LECRs continuously accelerated out of

the intercloud medium at the Arches cluster bow shock possibly contribute ~1% of the steady-state CR power in the GC region (assuming the same acceleration efficiency as in supernova remnants).

The initial total kinetic energy of the cluster motion is $0.5 M_* V_*^2 \sim 1.9 \times 10^{52}$ erg, where $M_* \sim 5 \times 10^4\ M_\odot$ is the cluster initial total mass (Harfst et al. 2010). This energy would be dissipated in ~4 Myr according to our estimate of $P_{\rm IC}$.

Most of the interstellar gas mass in the Galactic nuclear bulge is contained in dense molecular clouds with average H densities of $n_{\rm MC} \sim 10^4$ cm^{-3} and a volume filling factor of a few percent (Launhardt et al. 2002). In the region where the Arches cluster is presently located, the volume filling factor of dense molecular gas is even $\gtrsim$0.3 (Serabyn & Güesten 1987). Thus, the probability of a collision between the cluster bow shock and a molecular cloud is strong. The evidence that the cluster is presently interacting with a molecular cloud has already been discussed by Figer et al. (2002) and Wang et al. (2006). This molecular cloud was identified as "Peak 2" in the CS map of Serabyn & Güesten (1987), who estimated its mass to be $M_{\rm MC} = (6 \pm 3) \times 10^4\ M_\odot$ and mean H density as $n_{\rm MC} = (2 \pm 1) \times 10^4$ cm^{-3}. The corresponding diameter for a spherical cloud is $d_{\rm MC} \sim 5.5$ pc or 2.4′ at a distance of 8 kpc, which is consistent with the apparent size of the cloud (Serabyn & Güesten 1987).

The total kinetic power processed in this collision is given by

$$P_{\rm MC} = \frac{1}{2}\rho_{\rm MC}(V_* + V_{\rm MC})^3 A_{\rm C}, \tag{7}$$

where $\rho_{\rm MC} \cong 1.4 m_{\rm p} n_{\rm MC}$, $V_{\rm MC}$ is the velocity of the molecular cloud projected onto the direction of motion of the Arches cluster, and $A_{\rm C}$ the area of the contact surface between the "Peak 2" cloud and the bow shock. The latter quantity is not well known. We assume that it is equal to the area of the large region around the cluster emitting in the 6.4 keV line (i.e., the region labeled "Cloud" in Fig. 10 and Table 2): $A_{\rm C} = 7$ pc^2.

The cloud-projected velocity $V_{\rm MC}$ obviously depends on the orbital path of the molecular cloud about the GC. By studying the velocity field of the molecular gas around the Arches cluster, Lang et al. (2001, 2002) obtained constraints on the trajectory of the −30 km s^{-1} clouds. They find that the cloud complex likely resides on the far side of the GC, either on a x_2 orbit (a noncircular orbit family set up in response to the Galaxy's stellar bar) or on a trajectory directed towards Sgr A* (the cloud complex would then be radially infalling into the supermassive black hole) or perhaps on a trajectory midway between the two situations. If the "Peak 2" cloud resides on an x_2 orbit in the back of the Galaxy, the collision of this cloud with the Arches cluster is almost frontal (see Stolte et al. 2008; Clarkson et al. 2012), and $V_{\rm MC}$ is close to the x_2 orbital speed $v_{\rm orb} \sim 80$ km s^{-1} (see, e.g., Molinari et al. 2011). But if the cloud is radially infalling towards the supermassive black hole, given the radial velocity of the cloud ($v_{\rm rad} \approx -30$ km s^{-1}) and the radial and transverse velocity components of the Arches cluster ($v_{\rm rad} \approx +95$ km s^{-1} and $v_{\rm trans} \approx +172$ km s^{-1} directed towards positive longitude; see Clarkson et al. 2012), one finds that $V_{\rm MC} \sim 20$ km s^{-1}. Thus, depending on the exact cloud trajectory $V_{\rm MC} \approx 50 \pm 30$ km s^{-1}, which, together with $V_* \approx 196$ km s^{-1}, gives $P_{\rm MC} \sim 2.3 \times 10^{40}$ erg s^{-1} from Eq. (7).

In comparison, the CR power needed to explain the X-ray observations is $dW/dt = (0.5\text{–}1.8) \times 10^{39}$ erg s^{-1}, such that the required particle acceleration efficiency in the bow shock system amounts to a few percent. This is a typical efficiency in the DSA theory and in the phenomenology of the acceleration of the Galactic CRs in supernova remnant shocks, as well (see, e.g., Tatischeff 2008, and references therein). However, a detailed study of the particle acceleration process at work in this peculiar shock system would go beyond the scope of this paper.

The collision kinetic power estimated above is comparable to the steady-state, mechanical power due to supernovae in the inner Galaxy, ~1.3×10^{40} erg s^{-1} (Crocker et al. 2011). But the typical time duration of a collision between the Arches cluster bow shock and a molecular cloud is expected to be only ~3×10^4 yr, assuming that the size $d_{\rm MC} \sim 5.5$ pc is typical of the highly-fragmented dense molecular gas of the GC region. The mechanical energy released in such a collision is then ~10^{52} erg, i.e. comparable to the cluster initial total kinetic energy. Thus, the cluster bow shock very likely has collided no more than once with a molecular cloud since the cluster birth ~2.5 Myr ago. Such a collision can briefly release in the ISM a power in LECRs comparable to the steady-state CR power supplied by supernovae in the GC region (Crocker et al. 2011).

The ISM volume swept up by the Arches cluster bow shock since the cluster birth can be estimated as

$$V_{\rm bs} = A_{\rm bs} V_* t_* \sim 9 \times 10^4\ {\rm pc}^3, \tag{8}$$

where $t_* = 2.5$ Myr is the estimated cluster age. This volume represents less than 1% of the total volume of the Galactic nuclear bulge, $V_{\rm NB} \sim 1.5 \times 10^7$ pc^3. In comparison, the volume filling factor of dense molecular cloud in the inner ~230 pc of the Galaxy is a few percent (Launhardt et al. 2002). It is thus likely that the star cluster did not experience any interaction with a molecular cloud before the one with the "Peak 2" cloud that is presently observed.

Simulated orbits of the Arches cluster about the GC suggest that the cluster formed in the front of the Galaxy near an x_2 orbit (Stolte et al. 2008). That the Arches cluster presently interacts with a molecular cloud located behind the GC shows that the cluster's orbit is retrograde to the general motion of stars and gas clouds in the bar potential (see Fig. 8 of Stolte et al. 2008). According to the simulation of possible orbits, the cluster has performed about half a revolution around the GC since its formation, which may have brought it near the far side of the elliptical ring of dense molecular clouds recently studied with the *Herschel* satellite (Molinari et al. 2011). In this environment, the probability of a collision between the cluster and a molecular cloud has become strong.

7.2. Accelerated ion composition

Fast C and heavier ions can emit very broad X-ray lines resulting from 2p to 1s (Kα) and 3p to 1s (Kβ) in-flight transitions. The 2p and 3p orbital states can be populated either by electron capture from ambient atoms (i.e. charge exchange) or by excitation of 1s electrons for fast ions having one or two electrons. To study the composition of the energetic ions accelerated near the Arches cluster, we developed new LECR ion models that include the line emission of fast C, N, O, Ne, Mg, Si, S, and Fe. We used the tables of K X-ray differential multiplicities, $dM_i^{{\rm K}k}/dE$, given in Tatischeff et al. (1998). This quantity is defined as the number of photons emitted in the Kk line by the projectile i as it slows down over the differential kinetic energy interval dE, owing to interactions with all the constituents of the ambient medium. In the adopted steady-state, slab interaction model, the X-ray line production rate is then simply given by

$$\frac{dQ_i^{{\rm K}k}}{dt}(E_{\rm X}) = \int_0^\infty \frac{dM_i^{{\rm K}k}}{dE}(E_{\rm X}, E)dE \int_E^{E'_\Lambda(E)} \frac{dQ_i}{dt}(E')dE'. \tag{9}$$

The energy of the emitted X-rays depends on both the velocity and spatial distributions of the fast ions through the usual Doppler formula. We assumed isotropic propagation of the LECRs in the interaction region, which leads to a maximum broadening of the lines.

We note that the calculations of Tatischeff et al. (1998) were done for an ambient medium of solar composition. Nevertheless, their multiplicity results can be used in good approximation for a medium of order twice solar metallicity, since it was found that most of the line emission from the fast ions is produced by interactions with ambient H and He.

We first developed an X-ray production model in which the abundances of the heavy ions are in solar proportions relative to each other, but can vary with respect to H and He, that is (see also Eq. (A.7))

$$\frac{C_i}{C_\mathrm{p}} = f_\mathrm{met}\left(\frac{C_i}{C_\mathrm{p}}\right)_\odot . \tag{10}$$

The parameter f_met adds to the spectral index s and the metallicity of the ambient medium Z as a free parameter of the model. But here, we fixed $E_\mathrm{min} = 10$ MeV and $\Lambda = 5 \times 10^{24}$ cm^{-2}, as in Sect. 5.2. The resulting model was made readable in XSPEC and then used to fit the *XMM-Newton* spectra extracted from the cloud region. As before, we chose to fit to the data the global XSPEC model WABS×(APEC + LECR*i*). The best fit was obtained for $f_\mathrm{met} = 3.9^{+11.3}_{-3.9}$. The corresponding χ^2 and best-fit values of the other parameters are nearly the same as in Table 4, in particular with $Z/Z_\odot = 1.7 \pm 0.2$ and $s = 2.0^{+0.8}_{-0.7}$. The obtained limit at the 90% confidence level $f_\mathrm{met} < 15.2$ shows that the heavy ion abundance is not well constrained by this model.

Figure 16a shows calculated X-ray spectra for the solar system composition with $f_\mathrm{met} = 1$ and 10. We see that intense broad lines can be emitted below 1 keV from X-ray transitions in fast C, N, and O. But this line emission cannot be observed from sources in the GC region, because of the strong interstellar photoelectric absorption along the line of sight. With $N_\mathrm{H} \approx 10^{23}$ H cm^{-2} (Table 4), the main constraint on the accelerated particle composition is provided by a very broad line feature between ~5.5 and 9 keV owing to de-excitations in fast Fe. This emission is produced by Fe ions of energies between ~5 and 20 MeV nucleon^{-1} (Tatischeff et al. 1998).

In a second model, we assumed that the fast metals have the composition as the current epoch Galactic CRs at their sources. We obtained the CR source (CRS) composition by taking the heavy ion abundances relative to O given by Engelmann et al. (1990) and using the abundance ratios $C_\alpha/C_\mathrm{O} = 19$ and $C_\mathrm{p}/C_\alpha = 15$ recommended by Meyer et al. (1997). The resulting CRS composition is consistent with the recent theoretical works of Putze et al. (2011). The Fe abundance in the CRS composition is $C_\mathrm{Fe}/C_\mathrm{p} = 6.72\times10^{-4}$, which is 19 times higher than the one in the solar system composition, $(C_\mathrm{Fe}/C_\mathrm{p})_\odot = 3.45\times10^{-5}$ (Lodders et al. 2003). The best fit of this model to the X-ray spectra of the cloud region was obtained for $f_\mathrm{met} = 0.11^{+0.60}_{-0.11}$ (i.e. $f_\mathrm{met} < 0.71$ at the 90% confidence level), consistent with the higher abundance of Fe in the CRS composition. X-ray spectra calculated for this composition are shown in Fig. 16b.

The main outputs of this analysis are the nondetection in the X-ray spectra of the cloud region of a significant excess emission from fast Fe and the implication that $C_\mathrm{Fe}/C_\mathrm{p} \lesssim 5 \times 10^{-4}$. This result by itself does not provide strong support for one or the other possible site of acceleration of the LECR ions in the Arches cluster region. Indeed, with the best-fit metallicity $Z/Z_\odot = 1.7 \pm 0.2$, the Fe abundance in the local molecular cloud is $a_\mathrm{Fe} = Z/Z_\odot\,(a_\mathrm{Fe})_\odot \approx 5.9\times10^{-5}$, which is well below the upper limit obtained above. The Fe abundance can be slightly higher in the wind material expelled by the massive stars of the Arches cluster. According to Parizot et al. (1997), one expects in the average composition of the winds from OB associations in the inner Galaxy $a_\mathrm{Fe} = 1.4 \times 10^{-4}$, which is still below the derived upper limit.

However, the Galactic CRS composition is best described in terms of a general enhancement of the refractory elements such as Fe relative to the volatile ones (Meyer et al. 1997). This selection effect is most likely related to the acceleration process at work in supernova remnant shock waves. Given the limit $f_\mathrm{met} < 0.71$ that we obtained for the CRS composition, we conclude that this effect is weaker in the shock system associated with the Arches cluster proper motion, which according to the energetics arguments discussed in Sect. 6.2.2, is the most likely site of acceleration of the X-ray emitting LECR ions.

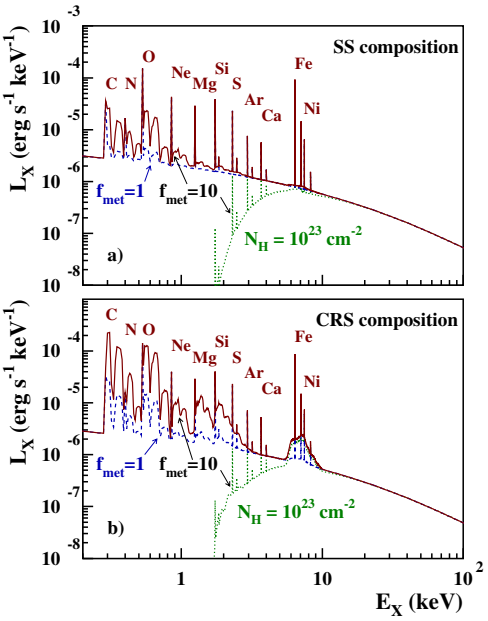

Fig. 16. Calculated X-ray emission produced by LECR ions with the spectral parameters $s = 1.9$, $E_\mathrm{min} = 10$ MeV nucleon^{-1}, and the escape path length $\Lambda = 5 \times 10^{24}$ cm^{-2}, interacting in a gas cloud of metallicity $Z = 1.7\,Z_\odot$ (as obtained in Sect. 5). In panel **a)** the abundances of the accelerated heavy ions are in solar proportion, but with a metallicity enhancement factor relative to the solar system (SS) composition (see text) $f_\mathrm{met} = 1$ (dashed curve) and $f_\mathrm{met} = 10$ (solid and dotted curves). Panel **b)** same but for the CRS composition (see text). The dotted curves show the effect of photoelectric absorption on the X-ray spectra for a H column density of 10^{23} cm^{-2}.

8. Cosmic-ray ionization rate

We estimated in Sect. 7.1 that a kinetic power of (0.5–1.8) × 10^{39} erg s^{-1} is currently delivered by the Arches cluster bow shock system to LECR ions of energies <1 GeV nucleon^{-1}. The power continuously deposited into the adjacent molecular cloud is lower than that, because of (i) the nonpenetration of CRs with $E < E_\mathrm{min}$ into the interaction region and (ii) the escape from the cloud of the highest energy CRs. For $\Lambda = 5 \times 10^{24}$ cm^{-2}, protons of energies up to 180 MeV are stopped in the cloud, whereas those injected at higher energies do not virtually lose

energy in this medium. Taking these effects into account, we find that the power deposited by LECRs into the cloud amounts to $\dot{W}_{\rm d} \sim 4 \times 10^{38}$ erg s^{-1}. The initial kinetic energy of the fast ions is essentially lost through ionization of the ambient gas and the corresponding ionization rate can be estimated to be

$$\zeta_{\rm H} = \frac{1.4 m_{\rm p} \dot{W}_{\rm d}}{\epsilon_{\rm i} M_{\rm MC}} \sim 10^{-13}\ {\rm H}^{-1}\ {\rm s}^{-1}, \tag{11}$$

where $\epsilon_{\rm i} \approx 40$ eV is the mean energy required for a fast ion to produce a free electron in a neutral gas mixture of H_2 and He in cosmic proportion (Dalgarno et al. 1999) and $M_{\rm MC} = (6 \pm 3) \times 10^4\ M_\odot$ is the cloud mass (Serabyn & Güesten 1987). The mean ionization rate induced by LECRs in this molecular cloud is significantly higher than the mean ionization rate in the GC region, $\zeta_{\rm H} \gtrsim 10^{-15}$ H^{-1} s^{-1} (see Crocker et al. 2011, and references therein).

By integrating the differential equilibrium number of LECRs in the X-ray production region (see Eq. (A.1)), we find that the total kinetic energy contained in fast ions diffusing in the cloud is $E_{\rm tot} \sim 4 \times 10^{48}$ erg. The corresponding mean energy density is $E_{\rm tot}/V_{\rm MC} \sim 1000$ eV cm^{-3} (here $V_{\rm MC} = M_{\rm MC}/(1.4 n_{\rm MC} m_{\rm p})$), which is about one thousand times higher than the Galactic CR energy density in the solar neighborhood. Thus, the molecular cloud irradiated by fast particles accelerated near the Arches cluster bow shock shows some similarities with the "extreme CR dominated regions" recently studied by Papadopoulos et al. (2011) in the context of starbursts. Following the works of these authors, LECRs could explain the high temperature of the "Peak 2" cloud measured by Serabyn & Güesten (1987): $T \gtrsim 100$ K.

9. Gamma-ray counterparts

Collisions of LECR ions with molecular cloud matter can lead to nuclear excitations of both ambient and accelerated heavy ions followed by emission of de-excitation γ-ray lines (Ramaty et al. 1979; Benhabiles-Mezhoud et al. 2011). We calculated the γ-ray line flux expected from the Arches cluster region using the same CR interaction model as before (see Appendix A), with $s = 1.9$, $E_{\rm min} = 10$ MeV, $N_{\rm LECR} = 5.6 \times 10^{-8}$ erg cm^{-2} s^{-1}, $\Lambda = 5 \times 10^{24}$ cm^{-2}, and $Z/Z_\odot = 1.7$ (Table 4). The predicted flux is well below the sensitivity limit of the INTEGRAL observatory. For example, we obtain a flux of 2.3×10^{-8} ph cm^{-2} s^{-1} in the 4.44 MeV line from de-excitations of ambient ^{12}C, whereas the sensitivity of the INTEGRAL spectrometer SPI for detection of a narrow line at this energy is $>10^{-5}$ ph cm^{-2} s^{-1}.

Nuclear interactions of CR ions with ambient matter can also lead to high-energy γ-ray emission via the production and subsequent decay of π^0 mesons. We used the model of Dermer (1986) for this calculation, but multiplied the π^0 emissivity given by this author by a factor of 1.27 to be consistent with the local emissivity measured with the *Fermi* Gamma-ray Space Telescope (Abdo et al. 2009). The high-energy γ-ray flux strongly depends on the shape of the CR energy distribution, because the neutral pions are produced at significantly higher energies than the nonthermal X-rays. We first assumed a CR source spectrum of the form given by Eq. (3) for this calculation (i.e. resulting from the DSA process) with $s_{\rm DSA} = 2s - 1 = 2.8$ and no high-energy cutoff. We then found that the Arches cluster region would emit a flux of 5.7×10^{-7} ph cm^{-2} s^{-1} in γ-rays of energies >300 MeV. Such high-energy emission would have probably been already detected by *Fermi*, since the predicted flux is ~1.75 times higher than the flux of the Galactic central source 1FGL J1745.6–2900 (Chernyakova et al. 2011). But an exponential cutoff in the CR distribution can be expected either because of the finite size of the particle acceleration region near the cluster bow shock or the finite time available for particle acceleration. For example, with an exponential cutoff at 0.5 GeV nucleon^{-1} (resp. 1 GeV nucleon^{-1}), the flux of γ-rays > 300 MeV would be reduced to 1.4×10^{-8} ph cm^{-2} s^{-1} (resp. 5.1×10^{-8} ph cm^{-2} s^{-1}) without significantly changing the nonthermal X-ray production. The high-energy γ-ray emission from the Arches cluster region would then be undetectable with *Fermi*.

10. Summary

We have studied the production of nonthermal line and continuum X-rays by interaction of LECR electrons and ions with a neutral ambient medium in detail. We developed a steady-state, slab model in which accelerated particles penetrate at a constant rate a cloud of neutral gas, where they produce nonthermal X-rays by atomic collisions until they either stop or escape from the cloud. We examined the properties of the neutral Fe Kα line excited by impacts of LECR electrons and ions. The predicted line EW and luminosity, as well as the slope of the underlying bremsstrahlung continuum, were presented as functions of the free parameters of the model. These results are intended to help observers study the potential role of LECRs for any 6.4 keV line emission and possibly decipher the nature of the nonthermal particles responsible for the line emission. In addition, we generated LECR electron and ion models that can be used in the XSPEC software for more quantitative comparison with data.

We showed, in particular, that the EW of the neutral Fe Kα line excited by LECR electrons is generally expected to be lower than 1 keV, except if the metallicity of the ambient medium exceeds $\approx 2\,Z_\odot$. But LECR ions with a relatively soft source spectrum can lead to a much larger EW. However, the production of 6.4 keV line photons by both LECR electrons and ions is relatively inefficient: the radiation yield $R_{6.4\ {\rm keV}} = L_{\rm X}(6.4\ {\rm keV})/({\rm d}W/{\rm d}t)$ is typically on the order of 10^{-6}, meaning that a high power in LECRs should generally be needed to produce an observable neutral Fe Kα line.

We then employed the newly developed models to study the X-ray emission emanating from the Arches cluster region. We used all public *XMM-Newton* EPIC observations encompassing the studied region for our analysis. The main results of this analysis can be summarized as follows.

- The X-ray flux detected from the Arches cluster is dominated by the emission of an optically thin thermal plasma with a temperature $kT \sim 1.7$ keV. This component most likely arises from the thermalization of massive star winds that merge and expand together, plus the contribution of several colliding stellar wind binaries within the cluster.
- A second thermal plasma of lower temperature is required to explain the presence of He-like Si and S Kα emission lines in the X-ray spectrum of the cluster. This component, which was not detected in previous X-ray observations, may be produced by a collection of individual massive stars.
- Bright 6.4 keV Fe Kα line structures are observed around the Arches cluster. We found that the line flux from this region is consistent with its being constant over more than eight years of *XMM-Newton* repeated observations, in agreement with the recent works of Capelli et al. (2011b). This radiation is unlikely to result from the photoionization of a molecular cloud by a hard X-ray source. It is also probably not produced by LECR electrons, because it would require a metallicity of the ambient gas ($Z > 3.1\,Z_\odot$) that is too high. On the

other hand, the X-ray emission observed around the cluster can be well-fitted with a model composed of an optically thin thermal plasma and a nonthermal component produced by LECR ions. The best-fit metallicity of the ambient medium found with this model is $Z/Z_{\odot} = 1.7 \pm 0.2$, and the best-fit CR source spectral index is $s = 1.9^{+0.5}_{-0.6}$.

– The required flux of LECR ions is likely to be produced by the diffusive shock acceleration process in the region of interaction of the Arches cluster and the adjacent molecular cloud identified as "Peak 2" in the CS map of Serabyn & Güesten (1987). We estimated that a total kinetic power of $\sim 2.3 \times 10^{40}$ erg s^{-1} is currently processed in the ongoing supersonic collision between the star cluster and the molecular cloud emitting the 6.4 keV line. A particle acceleration efficiency of a few percent in the resulting bow shock system would produce enough CR power to explain the luminosity of the nonthermal X-ray emission.
– We developed LECR ion models that include the production of broad X-ray lines from fast C and heavier ions following electron captures from ambient atoms (i.e. charge exchanges) and atomic excitations. It allowed us to constrain the abundance of fast Fe ions relative to protons in the LECR ion population: $C_{\rm Fe}/C_{\rm p} \lesssim 5 \times 10^{-4}$. This limit is ~15 times higher than the Fe abundance in the solar system composition.
– The mean ionization rate induced by LECRs in the molecular cloud that is thought to presently interact with the Arches cluster is $\zeta_{\rm H} \sim 10^{-13}$ H^{-1} s^{-1}. The CR energy density in the interaction region is estimated to be ~1000 eV cm^{-3}, which is about one thousand times higher than the Galactic CR energy density in the solar neighborhood.
– The high-energy γ-ray emission produced by hadronic collisions between CRs accelerated in the Arches cluster bow shock system and ambient material might be detected with the *Fermi* Gamma-ray Space Telescope. It crucially depends, however, on the unknown shape of the CR energy distribution above ~1 GeV nucleon^{-1}.

The nonthermal X-ray emission emanating from the Arches cluster region probably offers the best available signature currently for a source of low-energy hadronic cosmic rays in the Galaxy. Deeper observations of this region with X-ray telescopes would allow better characterization of the acceleration process and the effects of LECRs on the interstellar medium. The theory presented in this paper could also be useful for identifying new sources of LECRs in the Galaxy.

Acknowledgements. We would like to thank an anonymous referee for suggestions that helped improve the paper. G.M. acknowledges financial support from the CNES. This work uses observations performed with *XMM-Newton*, an ESA Science Mission with instruments and contributions directly funded by ESA member states and the USA (NASA).

References

Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009, ApJ, 703, 1249
Antokhin, I. I., Rauw, G., Vreux, J.-M., van der Hucht, K. A., & Brown, J. C. 2008, A&A, 477, 593
Arnaud, M., Majerowicz, S., Lumb, D., et al. 2002, A&A, 390, 27
Benhabiles-Mezhoud, H., Kiener, J., Thibaud, J.-P., et al. 2011, Phys. Rev. C, 83, 024603
Berezhko, E. G., & Ellison, D. C. 1999, ApJ, 526, 385
Berezinskii, V. S., Bulanov, S. V., Dogiel, V. A., & Ptuskin, V. S. 1990, Astrophysical Cosmic Rays, ed. V. L. Ginzburg (North-Holland), Chap. 9
Berger, M. J., & Seltzer, S. M. 1982, Stopping Powers and Ranges of Electrons and Positrons, National Bureau of Standards report: NBSIR 82-2550, US Dept. of Commerce, Washington, D.C. 20234
Berger, M. J., Coursey, J. S., Zucker, M. A., & Chang, J. 2005, ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions (version 1.2.3), http://physics.nist.gov/Star, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD
Blumenthal, G. R., & Gould, R. J. 1970, Rev. Mod. Phys., 42, 237
Capelli, R., Warwick, R. S., Cappelluti, N., et al. 2011a, A&A, 525, L2
Capelli, R., Warwick, R. S., Porquet, D., Gillessen, S., & Predehl, P. 2011b, A&A, 530, A38
Cesarsky, C. J., & Volk, H. J. 1978, A&A, 70, 367
Chernyakova, M., Malyshev, D., Aharonian, F. A., Crocker, R. M., & Jones, D. I. 2011, ApJ, 726, 60
Chu, T. C., Ishii, K., Yamadera, A., Sebata, M., & Morita, S. 1981, Phys. Rev. A, 24, 1720
Clarkson, W. I., Ghez, A. M., Morris, M. R., et al. 2012, ApJ, 751, 132
Crocker, R. M., Jones, D. I., Aharonian, F., et al. 2011, MNRAS, 413, 763
Culhane, J. L., Gabriel, A. H., Acton, L. W., et al. 1981, ApJ, 244, L141
Dalgarno, A., Yan, M., & Liu, W. 1999, ApJS, 125, 237
Deegan, P., Combet, C., & Wynn, G. A. 2009, MNRAS, 400, 1337
Degenaar, N., Wijnands, R., Cackett, E. M., et al. 2012, A&A, 545, A49
Dermer, C. D. 1986, A&A, 157, 223
Dogiel, V., Cheng, K.-S., Chernyshov, D., et al. 2009, PASJ, 61, 901
Dogiel, V., Chernyshov, D., Koyama, K., Nobukawa, M., & Cheng, K.-S. 2011, PASJ, 63, 535
Dong, H., Wang, Q. D., Cotera, A., et al. 2011, MNRAS, 417, 114
Engelmann, J. J., Ferrando, P., Soutoul, A., Goret, P., & Juliusson, E. 1990, A&A, 233, 96
Figer, D. F., Najarro, F., Gilmore, D., et al. 2002, ApJ, 581, 258
Fukazawa, Y., Hiragi, K., Mizuno, M., et al. 2011, ApJ, 727, 19
Gabici, S., Aharonian, F. A., & Blasi, P. 2007, Ap&SS, 309, 365
Garcia, J. D., Fortner, R. J., & Kavanagh, T. M. 1973, Rev. Mod. Phys., 45, 111
George, I. M., & Fabian, A. C. 1991, MNRAS, 249, 352
Ghez, A. M., Salim, S.,Weinberg, N. N., et al. 2008, ApJ, 689, 1044
Giardino, G., Favata, F., Pillitteri, I., et al. 2007, A&A, 475, 891
Güdel, M., & Nazé, Y. 2009, A&ARv, 17, 309
Hamaguchi, K., Corcoran, M., Gull, T., et al. 2007, ApJ, 663, 522
Harfst, S., Portegies Zwart, S., & Stolte, A. 2010, MNRAS, 409, 628
Haug, E. 2003, A&A, 406, 31
Hellier, C., & Mukai, K. 2004, MNRAS, 352, 1037
Inui, T., Koyama, K., Matsumoto, H., & Tsuru, T. G. 2009, PASJ, 61, 241
Jones, F. C., & Ellison, D. C. 1991, Space Sci. Rev., 58, 259
Kaastra, J. S., & Mewe, R. 1993, A&AS, 97, 443
Kim, Y.-K., & Rudd, M. E. 1994, Phys. Rev. A, 50, 3954, http://physics.nist.gov/PhysRefData/Ionization/index.html
Kim, Y.-K., Johnson, W. R., & Rudd, M. E. 2000a, Phys. Rev. A, 61, 034702
Kim, Y.-K., Santos, J. P., & Parente, F. 2000b, Phys. Rev. A, 62, 052710
Koch, H. W., & Motz, J. W. 1959, Rev. Mod. Phys., 31, 920
Koyama, K., Maeda, Y., Sonobe, T., et al. 1996, PASJ, 48, 249
Kuntz, K. D., & Snowden, S. L. 2008, A&A, 478, 575
Lang, C. C., Goss, W. M., & Morris, M. 2001, AJ, 121, 2681
Lang, C. C., Goss, W. M., & Morris, M. 2002, AJ, 124, 2677
Lapicki, G. 2008, J. Phys. B At. Mol. Phys., 41, 115201
Launhardt, R., Zylka, R., & Mezger, P. G. 2002, A&A, 384, 112
Leahy, D. A., & Creighton, J. 1993, MNRAS, 263, 314
Lodders, K. 2003, ApJ, 591, 1220
Long, X., Liu, M., Ho, F., & Peng, X. 1990, At. Data Nucl. Data Tables, 45, 353
Mateos, S., Saxton, R. D., Read, A. M., & Sembay, S. 2009, A&A, 496, 879
Meyer, J.-P., Drury, L. O., & Ellison, D. C. 1997, ApJ, 487, 182
Molinari, S., Bally, J., Noriega-Crespo, A., et al. 2011, ApJ, 735, L33
Morrison, R., & McCammon, D. 1983, ApJ, 270, 119
Muno, M. P., Baganoff, F. K., Brandt, W. N., Park, S., & Morris, M. R. 2007, ApJ, 656, L69
Najarro, F., Figer, D. F., Hillier, D. J., & Kudritzki, R. P. 2004, ApJ, 611, L105
Odaka, H., Aharonian, F., Watanabe, S., et al. 2011, ApJ, 740, 103
Osten, R. A., Godet, O., Drake, S., et al. 2010, ApJ, 721, 785
Papadopoulos, P. P., Thi, W.-F., Miniati, F., & Viti, S. 2011, MNRAS, 414, 1705
Parizot, E., Cassé, M., & Vangioni-Flam, E. 1997, A&A, 328, 107
Pia, M. G., Weidenspointner, G., Augelli, M., et al. 2009, IEEE Trans. Nucl. Sci., 56, 3614
Ponti, G., Terrier, R., Goldwurm, A., Belanger, G., & Trap, G. 2010, ApJ, 714, 732
Pratt, G., & Arnaud, M. 2003, A&A, 408, 11
Pratt, G. W., Böhringer, H., Croston, J. H., et al. 2007, A&A, 461, 71
Putze, A., Maurin, D., & Donato, F. 2011, A&A, 526, A101
Quarles, C. A. 1976, Phys. Rev. A, 13, 1278
Ramaty, R., Kozlovsky, B., & Lingenfelter, R. E. 1979, ApJS, 40, 487
Revnivtsev, M. G., Churazov, E. M., Sazonov, S. Y., et al. 2004, A&A, 425, L49

Revnivtsev, M., Sazonov, S., Churazov, E., et al. 2009, Nature, 458, 1142
Rockefeller, G., Fryer, C. L., Melia, F., & Wang, Q. D. 2005, ApJ, 623, 171
Salem, S. I., & Lee, P. L. 1976, At. Data Nucl. Data Tables, 45, 353
Schlickeiser, R. 2002, Cosmic ray astrophysics/Reinhard Schlickeiser, Astronomy and Astrophysics Library, Physics and Astronomy Online Library (Berlin: Springer), ISBN 3-540-66465-3
Serabyn, E., & Guesten, R. 1987, A&A, 184, 133
Skilling, J., & Strong, A. W. 1976, A&A, 53, 253
Smith, R. K., Brickhouse, N. S., Liedahl, D. A., & Raymond, J. C. 2001, ApJ, 556, L91
Stolte, A., Grebel, E. K., Brandner, W., & Figer, D. F. 2002, A&A, 394, 459
Stolte, A., Ghez, A. M., Morris, M., et al. 2008, ApJ, 675, 1278
Strong, A. W., Moskalenko, I. V., & Reimer, O. 2000, ApJ, 537, 763
Sunyaev, R., & Churazov, E. 1998, MNRAS, 297, 1279
Sunyaev, R. A., Markevitch, M., & Pavlinsky, M. 1993, ApJ, 407, 606
Takahashi, T., Mitsuda, K., Kelley, R., et al. 2010, Proc. SPIE, 7732, 27
Tatischeff, V. 2003, EAS Pub. Ser., 7, 79
Tatischeff, V. 2008, in Proc. of Supernovae: lights in the darkness (XXIII Trobades Cientifiques de la Mediterrania), PoS(028) [arXiv:0804.1004]
Tatischeff, V., Ramaty, R., & Kozlovsky, B. 1998, ApJ, 504, 874
Terrier, R., Ponti, G., Bélanger, G., et al. 2010, ApJ, 719, 143
Torrejón, J. M., Schulz, N. S., Nowak, M. A., & Kallman, T. R. 2010, ApJ, 715, 947
Tsujimoto, M., Feigelson, E. D., Grosso, N., et al. 2005, ApJS, 160, 503
Tsujimoto, M., Hyodo, Y., & Koyama, K. 2007, PASJ, 59, 229
Valinia, A., Tatischeff, V., Arnaud, K., Ebisawa, K., & Ramaty, R. 2000, ApJ, 543, 733
Vink, J., Kaastra, J. S., & Bleeker, J. A. M. 1997, A&A, 328, 628
Wang, Q. D., Dong, H., & Lang, C. 2006, MNRAS, 371, 38
Wang, Q. D., Dong, H., Cotera, A., et al. 2010, MNRAS, 402, 895
Watson, M. G., Willingale, R., Hertz, P., & Grindlay, J. E. 1981, ApJ, 250, 142
Wilkin, F. P. 1996, ApJ, 459, L31
Yaqoob, T., Murphy, K. D., Miller, L., & Turner, T. J. 2010, MNRAS, 401, 411
Yusef-Zadeh, F., Law, C., & Wardle, M. 2002a, ApJ, 568, L121
Yusef-Zadeh, F., Law, C., Wardle, M., et al. 2002b, ApJ, 570, 665
Yusef-Zadeh, F., Nord, M., Wardle, M., et al. 2003, ApJ, 590, L103
Yusef-Zadeh, F., Muno, M., Wardle, M., & Lis, D. C. 2007, ApJ, 656, 847
Zarro, D. M., Dennis, B. R., & Slater, G. L. 1992, ApJ, 391, 865

Pages 20 to 24 are available in the electronic edition of the journal at http://www.aanda.org

Appendix A: Cosmic-ray interaction model

We consider a model in which low-energy cosmic rays (LECRs) are produced in an unspecified acceleration region and penetrate a nearby cloud of neutral gas at a constant rate (see Fig. A.1). The energetic particles can produce nonthermal X-rays by atomic collisions while they slow down by ionization and radiative energy losses in the dense cloud. We further assume that the LECRs that penetrate the cloud can escape from it after an energy-independent path length Λ, which is a free parameter of the model. The differential equilibrium number of primary CRs of type i (electrons, protons, or α particles) in the cloud is then given by

$$N_i(E) = \frac{1}{[\mathrm{d}E/\mathrm{d}t(E)]_i} \int_E^{E^i_\Lambda(E)} \frac{\mathrm{d}Q_i}{\mathrm{d}t}(E')\mathrm{d}E', \tag{A.1}$$

where $(\mathrm{d}Q_i/\mathrm{d}t)$ is the differential rate of LECRs injected in the cloud, $[\mathrm{d}E/\mathrm{d}t(E)]_i$ is the CR energy loss rate, and the maximum energy $E^i_\Lambda(E)$ is related to the escape path length Λ (expressed in units of H atoms cm^{-2}) by

$$\Lambda = \int_E^{E^i_\Lambda(E)} \frac{\mathrm{d}E'}{[\mathrm{d}E/\mathrm{d}N_\mathrm{H}(E')]_i}, \tag{A.2}$$

where

$$\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}N_\mathrm{H}}\right)_i = \frac{1}{v_i n_\mathrm{H}}\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}\right)_i \simeq m_\mathrm{p}\left[\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{i,\mathrm{H}} + 4\,a_\mathrm{He}\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{i,\mathrm{He}}\right]. \tag{A.3}$$

Here, v_i is the particle velocity, n_H the mean number density of H atoms in the cloud, m_p the proton mass, $a_\mathrm{He} = 0.0964$ the cosmic abundance of He relative to H (Lodders 2003), and $(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{i,\mathrm{H}}$ and $(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{i,\mathrm{He}}$ the CR stopping powers (in units of MeV g^{-1} cm^2) in ambient H and He, respectively. We used for electrons the stopping-power tables of Berger & Seltzer (1982) below 1 GeV and the relativistic formulae given by Schlickeiser (2002) above this energy. The stopping powers for protons and α-particles were extracted from the online databases PSTAR and ASTAR, respectively (Berger et al. 2005).

The process of CR transport in the cloud, which does not need to be specified in the above formalism, is nevertheless relevant to estimate the escape path length Λ from the cloud size. It is clear that if the cloud medium is not diffusive, because of, e.g., efficient ion-neutral damping of MHD waves, $\Lambda \sim n_\mathrm{H} L_\mathrm{C}$, where L_C is the characteristic size of the cloud. But otherwise, the escape path length, which can then be estimated as

$$\Lambda \sim \frac{L_\mathrm{C}^2 v_i n_\mathrm{H}}{6D}, \tag{A.4}$$

can be much greater than the characteristic column density $N_\mathrm{H}^\mathrm{C} = n_\mathrm{H} L_\mathrm{C}$, depending on the diffusion coefficient D. For example, with the typical mean diffusion coefficient for the propagation of Galactic CR nuclei in the local interstellar magnetic field B (Berezinsky et al. 1990),

$$D \approx 10^{28}\beta\left(\frac{R_i}{1\ \mathrm{GV}}\right)^{0.5}\left(\frac{B}{3\ \mu\mathrm{G}}\right)^{-0.5}\ \mathrm{cm}^2\ \mathrm{s}^{-1}, \tag{A.5}$$

where $\beta = v_i/c$ and R_i is the particle rigidity, one gets from Eq. (A.4) for non-relativistic protons:

$$\Lambda \sim 5\times 10^{24}\left(\frac{E}{50\ \mathrm{MeV}}\right)^{-0.25} \times \left(\frac{N_\mathrm{H}^\mathrm{C}}{10^{23}\ \mathrm{cm}^{-2}}\right)^2\left(\frac{n_\mathrm{H}}{10^4\ \mathrm{cm}^{-3}}\right)^{-1}\left(\frac{B}{100\ \mu\mathrm{G}}\right)^{0.5}\ \mathrm{cm}^{-2}, \tag{A.6}$$

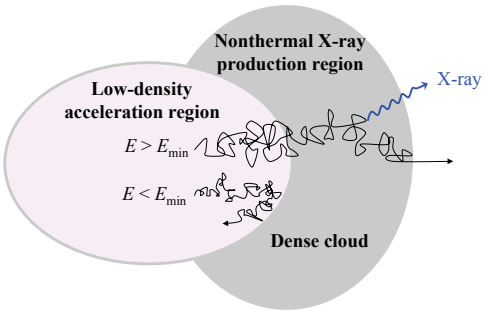

Fig. A.1. Schematic illustration of the cosmic-ray interaction model: fast particles produced in a low-density acceleration region can diffusively penetrate a denser cloud (if their kinetic energy is higher than a threshold energy E_min) and then produce nonthermal X-rays by atomic collisions.

where N_H^C, n_H and B are scaled to typical values for massive molecular clouds in the GC region.

For nonrelativistic particles diffusing in the cloud with a diffusion coefficient $D \propto \beta R_i^{s_D}$ typically with $0.3 < s_D < 0.5$, the escape path length estimated from Eq. (A.4) depends only mildly on energy as $\Lambda \propto E^{-s_D/2}$. However, we have adopted here a simple slab model with an energy-independent escape path length in order to limit the number of free parameters as much as possible.

The process of CR penetration into molecular clouds is not well known (see, e.g., Gabici et al. 2007, and references therein). The theoretical predictions range from almost-free penetration (e.g. Cesarsky & Völk 1978) to exclusion of CRs of kinetic energies up to tens of GeV (e.g. Skilling & Strong 1976). Here, for simplicity, we assume that CRs can freely penetrate the clouds if their kinetic energy is higher than a threshold energy E_min, which is another free parameter of the model. We further consider the differential rate of primary CRs that penetrate the nonthermal X-ray production region to be a power law in kinetic energy above E_min:

$$\frac{\mathrm{d}Q_i}{\mathrm{d}t}(E) = C_i E^{-s} \ \text{ for } E > E_\mathrm{min}. \tag{A.7}$$

The model finally has four free parameters that can be studied from spectral fitting of X-ray data (see Sect. 5): Λ, E_min, the power-law spectral index s, and the metallicity of the X-ray emitting cloud, Z. The X-ray spectral analysis also provides the CR spectrum normalization C_i, which allows one to estimate the power injected by the primary LECRs into the nonthermal X-ray production region:

$$\frac{\mathrm{d}W_i}{\mathrm{d}t} = \int_{E_\mathrm{min}}^{E_\mathrm{max}} E'\frac{\mathrm{d}Q_i}{\mathrm{d}t}(E')\mathrm{d}E'. \tag{A.8}$$

In the following, the integration in the above equation is limited to $E_\mathrm{max} = 1$ GeV. Due to CR escape, the power continuously deposited by the fast particles inside the cloud should generally be lower than $\mathrm{d}W_i/\mathrm{d}t$.

Appendix B: X-rays from accelerated electron interactions

In the framework of the adopted steady-state, slab interaction model, the differential X-ray production rate from collisions of

accelerated electrons with the cloud constituents can be written as

$$\frac{\mathrm{d}Q_{\mathrm{X}}}{\mathrm{d}t}(E_{\mathrm{X}}) = n_{\mathrm{H}} \sum_j a_j \int_0^{\infty} \frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e}j}}{\mathrm{d}E_{\mathrm{X}}}(E_{\mathrm{X}}, E) v_{\mathrm{e}}(E) \times [N_{\mathrm{e,p}}(E) + N_{\mathrm{e,s}}(E)]\mathrm{d}E, \quad \text{(B.1)}$$

where a_j is the abundance of element j relative to H in the X-ray emitting cloud, $(\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e}j}/\mathrm{d}E_{\mathrm{X}})$ is the differential X-ray production cross section for electron interaction with atoms j, and $N_{\mathrm{e,p}}$ and $N_{\mathrm{e,s}}$ are the differential equilibrium numbers of primary and secondary LECR electrons in the ambient medium, respectively.

B.1. Secondary electron production

Primary LECR electrons injected into an interstellar molecular cloud produce secondary electrons mainly from ionization of ambient H_2 molecules and He atoms. The corresponding differential production rate of knock-on electrons is given by

$$\frac{\mathrm{d}Q_{\mathrm{e,s}}}{\mathrm{d}t}(E_{\mathrm{s}}) = n_{\mathrm{H}} \int_{2E_{\mathrm{s}}}^{\infty} \left[0.5 \frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{H}_2}}{\mathrm{d}E_{\mathrm{s}}}(E_{\mathrm{s}}, E_{\mathrm{p}}) + a_{\mathrm{He}} \frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{He}}}{\mathrm{d}E_{\mathrm{s}}}(E_{\mathrm{s}}, E_{\mathrm{p}})\right] \times v_{\mathrm{e}}(E_{\mathrm{p}}) N_{\mathrm{e,p}}(E_{\mathrm{p}}) \mathrm{d}E_{\mathrm{p}}, \quad \text{(B.2)}$$

where $(\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{H}_2}/\mathrm{d}E_{\mathrm{s}})$ and $(\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{He}}/\mathrm{d}E_{\mathrm{s}})$ are the H_2 and He differential ionization cross sections for the production of a secondary electron of energy E_{s} by impact of a primary electron of energy E_{p}. The lower limit of the integral is $2E_{\mathrm{s}}$, because the primary electron is by convention the faster of the two electrons emerging from the collision. The maximum possible energy transfer is therefore $E_{\mathrm{s}} = 0.5(E_{\mathrm{p}} - B_j) \simeq 0.5E_{\mathrm{p}}$, where $B_{\mathrm{H}_2} = 15.43$ eV and $B_{\mathrm{He}} = 24.59$ eV are the electron binding energies of H_2 and He, respectively. This convention is consistent with the definition of the stopping powers used throughout this paper (see Eq. (A.3)), which also pertain to the outgoing electron of higher energy.

The differential ionization cross sections are calculated from the relativistic binary encounter dipole (RBED) theory (Kim et al. 1994, 2000b). This successful model combines the binary-encounter theory for hard collisions with the dipole interaction of the Bethe theory for fast incident electrons. For the differential oscillator strengths, we use the analytic fits provided by Kim et al. (1994) for H_2 and Kim et al. (2000a) for He. For the average orbital kinetic energy of the target electrons, we take $U_{\mathrm{H}_2} = 15.98$ eV and $U_{\mathrm{He}} = 39.51$ eV.

By inserting Eq. (A.1) into Eq. (B.2) and using for the electron energy loss rate the expression given in Eq. (A.3), we see that the secondary electron production rate does not depend on the absolute density of H atoms in the ambient medium (n_{H}). This comment also applies to the X-ray production rate, which only depends on the relative abundances a_j (see Eq. (B.1)). This important property of the adopted steady-state, slab model will allow us to estimate unambiguously the cosmic-ray power $\mathrm{d}W_{\mathrm{i}}/\mathrm{d}t$ (Eq. (A.8)) from the measured X-ray flux.

Calculated differential production rates of primary and knock-on electrons are shown in Fig. B.1. Also shown is the corresponding steady-state differential number of secondary electrons in the ambient medium, $N_{\mathrm{e,s}}$. We calculated the latter from Eqs. (A.1) and (A.2), assuming the characteristic escape path length of the secondary particles to be $\Lambda/2$. Although this assumption is uncertain, it has no significant effect on the total X-ray production.

We see in Fig. B.1 that the effect of H_2 and He ionization on the electron energy distribution is to redistribute the total kinetic energy of the injected particles to a larger number of lower-energy electrons. Thus, for hard enough primary electron spectrum (i.e. low s and high E_{min}, see Fig. B.1b), secondary electrons of energies $E_{\mathrm{s}} \gtrsim 10$ keV could potentially make a significant contribution to the total nonthermal X-ray emission. On the other hand, one can easily check that the successive production of knock-on electrons by the secondary electrons themselves can be safely neglected for the X-ray emission.

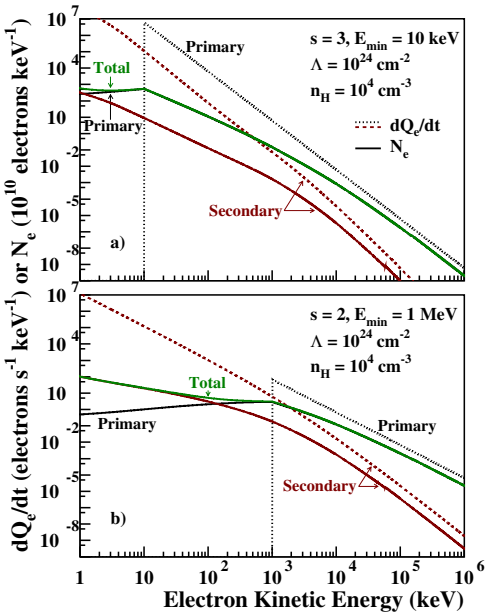

Fig. B.1. Calculated differential equilibrium electron numbers (N_{e}; solid lines) for two differential injection rates of primary electrons ($\mathrm{d}Q_{\mathrm{e,p}}/\mathrm{d}t$; dotted lines): **a)** $s = 3$, $E_{\mathrm{min}} = 10$ keV; **b)** $s = 2$, $E_{\mathrm{min}} = 1$ MeV. Also shown are the differential production rates of secondary, knock-on electrons ($\mathrm{d}Q_{\mathrm{e,s}}/\mathrm{d}t$; dashed lines). The H density in the nonthermal X-ray production region, which intervenes in the calculation of $N_{\mathrm{e,p}}$ and $N_{\mathrm{e,s}}$, is $n_{\mathrm{H}} = 10^4$ cm^{-3} and the path length of the primary electrons in this region is $\Lambda = 10^{24}$ cm^{-2}. The calculations are normalized to a total power of 1 erg s^{-1} injected by the primary LECR electrons in the X-ray production region.

B.2. X-ray continuum emission

The X-ray continuum emission is due to the bremsstrahlung of both primary and secondary electrons. We take electron bremsstrahlung into account only in ambient H and He and calculate the differential cross sections from the work of Strong et al. (2000, Appendix A), which is largely based on Koch & Motz (1959). We use the scattering functions from Blumenthal & Gould (1970) to take into account the arbitrary screening of the H and He nuclei by the bound electrons.

B.3. X-ray line emission

The X-ray line emission results from the filling of inner-shell vacancies produced by fast electrons in ambient atoms. We consider the Kα and Kβ lines (2p $\rightarrow$ 1s and 3p $\rightarrow$ 1s transitions in the Siegbahn notation) from ambient C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Fe, and Ni. The corresponding cross sections can be written as

$$\sigma_{\mathrm{e}j}^{\mathrm{K}k}(E) \equiv \frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e}j}^{\mathrm{K}k}}{\mathrm{d}E_{\mathrm{X}}}(E_{\mathrm{X}}, E) = \delta(E_{\mathrm{X}} - E_{\mathrm{K}k}) \sigma_{\mathrm{e}j}^{I}(E) \omega_j^{\mathrm{K}k}, \quad \text{(B.3)}$$

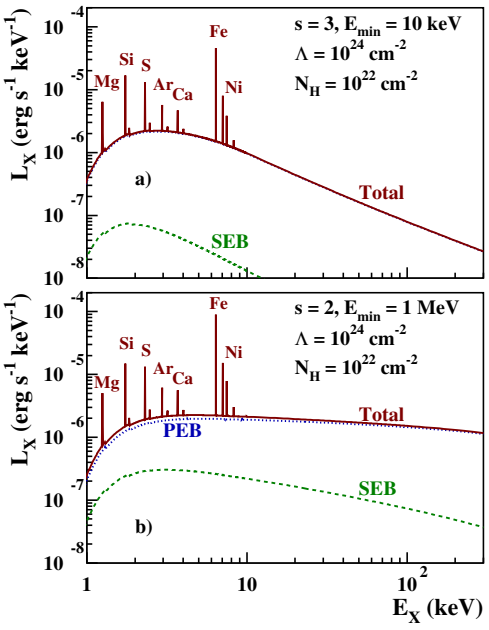

Fig. B.2. Calculated X-ray emission produced by LECR electrons with the source spectra shown in Fig. B.1 interacting in a gas cloud of solar metallicity. PEB: primary electron bremsstrahlung; SEB: secondary electron bremsstrahlung. Photoelectric absorption is taken into account with a H column density of 10^{22} cm^{-2}.

where $E_{\mathrm{K}k}$ is the energy of line Kk (Kα or Kβ), $\delta(E_{\mathrm{X}} - E_{\mathrm{K}k})$ is Dirac's delta function, $\sigma^{I}_{\mathrm{e}j}(E)$ the total cross section for the K-shell ionization of atom j by an electron of energy E, and $\omega_j^{\mathrm{K}k}$ the Kk fluorescence yield for atom j (Kaastra & Mewe 1993). Note that $\omega_j^{\mathrm{K}\beta} = 0$ for element j with atomic number ≤12 (i.e. Mg), since these atoms do not have 3p electrons in their ground level.

For the K-shell ionization cross sections, we adopted the semi-empirical formula of Quarles (1976), which agrees well with the RBED cross sections for Ni and lighter elements (see Kim et al. 2000b) and is simpler to use. We checked that the Quarles's formula correctly reproduces the data compiled in Long et al. (1990), in particular at relativistic energies.

The width of the X-ray lines produced by electron impact can be estimated from the sum of the natural widths of the atomic levels involved in the transition. Indeed, broadening effects caused by multiple simultaneous ionizations can be safely neglected for LECR electrons. Thus, the Kα_1 and Kα_2 components of the Fe Kα line have experimental full widths at half-maximum (*FWHM*) of only 2.5 and 3.2 eV, respectively (Salem & Lee 1976). However, the energy separation of the two fine-structure components is 13 eV, which is much less than the energy resolution at 6.4 keV of the X-ray cameras aboard *XMM-Newton* and *Chandra*, but larger than the expected resolution of the *ASTRO-H* X-ray Calorimeter Spectrometer (7 eV *FWHM*; Takahashi et al. 2010). Here, we neglect the fine-structure splitting of the K lines and for simplicity adopt the same width for all the lines: $\Delta E_{\mathrm{X}} = 10$ eV.

Figure B.2 shows calculated nonthermal X-ray spectra ($L_{\mathrm{X}} = E_{\mathrm{X}} \times \mathrm{d}Q_{\mathrm{X}}/\mathrm{d}t$) produced by LECR electrons injected with the differential rates shown in Fig. B.1 into a cloud of solar metallicity. We took the photoelectric absorption of X-rays into account using a H column density $N_{\mathrm{H}} = 10^{22}$ cm^{-2} and the cross sections of Morrison & McCammon (1983). We see in Fig. B.2 that the most prominent line is that of Fe at 6.40 keV. This is because this element has the highest product of Kα fluorescence yield ($\omega_{\mathrm{Fe}}^{\mathrm{K}\alpha} = 0.3039$, Kaastra & Mewe 1993) and cosmic abundance. The EW of the Fe Kα line is equal to 293 and 394 eV in the spectra shown in panels a and b, respectively. The second strongest line in these spectra is the Si Kα line at 1.74 keV; its *EW* is equal to 80 and 90 eV in panels a and b, respectively. We also see in this figure that (i) the shape of the continuum emission reflects the hardness of the primary electron injection spectrum; and (ii) the total X-ray emission is dominated by the contribution of the primary electrons. The emission from the secondary electrons is negligible in panel a and accounts for 10–20% of the total emission below 10 keV in panel b.

Appendix C: X-rays from accelerated ion interactions

The differential X-ray production rate from accelerated ion interactions can be written with a slight modification of Eq. (B.1), as follows:

$$\frac{\mathrm{d}Q_{\mathrm{X}}}{\mathrm{d}t}(E_{\mathrm{X}}) = n_{\mathrm{H}} \sum_j a_j \int_0^{\infty} \Big[\sum_i \frac{\mathrm{d}\sigma_{ij}}{\mathrm{d}E_{\mathrm{X}}}(E_{\mathrm{X}}, E) v_i(E) N_i(E) + \frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{e}j}}{\mathrm{d}E_{\mathrm{X}}}(E_{\mathrm{X}}, E) v_{\mathrm{e}}(E) N_{\mathrm{e,s}}(E) \Big] \mathrm{d}E, \quad \text{(C.1)}$$

where the index i runs over the constituents of the nonthermal ion population. The first term in the integral represents the X-ray production by the primary LECR ions and the second term the contribution of the secondary electrons. As a starting point, we assume in the present work that the LECR ion population is mainly composed of protons and α particles and that the contributions of accelerated metals to the total X-ray emission can be neglected. We therefore do not consider the broad X-ray line emission that can arise from atomic transitions in fast C and heavier species following electron captures and excitations (Tatischeff et al. 1998), except in Sect. 7.2. However, for typical compositions of accelerated cosmic particles, the fast metals significantly contribute neither to the production of the X-ray lines from the ambient atoms nor to the bremsstrahlung continuum radiation (see Tatischeff et al. 1998). We further assume that the accelerated protons and α particles are in solar proportion, that is, $C_\alpha/C_{\mathrm{p}} = a_{\mathrm{He}}$ (see Eq. (A.7)).

In the calculations of the equilibrium spectra (N_{p} and N_α), we neglect the nuclear destruction and catastrophic energy loss (e.g. interaction involving pion production) of the fast ions in the cloud. Indeed these processes are not important in comparison with the ionization losses below ~300 MeV nucleon^{-1} kinetic energy (see, e.g., Schlickeiser 2002) and most of the X-ray emission below 10 keV, which is the prime focus of the present work, is produced by ions in this low energy range (see Fig. 5b).

C.1. Secondary electron production

We calculate the production of secondary electrons associated to the ionization of ambient H_2 molecules and He atoms. The corresponding differential ionization cross sections are obtained as in Tatischeff et al. (1998) from the work of Chu et al. (1981). We neglect the production of secondary electrons and positrons that follows the production of charged pions in hadronic collisions. In fact, the corresponding electron and positron source functions can dominate the one of knock-on electrons only at

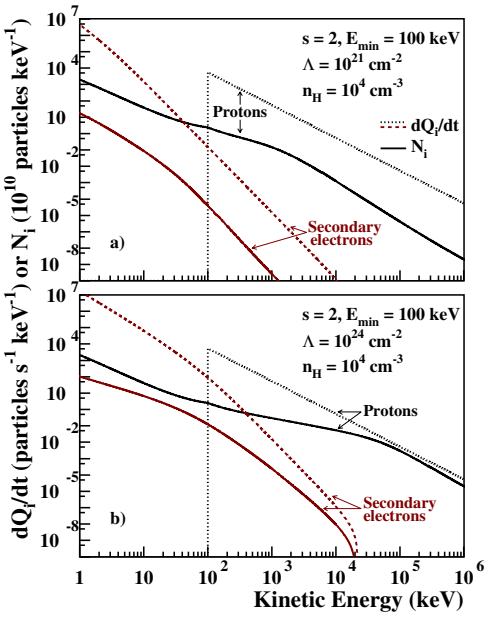

Fig. C.1. Calculated differential equilibrium numbers of fast particles (N_i; solid lines) for the differential injection rate of primary protons given by $s = 2$ and $E_{\rm min} = 100$ keV ($dQ_{\rm p}/dt$; dotted lines). Also shown are the differential production rates of secondary knock-on electrons ($dQ_{\rm e,s}/dt$; dashed lines). **a)** $\Lambda = 10^{21}$ cm^{-2}; **b)** $\Lambda = 10^{24}$ cm^{-2}. The H density in the nonthermal X-ray production region is $n_{\rm H} = 10^4$ cm^{-3}. The calculations are normalized to a total power of 1 erg s^{-1} injected by the primary LECR protons in this region.

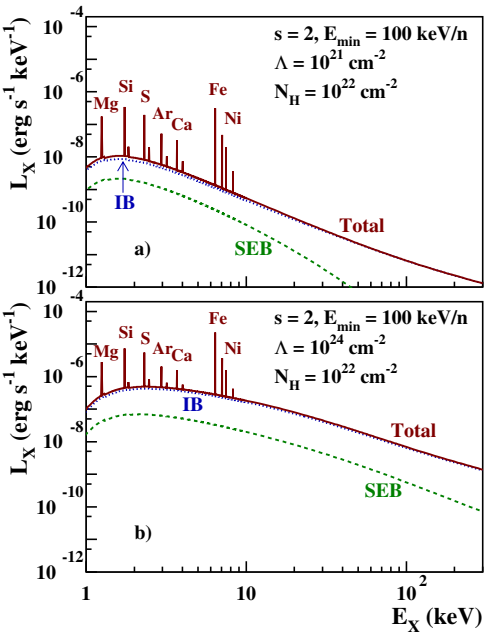

Fig. C.2. Calculated X-ray emission produced by LECR protons and α-particles interacting in a gas cloud of solar metallicity, for the differential injection rate of primary protons shown in Fig. 9. The contribution of accelerated α-particles is included as explained in the text, assuming in particular the solar abundance $C_\alpha/C_{\rm p} = 0.0964$. **a)** $\Lambda = 10^{21}$ cm^{-2}; **b)** $\Lambda = 10^{24}$ cm^{-2}. IB: inverse bremsstrahlung; SEB: secondary electron bremsstrahlung. Photoelectric absorption is taken into account with a H column density of 10^{22} cm^{-2}.

energies >10 MeV (Schlickeiser 2002), and these high-energy leptons are not important for the production of X-rays <10 keV (see Fig. 5a).

Differential production rates of knock-on electrons are shown in Fig. C.1, together with the corresponding equilibrium spectra of primary protons and secondary electrons. This figure illustrates the effects of changing the CR escape path length from $\Lambda = 10^{21}$ cm^{-2} (panel a) to 10^{24} cm^{-2} (panel b). In the first case, protons of energies up to 1.4 MeV are stopped in the cloud, whereas in the second case the transition energy between proton stopping and escape is at 71 MeV. We see that above this transition energy the equilibrium spectrum has a similar slope than the source spectrum, whereas at lower energies the equilibrium proton distribution is harder due to the ionization losses. We can anticipate that the total X-ray production rate will be much higher for the case $\Lambda = 10^{24}$ cm^{-2}, as a result of the higher proton number at equilibrium above a few MeV.

C.2. X-ray continuum emission

The X-ray continuum emission is due to inverse bremsstrahlung from the fast ions (the radiation of a single photon in the collision of a high-speed ion with an electron effectively at rest) and classical bremsstrahlung from the secondary knock-on electrons. In the nonrelativistic domain, the bremsstrahlung produced by a proton of kinetic energy E in a collision with a H atom at rest has the same cross section as that of an electron of kinetic energy $(m_{\rm e}/m_{\rm p})E$ in a collision with a stationary proton ($m_{\rm e}$ and $m_{\rm p}$ are the electron and proton masses, respectively). We calculate this cross section as in Sect. 3.2, but without taking the screening of the H nucleus by the bound electron into account. The cross section for interaction of a proton with a H atom is then multiplied by $(1+2a_{\rm He})$ to take the ambient He into account. For α particles, we replace the proton energy E by the energy per nucleon of the projectile and multiply the proton cross section by 4 to account for the nuclear charge dependence of the bremsstrahlung cross section.

In the relativistic case, the cross section for proton inverse bremsstrahlung is different from the one for classical electron bremsstrahlung, owing to the appearance of angular and energy abberations in the transformation between the two rest frames of the interacting particles (Haug 2003). We checked that these effects can be neglected in good approximation in the present work.

In Fig. C.2 we show two X-ray spectra corresponding to the particle equilibrium spectra presented in Fig. C.1. We see that the continuum emission is dominated by inverse bremsstrahlung, which is a general rule independent of the model parameters (see Tatischeff et al. 1998). We also see that, as expected, the X-ray production rate is much higher for $\Lambda = 10^{24}$ cm^{-2} than for $\Lambda = 10^{21}$ cm^{-2}, the difference being a factor of 22, 337 and 1054 at 1, 10, and 100 keV, respectively.

C.3. X-ray line emission

For producing X-ray lines from the ambient atoms, we take both the contribution from secondary electrons (see Eq. (B.3)) and that from primary ions into account. The cross sections for K-shell ionization by proton and α-particle impacts are extracted

from the data library implemented by Pia et al. (2009) in the Geant4 toolkit for the simulation of particle induced X-ray emission (PIXE). We use the cross sections calculated in the ECPSSR theory with high-velocity corrections (Lapicki et al. 2008). These cross sections are more accurate for mildly relativistic projectiles than those previously employed by Tatischeff et al (1998).

Proton and α-particle collisions with target atoms do not lead to significant line broadening effects caused by multiple simultaneous ionizations. We thus adopt as before a width of 10 eV for all the lines (see Sect. 3.3). We note, however, that the X-ray lines produced by collisions of ions heavier than ^{4}He can be shifted by several tens of eV, significantly broadened and split up into several components (Garcia et al. 1973). For example, the Fe Kα line produced by impacts of O ions of 1.9 MeV nucleon^{-1} is blueshifted by ~50 eV in comparison with the one produced by 5-MeV proton impacts, and has a *FWHM* of~100 eV (see Garcia et al. 1973, Fig. 3.55).

The most intense line produced by LECR protons and α-particles is also the neutral Fe Kα line at 6.40 keV (Fig. C.2). This line has an *EW* of 2.31 and 0.80 keV in the spectra shown in Figs. C.2a and b, respectively. The second strongest line in these spectra is the Si Kα line at 1.74 keV; its *EW* is equal to 309 eV in panel a and 152 eV in panel b.

Chapitre 4

L'origine des radioactivités de courte période dans le système solaire primitif

Reynolds (1960) a découvert un excès de ^{129}Xe relativement à la composition chondritique dans la météorite Richardton, une chondrite ordinaire tombée aux Etats-Unis en 1918[1]. Il a montré que cet excès était dû à la présence de ^{129}I radioactif dans le disque protoplanétaire du tout jeune système solaire. Ce radioisotope se désintègre par émission β^- en ^{129}Xe avec une période radioactive de 15,7 millions d'années. Depuis cette découverte, une dizaine d'autres radioactivités aujourd'hui éteintes ont été identifiées par la mesure d'un surplus d'abondance de l'isotope fils (Tab. 4.1).

La présence d'une espèce radioactive donnée dans le système solaire primitive est établie à partir d'un diagramme à trois isotopes, semblable à celui montré sur la Figure 4.1. La corrélation linéaire observée sur cette figure permet de déterminer quelle était la concentration en ^{10}Be radioactif ($T_{1/2} = 1,39 \times 10^6$ ans) de l'échantillon analysé lors de sa cristallisation dans le système solaire primitif, c'est-à-dire au moment où les fractionnements dans le rapport ^{9}Be/^{11}B ont été établis :

$$\left(\frac{^{10}\mathrm{B}}{^{11}\mathrm{B}}\right) = \left(\frac{^{10}\mathrm{Be}}{^{9}\mathrm{Be}}\right) \times \left(\frac{^{9}\mathrm{Be}}{^{11}\mathrm{B}}\right) + \left(\frac{^{10}\mathrm{B}}{^{11}\mathrm{B}}\right)_0 , \tag{4.1}$$

où $(^{10}\mathrm{B}/^{11}\mathrm{B})_0 = 0,2538 \pm 0,0015$ est le rapport isotopique du B dans le nuage protosolaire ayant engendré le système solaire il y a 4,56 milliards d'années. Cette corrélation linéaire est parfois appelée une droite *isochrone*, car elle témoigne de la cristallisation *simultanée* de différentes phases minérales.

Il est aujourd'hui établi que les radioactivités éteintes ont au moins deux origines. Les abondances initiales des radioisotopes de période supérieure à environ trois millions d'années (^{53}Mn, ^{107}Pd, ^{182}Hf, ^{129}I, ^{92}Nb, ^{244}Pu et ^{146}Sm ; voir Tab. 4.1) peuvent être correctement reproduites par un modèle d'évolution chimique de la galaxie (Meyer et Clayton, 2000). Ces espèces ont été synthétisées par des générations successives d'étoiles avant le soleil et un équilibre s'est établi dans le milieu interstellaire entre leur production et leur désintégration radioactive. Les teneurs mesurées dans les météorites sont globalement compatibles avec cet héritage galactique.

La concentration en ^{60}Fe ($T_{1/2} = 2,62 \times 10^6$ ans) du système solaire primitif n'est pas bien connue. Dauphas et Chaussidon (2011) rapportent dans leur article de revue une incertitude de

[1] Les chondrites sont des météorites riches en chondres, qui sont des assemblages quasi-sphériques de silicates de fer et de magnésium, de fer métallique et de verre. Leur composition moyenne est proche de celle de la photosphère du soleil, mis à part les éléments volatils comme les gaz rares (Gounelle, 2009).

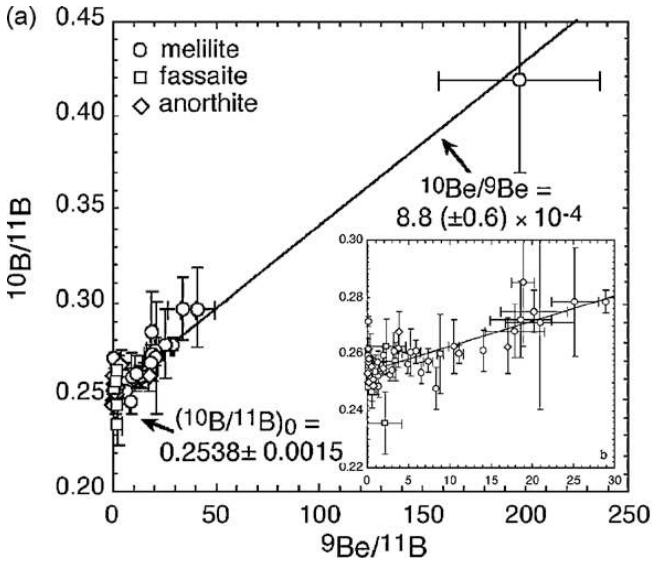

FIG. 4.1 – Variation du rapport d'abondances ^{10}B/^{11}B en fonction de ^{9}Be/^{11}B mesurée dans une inclusion alumino-calcique de la météorite d'Allende (une chondrite carbonée de type CV3). La corrélation linéaire observée montre que des noyaux de ^{10}Be ont été incorporés à cette inclusion réfractaire lors de sa cristallisation. Figure tirée de Chaussidon *et al.* (2006).

plus de deux ordres de grandeur sur le rapport isotopique $^{60}\mathrm{Fe}/^{56}\mathrm{Fe} : 5,1 \times 10^{-9} < {}^{60}\mathrm{Fe}/^{56}\mathrm{Fe} < 8,3 \times 10^{-7}$. Mais Tang et Dauphas (2012) ont récemment trouvé une valeur bien plus précise à partir d'études à la fois de chondrites et d'achondrites réalisées à l'aide d'un spectromètre de masse à source plasma et à multi-collection : $^{60}\mathrm{Fe}/^{56}\mathrm{Fe} = (1,08 \pm 0,21) \times 10^{-8}$. Cette valeur est environ 13 fois plus faible que la concentration en $^{60}\mathrm{Fe}$ de la galaxie interne déduite de l'ob-

TAB. 4.1 – Radioactivités éteintes détectées dans les météorites.

Radioisotope	Isotope fils	Période (10^6 ans)	Concentration initiale^a
^{41}Ca	^{41}K	0,10	^{41}Ca/^{40}Ca=$(1,41 \pm 0,14)\times10^{-8}$
^{36}Cl	^{36}S (1,9%), ^{36}Ar(98,1%)	0,30	^{36}Cl/^{35}Cl $> 1,5 \times 10^{-5}$
^{26}Al	^{26}Mg	0,72	^{26}Al/^{27}Al=$(5,23 \pm 0,13)\times10^{-5}$
^{10}Be	^{10}B	1,39	^{10}Be/^{9}Be=$(7.0 \pm 0,8)\times10^{-4}$
^{60}Fe	^{60}Ni	2,62	^{60}Fe/^{56}Fe=$(1,08 \pm 0,21)\times10^{-8}$
^{53}Mn	^{53}Cr	3,74	^{53}Mn/^{55}Mn=$(6,28 \pm 0,66)\times10^{-6}$
^{107}Pd	^{107}Ag	6,5	^{107}Pd/^{108}Pd=$(5,9 \pm 2,2)\times10^{-5}$
^{182}Hf	^{182}W	8,9	^{182}Hf/^{180}Hf=$(9,72 \pm 0,44)\times10^{-5}$
^{129}I	^{129}Xe	15,7	^{129}I/^{127}I=$(1,19 \pm 0,20)\times10^{-4}$
^{92}Nb	^{92}Zr	34,7	^{92}Nb/^{93}Nb=$(1,6 \pm 0,3)\times10^{-5}$
^{244}Pu	Produits de fission	80	^{244}Pu/^{238}U=$(6,8 \pm 1,0)\times10^{-3}$
^{146}Sm	^{142}Nd (décroissance α)	103	^{146}Sm/^{144}Sm=$(8,4 \pm 0,5)\times10^{-3}$

$^{(a)}$ Rapport isotopique dans le système solaire primitif, d'après Dauphas et Chaussidon (2011), sauf pour le ^{60}Fe (Tang et Dauphas, 2012). Chaussidon *et al.* (2006) ont détecté des excès de ^{7}Li dans une inclusion alumino-calcique de la météorite d'Allende, qu'ils ont attribués à la présence de ^{7}Be ($T_{1/2} = 53,2$ jours) lors de la cristallisation de l'objet : $^{7}\mathrm{Be}/^{9}\mathrm{Be} = 0,0061 \pm 0,0013$. Mais ce résultat est controversé, et il n'est pas pris en compte dans ce mémoire.

servation avec *INTEGRAL*/SPI des raies de désintégration de cet isotope à 1173 et 1333 keV : $^{60}\mathrm{Fe}/^{56}\mathrm{Fe} \approx 1,4 \times 10^{-7}$ (Wang *et al.*, 2007). D'après Lacki (2012), la teneur en $^{60}\mathrm{Fe}$ du milieu interstellaire était environ deux fois plus élevée il y a 4,56 milliards d'années, car l'activité stellaire de la galaxie était alors plus soutenue. L'essentiel du $^{60}\mathrm{Fe}$ est vraisemblablement contenu dans la phase chaude ($T \sim 10^6 - 10^7$ K) du milieu interstellaire, dynamisée par l'activité des étoiles massives, car cet isotope est majoritairement synthétisé dans les supernovae. Mais pour être incorporé au système solaire primitif, des atomes de $^{60}\mathrm{Fe}$ ont dû être mélangés à la matière d'un cœur moléculaire à basse température ($T \sim 10 - 20$ K) susceptible de s'effondrer sur lui-même pour donner naissance à de nouvelles étoiles. La différence de concentration en $^{60}\mathrm{Fe}$ du milieu interstellaire et du système solaire primitif pourrait s'expliquer avec un temps caractéristique de mélange de l'ordre de 10 à 20 millions d'années (voir Meyer et Clayton, 2000; Gounelle *et al.*, 2009).

La présence de radioactivités de plus courte période (^{10}Be, ^{26}Al, ^{36}Cl et ^{41}Ca) dans le système solaire primitif ne peut s'expliquer par l'enrichissement continu de la Voie lactée en éléments lourds. Ces radioisotopes ont nécessairement été synthétisés au cours d'un évènement de "dernière minute" s'étant produit juste avant ou pendant la naissance du système solaire. L'étude de l'origine de ces quatre radioactivités nous renseigne donc sur le contexte astrophysique de formation de notre système planétaire. Deux types de modèle sont discutés dans la littérature spécialisée. Dans le premier, ces noyaux sont produits par un processus de nucléosynthèse *non thermique* à l'intérieur même du système solaire en formation. Ils résultent de l'irradiation du gaz et de la poussière du disque protoplanétaire par des particules accélérées dans des évènements de reconnexion magnétique semblables à ceux opérant dans les éruptions contemporaines du soleil. Des observations en rayons X de phénomènes éruptifs dans des protoétoiles suggèrent que le soleil était bien plus actif dans sa prime jeunesse qu'il ne l'est actuellement.

Dans le second modèle, les radioactivités de courte période ont été injectées, soit dans le nuage moléculaire parent soit dans le jeune système protoplanétaire, par une étoile en fin de vie présente à proximité, peut-être une supernova. Un tel évènement aurait pu déclencher l'effondrement gravitationnel du cœur moléculaire à l'origine de la formation du système solaire (Cameron et Truran, 1977).

Ces deux scénarios ont des implications importantes quant à la spécificité du système solaire dans la galaxie[2]. Dans le modèle de nucléosynthèse non thermique, il est concevable que la plupart des systèmes stellaires aient connu des phénomènes éruptifs à l'origine d'une production significative de radioactivités de courte période. Le soleil serait donc "une étoile comme les autres". Par contre, dans le modèle d'ensemencement par une étoile à proximité, le système solaire a connu une gestation différente de celle de la majorité des autres systèmes planétaires de notre galaxie, qui n'ont donc pas été contaminés en radioisotopes de courte période. Mais la radioactivité de l'^{26}Al est considérée comme une source de chaleur importante des planétoïdes primitifs, de sorte qu'il est possible que les planètes du système solaire se soient formées de façon sensiblement différente de la plupart des exoplanètes[3].

Dans la première partie de ce chapitre, nous discuterons ces modèles à la lumière des travaux réalisés ces dernières années avec Jean Duprat et Nicolas de Séréville (Duprat et Tatischeff,

[2]Desch *et al.* (2004) ont considéré un 3e modèle, où des rayons cosmiques de basse énergie riches en ^{10}Be sont piégés dans le cœur moléculaire parent du système solaire. Mais les travaux de ces auteurs comportent une erreur dans le calcul des pertes d'énergies des rayons cosmiques, ce qui invalide leurs conclusions (voir Duprat, 2010).

[3]Gilmour et Middleton (2009) suggèrent même que la présence d'^{26}Al dans un disque protoplanétaire favorise le développement ultérieur d'une civilisation technologique dans le système stellaire ! S'il on suit ces auteurs, il faudrait donc inclure un facteur de probabilité lié à l'^{26}Al dans la célèbre équation de Drake, qui vise à estimer le nombre potentiel de civilisations extraterrestres dans notre galaxie avec qui nous pourrions entrer en contact !

2007, 2008; Tatischeff *et al.*, 2010a). Nous montrerons que le modèle de nucléosynthèse non thermique au sein du système solaire primitif ne peut rendre compte des teneurs en ^{26}Al, ^{36}Cl et ^{41}Ca déduites des données météoritiques. Nous proposerons alors que ces trois radioisotopes aient été synthétisés par une étoile isolée de type Wolf-Rayet. Dans la seconde partie du chapitre, nous étudierons plus spécifiquement l'origine du ^{10}Be, car ce noyau n'est pas produit dans les étoiles. Nous proposerons que ce radioisotope ait été synthétisé en quantité significative par des rayons cosmiques accélérés dans l'onde de choc générée par l'explosion en supernova de l'étoile Wolf-Rayet.

4.1 Les radioactivités éteintes et la formation du système solaire

4.1.1 Nucléosynthèse non thermique dans le système solaire primitif

Dans Duprat et Tatischeff (2007, 2008), nous avons calculé le nombre maximum de noyaux de ^{10}Be, ^{26}Al, ^{36}Cl et ^{41}Ca pouvant être produits par irradiation du gaz et de la poussière du disque protoplanétaire par des particules accélérées dans le système solaire primitif. Les sections efficaces de réaction nucléaire ont été évaluées à partir de la base de données EXFOR et du logiciel de simulations TALYS[4] (voir Chapitre 1, Sect. 1.1.2). La production des radioisotopes a été estimée dans le cadre d'un modèle de cible épaisse, qui maximise le nombre de noyaux synthétisés. Nous avons adopté pour le spectre source des ions accélérés une simple loi de puissance en énergie cinétique par nucléon, $(dQ/dt)_i = C_i E^{-s}$, où le paramètre C_i représente l'abondance de l'isotope accéléré de type i. Nous avons supposé que la population d'ions rapides avait la composition moyenne des particules accélérées dans les éruptions impulsives du soleil contemporain, avec en particulier $^3\mathrm{He}/\alpha = 0,5$ (voir Chapitre 1 et Reames, 1999).

Les résultats sont donnés dans Duprat et Tatischeff (2007, 2008) sous la forme de la masse maximum de matière chondritique contenant une espèce radioactive k à hauteur de son abondance "canonique" dans le système solaire primitif (voir Tab. 4.1) :

$$M_k = \frac{Q_k E_{\mathrm{tot}}^{10\ \mathrm{MeV}}}{c_k}\ , \tag{4.2}$$

où Q_k est le taux de production de l'isotope k normalisé à une énergie cinétique totale de 1 erg contenue dans les protons accélérés à plus de 10 MeV, c_k est le nombre d'atomes de l'espèce k à la concentration canonique dans un gramme de matière chondritique (par exemple, $c_{^{26}\mathrm{Al}} \approx 1,03 \times 10^{16}$ atomes g^{-1} pour $^{26}\mathrm{Al}/^{27}\mathrm{Al} \approx 5,2 \times 10^{-5}$; Tab. 4.1) et

$$E_{\mathrm{tot}}^{10\ \mathrm{MeV}} = \frac{L_p^{\odot}(\geq 10\ \mathrm{MeV})}{L_X^{\odot}} L_X^{\mathrm{YSO}} T_{\mathrm{irr}} \tag{4.3}$$

est l'énergie cinétique totale contenue dans les protons d'énergie cinétique $E_p \geq 10$ MeV. Dans cette dernière équation, $L_p^{\odot}(\geq 10\ \mathrm{MeV})/L_X^{\odot} = 0,09$ (Lee *et al.*, 1998) est le rapport de la puissance dans les protons accélérés au-dessus de 10 MeV à la luminosité en rayons des éruptions impulsives du soleil contemporain, $L_X^{\mathrm{YSO}} = 5 \times 10^{30}$ erg s^{-1} est la luminosité moyenne de la phase éruptive de jeunes objets stellaires (YSO) de masse solaire observées avec le satellite *Chandra* dans la région de formation d'étoiles de la nébuleuse d'Orion (Wolk *et al.*, 2005), et T_{irr} est la durée du processus de nucléosynthèse non thermique.

[4]Pour la réaction ^{24}Mg(^{3}He,*p*)^{26}Al, nous avons également utilisé les données tirées de notre campagne de mesures auprès des accélérateurs Tandem de l'IPN d'Orsay et Tandétron de Gif-sur-Yvette (Fitoussi *et al.*, 2008).

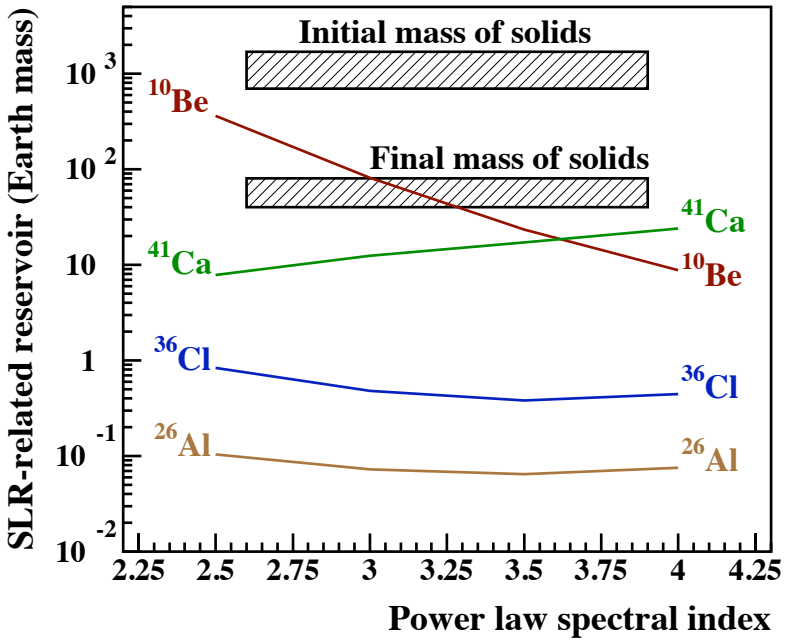

FIG. 4.2 – Masses maximums des réservoirs de matière chondritique contenant des radioactivité éteintes produites par nucléosynthèse non thermique dans le système solaire primitif, en fonction de l'indice du spectre en loi de puissance des particules accélérées (s). La production des radioisotopes est normalisée à une énergie cinétique totale $E_{\rm tot}^{10\ {\rm MeV}} = 1,4 \times 10^{42}$ erg contenue dans les protons d'énergie $E_p \geq 10$ MeV (voir texte). Les deux zones hachurées représentent les masses de solides dans le disque protoplanétaire environ 10^5 ans (masse "initiale") et 3×10^6 ans (masse "finale") après l'effondrement gravitationnel du nuage protosolaire.

Dans Duprat et Tatischeff (2007, 2008), nous avions adopté $T_{\rm irr} = 3 \times 10^6$ ans, ce qui correspond à la durée typique d'existence d'un disque protoplanétaire optiquement épais autour des jeunes étoiles de type solaire. Mais des mesures plus récentes réalisées par Villeneuve *et al.* (2009) avec la technique de spectrométrie de masse à ionisation secondaire (SIMS) ont montré qu'il n'y a pas eu de production significative de ^{26}Al dans le système solaire après la formation des inclusions alumino-calciques, qui s'est arrêtée environ 10^5 ans après l'effondrement du cœur moléculaire (Bizzarro *et al.*, 2004). Ces mesures ont également montré que les inclusions alumino-calciques, les chondres des météorites primitives et la Terre se sont formés à partir d'un réservoir de matière dans lequel les atomes de ^{26}Al étaient répartis de façon homogène à $\pm 10\%$ près (voir également Thrane *et al.*, 2006). A la lumière de ces résultats, nous adoptons donc ici $T_{\rm irr} = 10^5$ ans, ce qui donne d'après l'équation (4.3) $E_{\rm tot}^{10\ {\rm MeV}} = 1,4 \times 10^{42}$ erg.

Les masses M_k calculées avec ce formalisme sont comparées sur la Figure 4.2 aux masses totales de corps solides compris dans le disque protoplanétaire au temps $t \sim 10^5$ et 3×10^6 ans après le déclenchement de la formation du système solaire. La masse "finale", $M_{\rm sol} = 60 \pm 20\ M_\oplus$ ($M_\oplus$ est la masse de la Terre), représente la masse actuelle de roches dans le système solaire, c'est-à-dire la somme des masses des cœurs de roche des quatre planètes géantes (Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune) plus la contribution mineure des planètes telluriques ($\sim 2\ M_\oplus$). La masse "initiale" est bien plus élevée, $M_{\rm sol} = 700 - 1700\ M_\oplus$, car le proto-soleil, qui n'avait pas encore atteint sa masse actuelle à $t \sim 10^5$ ans, a accrété environ $0,2 - 0,5\ M_\odot$ de matière du disque (essentiellement du gaz) pendant les trois millions d'années qui ont suivi (Shu *et al.*, 1996). C'est donc avec la masse initiale de solides du disque d'accrétion à $t \sim 10^5$ ans que doivent être comparées les valeurs de M_k et les résultats obtenus montrent que la nucléo-

synthèse non thermique n'a pas pu produire les radioactivités de courte période en quantité suffisante à l'échelle du système solaire (Fig. 4.2).

Néanmoins, les données cosmochimiques actuelles ne permettent pas d'affirmer que les radioactivités de courte période étaient distribuées de façon homogène dans le disque protoplanétaire. Nous ne pouvons donc pas exclure que l'irradiation du disque d'accrétion ait produit suffisamment de ^{10}Be pour rendre compte des mesures d'abondance de cet isotope dans des échantillons du système solaire interne (météorites, planètes telluriques). Mais la masse d'un réservoir qui contiendrait une concentration canonique en ^{26}Al synthétisé par irradiation représente au maximum $\sim 0,1\ M_{\oplus}$ (Fig. 4.2), ce qui est bien plus faible que la masse de roches dans le système solaire interne ($\sim 2\ M_{\oplus}$). Les résultats expérimentaux de Thrane *et al.* (2006) et Villeneuve *et al.* (2009) montrent donc qu'au moins ce radioisotope n'a pas été produit dans le système solaire, mais provient d'une source stellaire voisine du soleil au moment de sa formation.

4.1.2 Une étoile Wolf-Rayet fugueuse à l'origine du système solaire ?

Différents types d'étoiles ont été considérés comme étant à l'origine du ^{41}Ca, ^{36}Cl et ^{26}Al présents dans le système solaire primitif (rappelons que le ^{10}Be est détruit et non produit dans les étoiles). La nucléosynthèse thermique à l'œuvre dans les étoiles de la branche asymptotique des géantes (en anglais *asymptotic giant branch* : AGB) ou dans les étoiles de type super-AGB[5] semble pouvoir reproduire les concentrations en ^{41}Ca, ^{26}Al et ^{60}Fe du disque protoplanétaire du jeune système solaire, mais pas celle en ^{36}Cl (Wasserburg *et al.*, 2006; Lugaro *et al.*, 2012)[6]. Mais ces étoiles ne se trouvent pas dans les régions de formation stellaire. Elles ont une longue durée de vie sur la séquence principale, de l'ordre de 0,1 –10 milliards d'années pour les AGB et de plusieurs dizaines de millions d'années pour les super-AGB, ce qui est supérieur à la durée de vie des nuages moléculaires. Lorsqu'elles entrent dans la phase AGB ou super-AGB, ces étoiles n'interagissent donc plus avec le complexe de nuages moléculaires qui les a engendrées. La probabilité d'une rencontre fortuite dans la galaxie entre une étoile AGB et un nuage moléculaire est très faible (Kastner et Myers, 1994).

Il est plus vraisemblable que le système solaire primitif ait été contaminé par les produits de nucléosynthèse d'une étoile massive, soit une supernova de type II (e.g. Cameron et Truran, 1977) soit une étoile Wolf-Rayet[7] (Arnould *et al.*, 1997). La durée de vie de ces étoiles n'est que de quelques millions d'années et elles ont généralement une profonde influence sur les nuages moléculaires avoisinants. De nombreuses observations astronomiques montrent que l'activité des étoiles massives (vents stellaires, supernovae) peut déclencher la naissance de nouvelles générations d'étoiles. Par exemple, dans le complexe de nuages moléculaires d'Orion, l'association OB[8] "Orion OB1a" est née il y a environ 12 millions d'années, et son activité stellaire

[5]Les super-AGB sont des étoiles évoluées qui, comme les AGB, se caractérisent par leur structure interne contenant un cœur inerte et deux couches d'hydrogène et d'hélium en combustion thermonucléaire alternée. Mais les super-AGB sont plus massives que les AGB, leur masse initiale étant comprise entre environ 7 et 11 $M_{\odot}$ (Lugaro *et al.*, 2012).

[6]Pour rappel, nous avons vu au début de ce chapitre qu'il n'est pas nécessairement besoin d'une source stellaire particulière pour expliquer l'origine du ^{60}Fe, qui d'après les récentes analyses de Tang et Dauphas (2012) pourrait provenir de la nucléosynthèse galactique continue.

[7]La phase Wolf-Rayet représente le stade ultime de l'évolution des étoiles les plus massives, de masse initiale supérieure à environ 15 – 25 $M_{\odot}$, avant leur explosion en supernova. Ce sont des objets très chauds et très lumineux qui perdent d'importantes quantités de matière par vent stellaire. Les étoiles Wolf-Rayet furent découvertes en 1867 par Charles Wolf et Georges Rayet de l'Observatoire de Paris.

[8]Une association OB est un groupe d'étoiles comprenant typiquement quelques centaines à plusieurs dizaines de milliers de membres, dont les plus massives sont de type spectral O ou B. La plupart des étoiles massives de la Voie lactée naissent dans de tels amas stellaires.

a déclenché la formation de l'association "Orion OB1b" environ 4 millions d'années plus tard, qui a elle-même enfanté "Orion OB1c" après 3 à 5 millions d'années, et ainsi de suite (voir Lee et Chen, 2009). Il est donc plausible que le soleil soit né dans un amas stellaire de seconde génération, dont la formation fut déclenchée par une association OB originaire du même complexe moléculaire (Gounelle *et al.*, 2009).

Dans l'article Tatischeff *et al.* (2010a), qui est inclus dans ce mémoire, nous avons étudié comment, dans le cadre de ce modèle astrophysique, des produits de nucléosynthèse expulsés par une étoile massive dans un plasma interstellaire très chaud ($T \sim 10^6$ – 10^7 K) ont pu être mélangés à un cœur moléculaire dense et froid ($T \sim 10$ – 20 K) en moins d'un million d'années (voir les périodes radioactives dans le tableau 4.1). Nous nous sommes intéressés en priorité au ^{26}Al, car (i) l'abondance de ce radioisotope dans le système solaire primitif est mieux connue que celle des autres radioactivités et (ii) son origine stellaire semble maintenant indiscutable (voir Sect. 4.1.1). Nous n'allons pas reprendre ici cet article en détail, mais nous nous contenterons d'exposer les principales étapes du raisonnement qui nous a amené à proposer que le soleil soit né de l'explosion d'une étoile Wolf-Rayet "fugueuse"[9]. Nous discuterons également des abondances de ^{41}Ca et ^{36}Cl prédites par ce modèle.

La majorité des étoiles massives naissent au sein d'associations OB comprenant typiquement une dizaine de milliers d'étoiles, parmi lesquelles quelques dizaines ont une masse initiale supérieure à environ $8\ M_\odot$ et finissent leur vie en supernova (Parizot *et al.*, 2004). Ces étoiles étant à l'origine relativement proches les unes des autres (quelques parsecs au plus), leurs vents fusionnent rapidement pour former une gigantesque bulle de plasma très chaud et dilué ($n \sim 10^{-3}$ – 10^{-2} cm^{-3}). Le rayon d'une telle "superbulle" dépend de l'âge t de l'association OB, de son nombre d'étoiles massives ($M_* \geq 8\ M_\odot$), N_* , et de la densité de H dans le milieu ambiant, $n_{\rm H}$:

$$R_{\rm SB} \simeq (22\ {\rm pc}) t_{\rm Myr}^{3/5} N_{*,30}^{1/5} n_{\rm H,100}^{-1/5}\ . \tag{4.4}$$

Dans cette équation, $t_{\rm Myr} = t/(10^6\ {\rm ans})$, $N_{*,30} = N_*/30$ et $n_{\rm H,100} = n_{\rm H}/(100\ {\rm cm}^{-3})$. Le ^{26}Al est principalement synthétisé dans notre galaxie par des étoiles de plus de $10\ M_\odot$, soit lorsqu'elles explosent en supernova, soit pour les plus massives d'entre elles, lors de la phase Wolf-Rayet qui précède l'explosion[10]. Ce stade de l'évolution stellaire débute à $t_{\rm Myr} \gtrsim 3$ (ce temps dépend de la masse de l'étoile), et la superbulle a déjà atteint un rayon de plusieurs dizaines de parsecs à ce moment-là. Les noyaux synthétisés dans les étoiles massives puis expulsés dans le milieu interstellaire commencent donc par se thermaliser dans le plasma de la superbulle. Le temps que ce milieu se refroidisse et puisse être incorporé à du gaz moléculaire dense est supérieur à dix millions d'années (Meyer et Clayton, 2000), ce qui est trop long pour expliquer par ce mécanisme la présence des radioactivités de courte période dans le système solaire primitif.

Environ la moitié des étoiles de type O, qui deviennent rapidement des Wolf-Rayet quand elles quittent la séquence principale, acquièrent une vitesse propre supérieure à la vitesse de libération de leur amas stellaire d'origine. Cette dernière est de l'ordre de quelques km s^{-1} pour un amas standard et atteint ~30 km s^{-1} pour un amas exceptionnellement massif et compact comme celui des Arches (Chapitre 3, Sect. 3.2.1). Une étoile peut être éjectée de son groupe par effet de fronde gravitationnelle si elle passe à proximité d'une comparse, ou bien par l'explosion

[9]Ce travail a reçu un certain écho médiatique. On lira en particulier les articles parus dans *Science et Vie* (n° 1116, pages 82–87, "Naissance du soleil : enfin un scénario convaincant"), *Ciel et Espace* (n° 504, pages 30–33, "Le Soleil, l'étoile qui n'aurait pas dû naître") et *New Scientist* (http://www.newscientist.com/article/dn18719-runaway-star-may-have-spawned-the-solar-system.html).

[10]D'après de récents modèles d'étoiles en rotation rapide, le ^{26}Al peut également être expulsé dans le milieu interstellaire par des vents d'étoiles massives de la séquence principale. Ainsi, Gounelle et Meynet (2012) ont récemment proposé que le système solaire soit né à proximité d'une telle étoile (de masse initiale $M_* \gtrsim 32\ M_\odot$). Mais ce modèle n'explique pas l'origine du ^{10}Be, ^{36}Cl et ^{41}Ca dans le système solaire primitif.

d'une supernova. Une étoile se déplaçant à une vitesse $V_* \gtrsim 15$ km s^{-1} par rapport à son amas sort de la superbulle associée en moins de trois millions d'années (voir Eq. 4.4). Cette étoile a alors une probabilité non négligeable de rencontrer un nuage moléculaire faisant partie du complexe d'origine de l'association OB. Environ 20% des étoiles de type O ont une vitesse propre supérieure à 15 km s^{-1} (de Wit *et al.*, 2005).

En dehors du plasma chaud de la superbulle, le déplacement d'une étoile à $V_* \gtrsim 15$ km s^{-1} est supersonique (voir l'équation 2.2), ce qui génère un choc d'étrave. Il existe de nombreuses observations de chocs d'étraves créés par des étoiles massives "fugueuses" au voisinage d'associations OB (e.g. Gvaramadze et Bomans, 2008). Les simulations numériques de ces chocs montrent que l'interface entre la matière des vents de l'étoile et le milieu interstellaire est sujette à divers instabilités hydrodynamiques, notamment celle de Kelvin-Helmholtz et celle appelée "l'instabilité non linéaire de la couche mince"[11] (Raga *et al.*, 1997). Cette propriété des chocs d'étraves stellaires a deux conséquences intéressantes pour notre problème : (i) elle conduit à un mélange efficace des atomes fraîchement synthétisés dans l'étoile avec le gaz du milieu interstellaire et (ii) elle génère une accumulation de zones denses par un mécanisme de concentration de flux de gaz à grande échelle. Le contraste de densité dans ces chocs peut atteindre 10^2 à 10^4 et les régions les plus denses constituent de parfaites "graines" pour former ultérieurement des étoiles (Heitsch *et al.*, 2008).

La structure moyenne d'un choc d'étrave stellaire (forme générale, densité du gaz etc...) en fonction de l'angle polaire θ pris par rapport à la direction du mouvement de l'étoile admet une solution analytique particulièrement élégante (Wilkin, 1996). Dans Tatischeff *et al.* (2010a), nous avons utilisé ce résultat pour estimer le rapport isotopique $(^{26}\mathrm{Al}/^{27}\mathrm{Al})_S(\theta)$ dans un choc d'étrave généré par une étoile Wolf-Rayet se déplaçant à la vitesse $V_* = 20$ km s^{-1} dans un milieu de densité $n_\mathrm{H} = 100$ cm^{-3}. Nous avons considéré trois étoiles, de masse initiale $M_* = 25$, 60 et 85 $M_\odot$, et avons utilisé les taux de production de ^{26}Al calculés par Palacios *et al.* (2005) avec un modèle de nucléosynthèse dans des étoiles massives en rotation. Le rapport $(^{26}\mathrm{Al}/^{27}\mathrm{Al})_S$ ainsi estimé vaut $\sim (1-2) \times 10^{-2}$ à $\theta = 0°$. Il diminue progressivement lorsque θ augmente, parce que les atomes de ^{26}Al éjectés aux angles arrières sont mélangés avec une quantité plus importante de gaz interstellaire choqué (voir Tatischeff *et al.*, 2010a, figure 2).

La phase Wolf-Rayet se termine avec l'explosion de l'étoile en supernova. Quelques dizaines d'années après l'explosion, la couche de matière enrichie en ^{26}Al est rattrapée par l'onde de souffle de la supernova. Cette couche est alors poussée dans le milieu interstellaire et les atomes de ^{26}Al sont progressivement dilués avec le gaz ambiant. Les pertes radiatives commencent à agir de manière significative sur le refroidissement du gaz choqué au temps t_rad après l'explosion (Blondin *et al.*, 1998) :

$$t_\mathrm{rad} \approx \left(2,8 \times 10^3 \text{ ans}\right) \left(\frac{E_\mathrm{SN}}{1,5 \times 10^{51} \text{ erg}}\right)^{4/17} \left(\frac{n_\mathrm{H}}{100 \text{ cm}^{-3}}\right)^{-9/17} , \tag{4.5}$$

où E_SN est l'énergie cinétique totale dégagée par la supernova. A ce moment, certaines "graines" précédemment formées dans le choc d'étrave sont susceptibles de grossir rapidement par accrétion du gaz alentour jusqu'à pouvoir former de véritables nuages pré-stellaires (voir Blondin *et al.*, 1998). Le temps caractéristique de condensation puis d'effondrement gravitationnel d'un tel nuage dans la couche de gaz choqué s'écrit (voir Heitsch *et al.*, 2008; Whitworth *et al.*, 1994)

$$t_c \sim \frac{2c_S}{1.4 m_\mathrm{H} G \Sigma_\mathrm{cloud}} \sim (10^6 \text{ ans}) \left(\frac{\Sigma_\mathrm{cloud}}{10^{22} \text{ cm}^{-2}}\right)^{-1} , \tag{4.6}$$

[11] Cette instabilité apparaît quand une couche de gaz suffisamment mince est comprise entre deux chocs de part et d'autre (Vishniac, 1994).

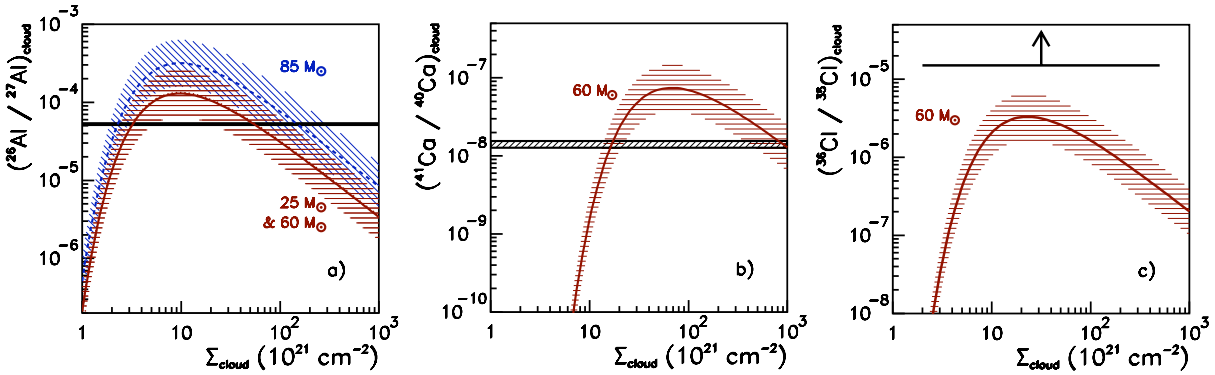

FIG. 4.3 – Rapport d'abondances ^{26}Al/^{27}Al (*a*), ^{41}Ca/^{40}Ca (*b*) et ^{36}Cl/^{35}Cl (*c*) dans un nuage pré-stellaire formé dans la coquille d'un rémanent de supernova résultant de l'explosion d'une étoile Wolf-Rayet fugueuse, en fonction de la densité de colonne d'hydrogène du nuage. Les calculs sont effectués avec $V_* = 20$ km s^{-1} et $n_{\rm H} = 100$ cm^{-3}. Les résultats théoriques sont comparés aux rapports d'abondances dans le système solaire primitif déduits des données météoritiques (Dauphas et Chaussidon, 2011) : ^{26}Al/^{27}Al=$(5,23 \pm 0,13) \times 10^{-5}$, ^{41}Ca/^{40}Ca=$(1,41 \pm 0,14) \times 10^{-8}$ et ^{36}Cl/^{35}Cl $> 1,5 \times 10^{-5}$. Sur le panneau (*a*), les résultats pour les étoiles de masse $M_* = 25$ et 60 $M_\odot$ (*en rouge*) sont quasiment identiques.

où $c_S \approx 0,25$ km s^{-1} est la vitesse du son (pour la température $T \sim 10 - 20$ K), $G = 6,67 \times 10^{-8}$ dyn cm^2 g^{-2} la constante gravitationnelle et $\Sigma_{\rm cloud}$ la densité de colonne d'hydrogène du nuage ($\Sigma_{\rm cloud} = n_{\rm cloud} d_{\rm cloud}$, où $n_{\rm cloud}$ est la densité d'hydrogène et $d_{\rm cloud}$ la taille caractéristique du nuage). Le rapport isotopique ^{26}Al/^{27}Al dans ce nuage pré-stellaire peut être ainsi estimé :

$$\left(\frac{^{26}\mathrm{Al}}{^{27}\mathrm{Al}}\right)_{\rm cloud} \sim \left(\frac{^{26}\mathrm{Al}}{^{27}\mathrm{Al}}\right)_S \frac{\Sigma_S}{\Sigma_{\rm cloud}} \exp(-t_c/\tau_{26}) \ , \tag{4.7}$$

où Σ_S est la densité de colonne d'hydrogène dans la couche de gaz du choc d'étrave (voir Tatischeff *et al.*, 2010a, figure 2) et $\tau_{26} = 1.03 \times 10^6$ ans est la vie moyenne du ^{26}Al. En remplaçant dans cette équation t_c par son expression dans l'équation (4.6), on obtient finalement une estimation de (^{26}Al/^{27}Al)$_{\rm cloud}$ en fonction de la densité de colonne $\Sigma_{\rm cloud}$.

Le rapport (^{26}Al/^{27}Al)$_{\rm cloud}$ ainsi calculé est montré sur la Figure 4.3a pour les trois étoiles de masse $M_* = 25$, 60 et 85 $M_\odot$. Nous avons adopté pour (^{26}Al/^{27}Al)$_S$ et Σ_S les valeurs obtenues pour $\theta = 45°$ (Tatischeff *et al.*, 2010a, figure 2). Les zones hachurées sur la Figure 4.3 correspondent à un facteur deux d'erreur sur le rapport isotopique calculé, pour tenir compte de divers incertitudes sur les paramètres du modèle, notamment sur θ. Les Figures 4.3b et c montrent les rapports ^{41}Ca/^{40}Ca et ^{36}Cl/^{35}Cl pour l'étoile de 60 $M_\odot$. Les trois rapports isotopiques de cette figure ont été calculés de la même manière, à part que les taux d'éjection de ^{41}Ca et ^{36}Cl dans le vent de l'étoile Wolf-Rayet sont tirés de l'article de Arnould *et al.* (2006) : $Y(^{41}\mathrm{Ca}) = 7,0 \times 10^{-7}$ $M_\odot$ et $Y(^{36}\mathrm{Cl}) = 6,0 \times 10^{-7}$ $M_\odot$. En comparaison, le taux de production de ^{26}Al par la même étoile est $Y(^{26}\mathrm{Al}) = 2,2 \times 10^{-4}$ $M_\odot$ (Palacios *et al.*, 2005).

La forme en cloche des rapports isotopiques en fonction de $\Sigma_{\rm cloud}$ résulte de la combinaison de deux effets. La croissance exponentielle est due à la radioactivité des isotopes : pour des densités de colonne $\lesssim 10^{22}$ cm^{-2}, le temps d'effondrement du nuage est $\gtrsim 10^6$ ans (Eq. 4.6), ce qui est supérieur aux périodes radioactives du ^{26}Al, ^{41}Ca et ^{36}Cl. La décroissance des rapports d'abondances résulte de l'augmentation de la dilution des radioisotopes avec la taille du nuage (Eq. 4.7). Il est remarquable que pour $\Sigma_{\rm cloud} \sim (2-3) \times 10^{22}$ cm^{-2}, les concentrations théoriques en ^{26}Al et ^{41}Ca soient compatibles avec les valeurs canoniques à un facteur deux près, et celle en ^{36}Cl soit relativement proche – un facteur cinq – de la limite inférieure rapportée par (Dauphas

et Chaussidon, 2011). Etant donné l'ordre de grandeur des incertitudes inhérentes à la fois au modèle et aux données météoritiques, ce résultat est très encourageant.

En particulier, l'abondance de ^{36}Cl dans le système solaire primitif fait débat. La limite inférieure donnée par (Dauphas et Chaussidon, 2011) repose sur des mesures (voir Jacobsen *et al.*, 2011, qui obtiennent $^{36}\mathrm{Cl}/^{35}\mathrm{Cl}=(1,81\pm0,13)\times10^{-5}$) utilisant la branche mineure (1,9%) de désintégration radioactive de cet isotope : $^{36}\mathrm{Cl}(\mathrm{CE}/\beta^+)^{36}\mathrm{S}$ ($\mathrm{CE} \equiv$ capture électronique). Mais des mesures utilisant la branche majeure, $^{36}\mathrm{Cl}(\beta^-)^{36}\mathrm{Ar}$ (98,1%), suggèrent que la concentration en ^{36}Cl du jeune système solaire était bien plus faible (voir Wasserburg *et al.*, 2006). Mais s'il se confirme que l'abondance canonique de cet isotope est de l'ordre de $^{36}\mathrm{Cl}/^{35}\mathrm{Cl} \sim 10^{-5}$, cela pourrait favoriser une origine dans une étoile Wolf-Rayet. Les concentrations obtenues dans les modèles de supernova, d'AGB et de super-AGB sont en effet bien plus faibles : $^{36}\mathrm{Cl}/^{35}\mathrm{Cl} \lesssim 8 \times 10^{-7}$ (Wasserburg *et al.*, 2006; Lugaro *et al.*, 2012). Par ailleurs, le ^{36}Cl étant principalement synthétisé par le processus s pendant la phase de combustion de l'hélium, ainsi que par la combustion de l'oxygène dans les étoiles massives, il n'est pas présent dans les vents des étoiles sur la séquence principale[12] (Gounelle et Meynet, 2012).

La masse du nuage protosolaire peut être estimée dans le cadre de notre modèle :

$$M_{\mathrm{cloud}} \sim \frac{\Sigma^3_{\mathrm{cloud}} m_p}{n^2_{\mathrm{cloud}}} \sim 100\ M_\odot\ , \tag{4.8}$$

où on a pris $\Sigma_{\mathrm{cloud}} \sim 2,5 \times 10^{22}$ cm^{-2} et $n_{\mathrm{cloud}} \sim 10^4$ cm^{-3}. L'effondrement gravitationnel d'un tel nuage formerait un petit amas stellaire, de quelques dizaines de membres (voir Lada et Lada, 2003). La formation du système solaire dans un tel environnement serait conforme à l'observation de certaines de ses propriétés, notamment l'existence du nuage de Oort et de l'objet transneptunien Sedna, ainsi que la stabilité des orbites planétaires (Adams, 2010).

Ce nuage ne représente qu'une petite fraction de la quantité totale de matière enrichie en ^{26}Al dans le cadre de notre modèle. La masse de gaz contenue dans l'hémisphère avant du choc d'étrave ($\theta < 90°$) est de 23 $M_\odot$ pour l'étoile de $M_* = 25\ M_\odot$ et est comprise entre 200 et 250 $M_\odot$ pour les autres étoiles. Mais au moment de l'effondrement du nuage à $t_c \sim 4 \times 10^5$ ans après l'explosion de la supernova (Eq. 4.6), le réservoir de gaz enrichi à hauteur de l'abondance canonique, $^{26}\mathrm{Al}/^{27}\mathrm{Al} = (5,23 \pm 0,13) \times 10^{-5}$ (Tab. 4.1), a une masse typique de l'ordre de $\sim 2 \times 10^4\ M_\odot$. Ce réservoir est $\sim 5 \times 10^3$ fois plus massif que le nuage moléculaire contaminé par des atomes de ^{26}Al synthétisés par une supernova dans le modèle de Boss et Keiser (2012) et ~ 20 fois plus massif que la couche de gaz enrichie par les vents d'une étoile de type O dans le modèle de Gounelle et Meynet (2012).

4.2 L'origine du ^{10}Be dans le système solaire primitif : nucléosynthèse dans le rémanent de la supernova mère

Les isotopes du béryllium sont uniquement produits par des processus de nucléosynthèse non thermique. Mais le ^{10}Be du système solaire primitif n'a vraisemblablement pas été entièrement synthétisé in situ par irradiation du disque protoplanétaire (Sect. 4.1.1). En particulier, la présence de traces de ^{10}Be dans certaines inclusions alumino-calciques (CAIs) appelées FUN-CAIs (Fractionation and Unidentified Nuclear isotope anomalies) suggère que cet isotope était présent dans du matériau pré-solaire hérité du nuage moléculaire protosolaire (Wielandt *et al.*, 2012). Nous proposons dans ce mémoire que le ^{10}Be ait été produit en quantité significative

[12] Cette remarque est également vraie pour le ^{41}Ca.

par des rayons cosmiques dans le rémanent de la supernova résultant de l'explosion de l'étoile Wolf-Rayet fugueuse. Nous allons tout d'abord discuter du taux de production des rayons cosmiques au cours de la vie du rémanent (Sect. 4.2.1), puis nous étudierons le transport de ces particules en aval de l'onde de souffle (Sect. 4.2.2), avant d'estimer la production de ^{10}Be à proprement parler (Sect. 4.2.3). Ce travail sera prochainement soumis pour publication à une revue avec comité de lecture[13].

4.2.1 Taux de production de rayons cosmiques au choc principal

En l'absence de théorie détaillée décrivant l'évolution temporelle de l'efficacité d'accélération de particules dans une onde de choc de supernova (voir Chapitre 2), on admet souvent que l'énergie cinétique totale acquise chaque seconde par les rayons cosmiques représente une fraction constante, $f_{\rm CR}$, de la puissance mécanique reçue par l'onde de souffle :

$$\dot{P}_{\rm CR} = f_{\rm CR}\dot{P}_s = f_{\rm CR} \times \frac{1}{2}\rho_{\rm ISM}V_s^3 \times 4\pi R_s^2 \,, \tag{4.9}$$

où $\rho_{\rm ISM}$ est la masse volumique du milieu interstellaire environnant, R_s et $V_s = dR_s/dt$ étant respectivement le rayon et la vitesse du choc principal. D'après, e.g., Caprioli (2012), il faut typiquement $f_{\rm CR} = 0,2 - 0,3$ par supernova pour rendre compte de la puissance totale du rayonnement cosmique galactique ($\dot{P}_{\rm GCR} = (6-8) \times 10^{40}$ erg s^{-1}, voir Chapitre 2). Notons que pour $R_s \propto t^m$, on tire de manière triviale de l'équation (4.9) : $\dot{P}_{\rm CR} \propto t^{5m-3}$. Pendant la phase initiale d'expansion libre du rémanent, on a typiquement $m \approx 0,9$, de sorte que $\dot{P}_{\rm CR} \propto t^{1,5}$. Cette phase prend fin quand la masse de matière interstellaire balayée et collectée par le choc principal devient comparable à la masse des éjectas de la supernova, $M_{\rm ej}$. Cette transition se produit au temps après l'explosion (Truelove et McKee, 1999)

$$t_{\rm ST} \approx (250 \text{ ans}) \left(\frac{M_{\rm ej}}{10 \text{ M}_\odot}\right)^{5/6} \left(\frac{E_{\rm SN}}{1,5 \times 10^{51} \text{ erg}}\right)^{-1/2} \left(\frac{n_{\rm H}}{100 \text{ cm}^{-3}}\right)^{-1/3} \,, \tag{4.10}$$

Le rémanent entre alors dans la phase d'expansion adiabatique dite de Sedov-Taylor. Le rayon du choc principal vérifie pendant cette période

$$R_s = (2,2 \text{ pc}) \left(\frac{E_{\rm SN}}{1,5 \times 10^{51} \text{ erg}}\right)^{1/5} \left(\frac{n_{\rm H}}{100 \text{ cm}^{-3}}\right)^{-1/5} \left(\frac{t}{10^3 \text{ ans}}\right)^{2/5} \,, \tag{4.11}$$

de sorte que $\dot{P}_{\rm CR} \propto t^{-1}$. Ainsi, avec cette hypothèse simplificatrice sur l'efficacité d'accélération, la puissance des rayons cosmiques dans le rémanent augmente jusqu'au temps $t_{\rm ST}$ puis diminue jusqu'au début de la phase radiative au temps $t_{\rm rad}$ (Eq. 4.5). Dans ce dernier stade, le gaz thermique à l'intérieur du rémanent se recombine progressivement, ce qui met fin à l'accélération des particules et permet à celles précédemment accélérées de s'échapper dans le milieu interstellaire.

Dans le Chapitre 2, nous avons montré que des rayons cosmiques peuvent être efficacement produits dans la phase très précoce de la vie d'un rémanent de supernova, lorsque l'onde de souffle interagit avec la matière des vents émis par l'étoile massive peu de temps avant son explosion. Nous négligeons ici la production de ^{10}Be pendant cette phase et ne considérons que les rayons cosmiques accélérés pendant la phase de Sedov-Taylor. L'évolution temporelle de la densité d'énergie de ces particules à l'onde de choc peut alors s'écrire :

$$\epsilon_{\rm CR}(R_s, t) = \frac{\dot{P}_{\rm CR}}{4\pi R_s^2 V_s} \approx \frac{f_{\rm CR}E_{\rm SN}}{4\pi R_s^2 V_s t}. \tag{4.12}$$

[13]Référence : Tatischeff, Duprat, & de Séréville, article en préparation.

Par définition, la densité d'énergie des rayons cosmiques est également donnée par

$$\epsilon_{\rm CR}(R_s,t) = \int_{p_{\rm min}}^{p_{\rm max}} 4\pi p^2 f(p,t) E(p) dp \ , \tag{4.13}$$

où

$$f(p,t) = f_0(t) \left(\frac{p}{mc}\right)^{-s_p} \tag{4.14}$$

est la fonction de distribution dans l'espace des phases des particules produites par le mécanisme d'accélération diffusive par onde de choc (m étant la masse de la particule de quantité de mouvement p et d'énergie cinétique E). Dans le cadre de l'approximation de la particule test, $s_p = 4$ (voir Eq. 2.5). Mais des effets non linéaires dus à la pression exercée par les rayons cosmiques au choc peuvent induire des valeurs de $s_p > 4$ dans le domaine d'énergie non relativiste (Chapitre 2). En utilisant en première approximation $E(p) = p^2/2m$ pour $p \leq mc$ et $E(p) = pc$ pour $p > pc$, l'intégrale de l'équation (4.13) peut être aisément calculée (voir également Drury *et al.*, 1989) :

$$\epsilon_{\rm CR}(R_s,t) = 4\pi f_0(t) m^4 c^5 \Im(p_{\rm min}, p_{\rm max}, s_p) \ , \tag{4.15}$$

avec

$$\begin{aligned}
\Im(p_{\rm min}, p_{\rm max}, s_p) &= \left[\tfrac{1-(p_{\rm min}/mc)^{5-s_p}}{5-s_p} + \tfrac{(p_{\rm max}/mc)^{4-s_p}-1}{4-s_p}\right] && \text{pour } s_p \neq 4 \text{ et } 5 \\
\Im(p_{\rm min}, p_{\rm max}, s_p) &= 1 - \left(\tfrac{p_{\rm min}}{mc}\right) + \ln\left(\tfrac{p_{\rm max}}{mc}\right) && \text{pour } s_p = 4 \\
\Im(p_{\rm min}, p_{\rm max}, s_p) &= 1 - \ln\left(\tfrac{p_{\rm min}}{mc}\right) - \left(\tfrac{mc}{p_{\rm max}}\right) && \text{pour } s_p = 5 \ .
\end{aligned} \tag{4.16}$$

Les valeurs limites de la quantité de mouvement des particules accélérées pendant la phase de Sedov-Taylor sont typiquement $p_{\rm min} \sim 10^{-3} \times mc$ et $p_{\rm max} \sim 10^6 \times mc$ (e.g. Caprioli, 2012). Pour $4 \leq s_p \leq 5$, le calcul de $\epsilon_{\rm CR}$ dépend peu des valeurs de $p_{\rm min}$ et $p_{\rm max}$. Par ailleurs, on peut vérifier que l'approximation de $E(p)$ utilisée pour ce calcul induit une erreur négligeable sur le résultat.

La densité *différentielle* de rayons cosmiques à l'onde de choc – exprimée par exemple en (nombre de particules/cm^3)/(MeV/nucléon) – en fonction de l'énergie cinétique E s'écrit (voir également Eq. 2.6) :

$$n(E,R_s,t) = 4\pi p^2 f(p,t) \frac{dp}{dE} = 4\pi f_0(t) \left(\frac{p}{mc}\right)^{1-s_p} m^2 c \left(\frac{E}{mc^2}+1\right) . \tag{4.17}$$

En exprimant dans cette équation le facteur de normalisation $f_0(t)$ à partir des équations (4.15) et (4.12), il vient finalement :

$$n(E,R_s,t) = \frac{Q_s(E,t)}{4\pi R_s^2 V_s} \ , \tag{4.18}$$

avec

$$Q_s(E,t) = \frac{f_{\rm CR} E_{\rm SN}}{t} \frac{1}{\Im(p_{\rm min}, p_{\rm max}, s_p) m^2 c^4} \left(\frac{p}{mc}\right)^{1-s_p} \left(\frac{E}{mc^2}+1\right) \ . \tag{4.19}$$

Cette dernière quantité est le *taux d'injection différentiel* de rayons cosmiques à l'onde de choc, qui est exprimé en (nombre de particules/s)/(MeV/nucléon). Son expression sous la forme de l'équation (4.19) constitue une généralisation de l'équation (16) de Parizot et Drury (1999), valable pour toute valeur de s_p. Notons que l'emploi de $Q_s(E,t)$ suppose une injection *instantanée* des particules d'énergie E au choc principal, ce qui est une bonne approximation car le temps d'accélération des rayons cosmiques *non relativistes* est bien plus court que le temps dynamique d'évolution du rémanent (voir Eq. 2.9).

4.2.2 Transport des rayons cosmiques en aval du choc

Les particules non thermiques produites à l'onde de choc étant fortement couplées au plasma thermique via sa turbulence magnétique, nous supposons que les rayons cosmiques sont transportés loin du front de choc par simple advection avec le fluide thermique en aval. Cette hypothèse se justifie si le temps caractéristique d'advection $t_{\rm adv} = rR_s/V_s$ (r est le rapport de compression du choc) est plus petit que le temps de diffusion $t_{\rm diff} = R_s^2/\kappa$ (κ est le coefficient de diffusion spatiale des particules rapides, voir équations 2.7 et 2.8), ce qui est généralement le cas pour des rayons cosmiques de relativement basse énergie. La densité différentielle de rayons cosmiques de type j (protons, particules α...) au temps t et à la position $R < R_s(t)$, notée $n_j(E, R, t)$, résulte alors de l'advection de la population non thermique correspondante produite à l'onde de choc au temps $t_i < t$: $n_j(E_i, R_s(t_i), t_i)$ (Eqs. 4.18 et 4.19)[14]. La correspondance entre R, t et t_i s'obtient par la résolution numérique de l'équation

$$R(t) = R_s(t_i) + \int_{t_i}^{t} V[R(t')]dt' \,, \tag{4.20}$$

où $V[R(t')]$ est la vitesse d'ensemble du fluide thermique en aval, que nous estimons à partir du modèle autosimilaire de Chevalier (1983) en négligeant l'influence de la pression des rayons cosmiques sur la structure du choc.

Au cours de leur transport dans le milieu aval, les rayons cosmiques hadroniques de relativement basse énergie susceptibles de synthétiser des noyaux de ^{10}Be subissent essentiellement des pertes d'énergie adiabatiques, dues à l'expansion du rémanent, et coulombiennes. Nous avons développé un nouveau formalisme pour prendre en compte ces processus de pertes d'énergie, en nous appuyant sur les travaux de Reynolds (1998) visant à décrire l'émission synchrotron des jeunes rémanents de supernova[15]. Cet auteur a trouvé une simplification du problème de transport des électrons relativistes dans un vestige de supernova en utilisant judicieusement la dépendance en loi de puissance des taux de pertes d'énergie de ces particules par rayonnement synchrotron et diffusion Compton inverse : $(dE/dt)_e \propto E_e^2$. En bonne approximation, les pertes d'énergie des ions par interaction coulombienne varie également en loi de puissance de ~ 1 à 200 MeV nucléon^{-1} : $(dE/dt)_{\rm Coul} \propto E^{-0,47}$ (voir Mannheim et Schlickeiser, 1994, équation 4.22). Cette approximation est suffisante pour notre problème, parce qu'au-delà de 200 MeV nucléon^{-1}, ce sont les pertes adiabatiques qui dominent.

Le formalisme de transport des rayons cosmiques de basse énergie dans un rémanent de supernova n'est pas exposé dans ce mémoire, car il nécessite un développement algébrique sans doute par trop fastidieux pour ce document. Il sera par contre exposé en détail dans la publication spécialisée que nous préparons actuellement. Nous nous contenterons ici d'affirmer sans démonstration qu'il nous permet de calculer l'énergie initiale E_i au temps t_i de la particule de type j ayant une énergie E au temps t et à la position R, et d'en déduire la fonction de transfert G telle que

$$n_j\left(E, R, t\right) = n_j\left(E_i, R_s(t_i), t_i\right) G\{E, E_i, \rho_{\rm gas}[R(t)], \rho_{\rm ISM}\} \,. \tag{4.21}$$

De façon remarquable, la fonction G dépend de la densité du gaz thermique dans le milieu aval $\rho_{\rm gas}[R(t)]$, qui est tirée des solutions autosimilaires de Chevalier (1983), mais pas de la nature de la particule j.

La Figure 4.4 montre, en fonction de la coordonnée radiale R/R_s, la masse volumique du gaz thermique $\rho_{\rm gas}[R(t_{\rm rad})]/(r\rho_{\rm ISM})$ et la densité d'énergie des protons non thermiques

[14]Notons en passant qu'à l'évidence $R > R_s(t_i)$ puisque le rémanent de supernova s'expand avec le temps.
[15]Voir Tatischeff (2009) dans le Chapitre 2 de ce mémoire.

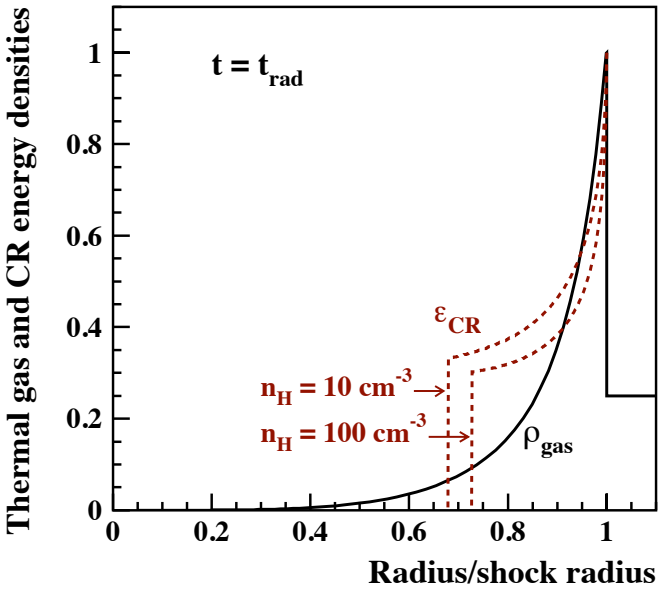

FIG. 4.4 – Profils radiaux de la masse volumique du gaz thermique ($\rho_{\rm gas}$) et de la densité d'énergie des protons non thermiques ($\epsilon_{\rm CR}$) dans un rémanent de supernova à la fin de la phase de Sedov-Taylor. La grandeur $\rho_{\rm gas}(R)$ est obtenue à partir des solutions autosimilaires des équations de l'hydrodynamique (Chevalier, 1983), en négligeant l'influence de la pression des rayons cosmiques sur la structure du choc. La densité d'énergie $\epsilon_{\rm CR}(R)$ est calculée avec $s_p = 4$ (Eq 4.14), pour deux valeurs de $n_{\rm H}$.

$\epsilon_{\rm CR}(R, t_{\rm rad})/\epsilon_{\rm CR}(R_s, t_{\rm rad})$, normalisées à leur valeur juste derrière le front de choc. La décroissance plus rapide de $\epsilon_{\rm CR}(R, t_{\rm rad})$ pour $n_{\rm H} = 100$ cm^{-3} que pour $n_{\rm H} = 10$ cm^{-3} témoigne de l'importance des pertes d'énergie coulombiennes pour de telles densités du milieu interstellaire. La chute brutale de $\epsilon_{\rm CR}(R, t_{\rm rad})$ à $R/R_s = 0,679$ (pour $n_{\rm H} = 10$ cm^{-3}) et $R/R_s = 0,727$ (pour $n_{\rm H} = 100$ cm^{-3}) est due à l'hypothèse du commencement de l'accélération des rayons cosmiques au temps $t_{\rm ST}$ marquant le début de la phase de Sedov-Taylor (Eq. 4.10) : cette limite correspond à la distance maximum parcourue par les rayons cosmiques dans le milieu aval pendant l'intervalle de temps $t_{\rm rad} - t_{\rm ST}$.

4.2.3 Production de ^{10}Be dans le rémanent

Le taux de production de ^{10}Be au rayon R et au temps t, exprimé en atomes cm^{-3} s^{-1}, est donné par

$$q_{^{10}\rm Be}(R,t) = \sum_{i,j} \int_0^\infty n_i(R,t)\, n_j(E,R,t)\, \sigma_{i,j;^{10}\rm Be}(E) v_j(E)\, dE \,, \tag{4.22}$$

où $v_j(E)$ est la vitesse de la particule de type j, $\sigma_{i,j;^{10}\rm Be}(E)$ la section efficace de la réaction de production du ^{10}Be par interaction des ions i et j, et $n_i(R,t) = n_{\rm H} x_i \rho_{\rm gas}[R(t)]/\rho_{\rm ISM}$, avec x_i l'abondance du constituant i dans le milieu interstellaire (Asplund *et al.*, 2009). Nous avons adopté pour les particules accélérées la composition source du rayonnement cosmique galactique de Ramaty *et al.* (1996a). Les sections efficaces des réactions induites par des protons sont tirées de la base de données EXFOR et proviennent essentiellement des mesures sur accélérateur de Michel *et al.* (1997). Celles des réactions induites par des particules α ont été calculées avec le code TALYS.

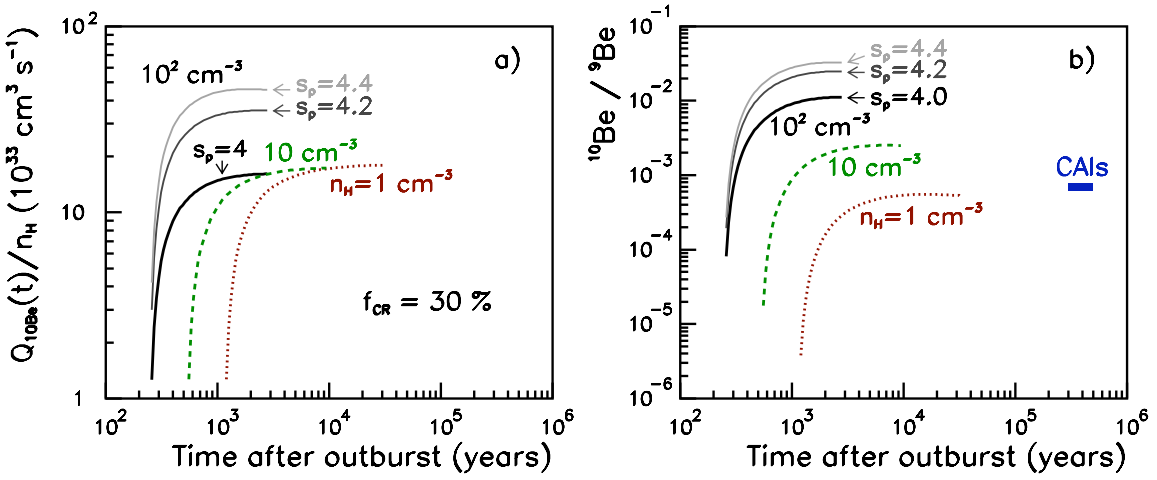

FIG. 4.5 – Evolution temporelle de la production de ^{10}Be dans un rémanent de supernova pendant la phase de Sedov-Taylor. *A gauche* : taux de production instantanée (en atomes s^{-1}) divisé par la densité de H dans le milieu interstellaire local ($n_{\rm H}$) ; *à droite* : évolution du rapport d'abondance ^{10}Be/^{9}Be. La zone en bleu représente le rapport isotopique mesuré dans divers inclusions alumino-calciques (CAIs) : $^{10}{\rm Be}/^9{\rm Be} = (7,0 \pm 0,8) \times 10^{-4}$ (Tab. 4.1). Les calculs ont été effectués avec $f_{\rm CR} = 0,3$ et pour trois valeurs de $n_{\rm H}$: 1 cm^{-3} (*courbes en traits pointillés*), 10 cm^{-3} (*courbes en tirets*) et 100 cm^{-3} (*courbes en trait plein*). Pour $n_{\rm H} = 100$ cm^{-3}, les trois courbes en trait plein de chaque panneau montrent les résultats pour trois valeurs de s_p (Eq 4.14) : 4, 4,2 et 4,4.

La Figure 4.5 présente le résultat décisif de notre calcul. Le panneau de gauche montre la quantité

$$\frac{Q_{^{10}\rm Be}(t)}{n_{\rm H}} = \frac{1}{n_{\rm H}} \int_0^{R_s(t)} q_{^{10}\rm Be}(R,t) \times 4\pi R^2 dR \tag{4.23}$$

pour trois valeurs de $n_{\rm H}$. On voit que la production de ^{10}Be augmente rapidement au début de la phase de Sedov-Taylor puis se stabilise à la valeur $Q_{^{10}\rm Be}/n_{\rm H} \approx 1,7 \times 10^{34}$ cm^{-3} s^{-1} pour $s_p = 4$. Le taux de production de ^{10}Be augmente avec $s_p > 4$, parce qu'à fraction $f_{\rm CR}$ constante, il y a alors relativement plus de rayons cosmiques non relativistes dans la population de particules non thermiques.

La Figure 4.5b montre l'évolution temporelle du rapport isotopique ^{10}Be/^{9}Be dans le rémanent de supernova :

$$\frac{^{10}\rm Be}{^9\rm Be}(t) = \frac{\int_0^t Q_{^{10}\rm Be}(t')\,dt'}{x_{^9\rm Be} V_{\rm SNR}(t) n_{\rm H}}\,, \tag{4.24}$$

où $V_{\rm SNR}(t) = 4\pi R_s^3(t)/3$ est le volume du rémanent au temps t et $x_{^9\rm Be} = 2,6 \times 10^{-11}$ l'abondance solaire de ^{9}Be (Asplund *et al.*, 2009). Nous avons vérifié que le nombre d'atomes de ^{9}Be synthétisés par les rayons cosmiques dans le vestige de supernova était négligeable devant le nombre d'atomes interstellaires collectés par le choc principal. Cette remarque est également valable pour les autres éléments légers : comme nous le montrerons dans la publication afférente, les productions de ^{6}Li, ^{7}Li, ^{9}Be, ^{10}B et ^{11}B dans le rémanent n'ont pratiquement pas modifié les abondances interstellaires de ces isotopes dans le nuage protosolaire.

Au début de la phase radiative, le rapport isotopique ^{10}Be/^{9}Be s'élève pour $n_{\rm H} = 100$ cm^{-3} à $1,1 \times 10^{-2}$, $2,5 \times 10^{-2}$ et $3,3 \times 10^{-2}$, pour respectivement $s_p = 4$, $4,2$ et $4,4$ (Fig. 4.5b). La masse de matière enrichie à hauteur de ce rapport isotopique, $M = \rho_{\rm ISM} V_{\rm SNR}(t_{\rm rad})$, est quant

à elle de $490\ M_\odot$. Pendant toute la durée de la phase radiative jusqu'à l'effondrement gravitationnel du nuage protosolaire au temps $t_c \sim 4 \times 10^5$ ans (Sect. 4.1.2), ce réservoir de matière fut constamment dilué avec du gaz interstellaire collecté par l'onde de choc lors de l'expansion du rémanent. Nous avons vu dans la Section 4.1.2 que la masse de matière enrichie à hauteur de l'abondance canonique de ^{26}Al s'élève dans notre modèle à $2 \times 10^4\ M_\odot$. Cela entraîne que le réservoir de gaz choqué a été dilué par un facteur environ 40 ($= 2 \times 10^4\ M_\odot/490\ M_\odot$) lors de la phase radiative, ce qui nous donne pour l'abondance de ^{10}Be dans le nuage protosolaire : $2,7 \times 10^{-4} <^{10}\mathrm{Be}/^{9}\mathrm{Be} < 8,2 \times 10^{-4}$ pour $4 \leq s_p \leq 4,4$ et $n_\mathrm{H} = 100$ cm^{-3}. Ce résultat est compatible avec l'abondance canonique de cet isotope : $^{10}\mathrm{Be}/^{9}\mathrm{Be} = (7,0 \pm 0,8) \times 10^{-4}$ (Tab. 4.1).

Ce résultat renforce l'hypothèse du déclenchement de la formation du système solaire par une supernova. Le ^{10}Be du système solaire primitif n'ayant vraisemblablement pas été entièrement synthétisé in situ par irradiation du disque protoplanétaire (Sect. 4.1.1), seuls des rayons cosmiques accélérés dans un rémanent de supernova peuvent rendre compte de l'abondance de cet isotope dans du matériau pré-solaire. En particulier, les modèles d'enrichissement du système solaire par les vents d'une étoile AGB (Wasserburg *et al.*, 2006) ou ceux d'une étoile massive de la séquence principale (Gounelle et Meynet, 2012) n'expliquent pas l'origine du ^{10}Be pré-solaire.

4.3 Une histoire de "nos" origines

En guise de conclusion de ce chapitre, nous proposons un récit chronologique plausible des principaux évènements à l'origine de la formation du système solaire. Pour fixer les idées, nous supposerons que l'étoile fugueuse a une masse initiale de $60\ M_\odot$, ce qui lui donne une durée de vie de 4,7 millions d'années (Meynet et Maeder, 2003).

(i) $t = 0$: naissance d'une association OB comprenant typiquement plusieurs dizaines de milliers d'étoiles dont quelques unes très massives (il se forme dans la galaxie environ 10^4 fois moins d'étoiles de masse $M_* > 40\ M_\odot$ que d'étoiles de plus faible masse).

(ii) $0 < t < 3,9$ Ma : migration d'une étoile de masse $M_* = 60\ M_\odot$, qui s'échappe de l'association OB et de la superbulle associée avant d'entrer dans la phase Wolf-Rayet au temps $t_\mathrm{WR} = 3,9$ Ma. Le rayon typique de la superbulle à t_WR est $R_\mathrm{SB} = 50$ pc (Eq. 4.4). Ainsi, si l'étoile a été accélérée peu de temps après la formation de l'amas, sa vitesse propre doit être supérieure à $R_\mathrm{SB}/t_\mathrm{WR} = 13$ km s^{-1}. Sortie de la superbulle, l'étoile se propage dans le complexe de nuages moléculaires qui est à l'origine de la naissance de l'association OB.

(iii) $t = t_\mathrm{WR} = 3,9$ Ma : début de la phase Wolf-Rayet de l'étoile massive, qui commence à éjecter par vent stellaire d'importantes quantités de matière enrichie en ^{26}Al, ^{41}Ca et ^{36}Cl (taux de perte de masse $\dot{M}_\mathrm{WR} = 3,8 \times 10^{-5}\ M_\odot$ an^{-1} ; Meynet et Maeder 2003). Cette matière se mélange efficacement au gaz interstellaire dans le choc d'étrave généré par le mouvement supersonique de l'étoile.

(iv) $t = t_\mathrm{SN} = 4,7$ Ma : explosion de l'étoile fugueuse en supernova. Après quelques dizaines d'années, l'onde de souffle rattrape la couche de matière enrichie en ^{26}Al, ^{41}Ca et ^{36}Cl.

(v) $t = t_\mathrm{SN} + 250$ ans : début de la phase d'expansion adiabatique du rémanent (Eq. 4.10) et d'une production significative de ^{10}Be dans le rémanent par interaction des rayons cosmiques accélérés au choc principal.

(vi) $t = t_\mathrm{SN} + 2800$ ans : début de la phase radiative du rémanent (Eq. 4.5). La production de ^{10}Be commence à diminuer au fur et à mesure que les rayons cosmiques s'échappent dans le milieu interstellaire. Condensation de proto nuages moléculaires enrichis en radioactivités de courte période.

(vii) $t = t_{\rm SN} + 4 \times 10^5$ ans : effondrement gravitationnel d'un nuage d'environ $100\ M_\odot$ marquant le début de la formation du système solaire au sein d'un amas stellaire de quelques dizaines de membres.

A l'évidence, cette trame ne doit pas être pris trop à la lettre, les temps indiqués dépendant de manière importante de paramètres du modèle encore peu contraints, comme la masse de l'étoile M_* ou la densité du milieu dans lequel la supernova explose. Sa vocation première est de constituer une base de réflexion permettant une comparaison plus féconde entre ce scénario et les autres modèles qui ont été proposés pour rendre compte des radioactivités de courte période dans le système solaire primitif.

Notre modèle semble pouvoir expliquer les abondances canoniques de ^{10}Be, ^{26}Al, ^{41}Ca et peut-être ^{36}Cl. Mais il ne tient pas encore compte de la "structure fine" de certaines données météoritiques, comme par exemple l'absence ou la très faible abondance de ^{26}Al dans les inclusions alumino-calciques FUN-CAIs, qui par contre contenaient du ^{10}Be au moment de leur cristallisation, à hauteur de $^{10}\mathrm{Be}/^{9}\mathrm{Be} \approx (2-4) \times 10^{-4}$ (Wielandt *et al.*, 2012). Ces données incitent à étudier d'avantage la nature des phases porteuses des radioactivités de courte période dans le nuage moléculaire protosolaire (gaz ou grains de poussière), ainsi que la chronologie des processus de cristallisation des différentes inclusions réfractaires.

Aujourd'hui, la plupart des spécialistes s'accordent sur le fait que les atomes de ^{26}Al du système solaire primitif n'ont pas été produits par irradiation du disque protoplanétaire par des particules non thermiques. L'origine stellaire de cet isotope suffit sans doute à montrer la spécificité de la formation du système solaire, quelque soit le modèle d'enrichissement invoqué : la plupart des autres étoiles de la galaxie se sont vraisemblablement formées loin de toute source de nucléosynthèse de cette radioactivité. Dans ce contexte, l'étude de l'influence du ^{26}Al sur le chauffage et la différenciation des planétoïdes primitifs et les conséquences d'une absence de cette radioactivité sur la formation des planètes apparaît comme un sujet fascinant.

The Astrophysical Journal Letters, 714:L26–L30, 2010 May 1 doi:10.1088/2041-8205/714/1/L26
© 2010. The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in the U.S.A.

A RUNAWAY WOLF–RAYET STAR AS THE ORIGIN OF ^{26}Al IN THE EARLY SOLAR SYSTEM

Vincent Tatischeff[1], Jean Duprat[1], and Nicolas de Séréville[2]
[1] Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, IN2P3-CNRS and Univ Paris-Sud, F-91405 Orsay Cedex, France
[2] Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, IN2P3-CNRS and Univ Paris-Sud, F-91405 Orsay Cedex, France
Received 2010 January 12; accepted 2010 March 8; published 2010 April 1

ABSTRACT

Establishing the origin of the short-lived radionuclide (SLR) ^{26}Al, which was present in refractory inclusions in primitive meteorites, has profound implications for the astrophysical context of solar system formation. Recent observations that ^{26}Al was homogeneously distributed in the inner solar system prove that this SLR has a stellar origin. In this Letter, we address the issue of the incorporation of hot ^{26}Al-rich stellar ejecta into the cold protosolar nebula. We first show that the ^{26}Al atoms produced by a population of massive stars in an OB association cannot be injected into protostellar cores with enough efficiency. We then show that this SLR likely originated in a Wolf–Rayet star that escaped from its parent cluster and interacted with a neighboring molecular cloud. The explosion of this runaway star as a supernova probably triggered the formation of the solar system. This scenario also accounts for the meteoritic abundance of ^{41}Ca.

Key words: ISM: bubbles – nuclear reactions, nucleosynthesis, abundances – stars: formation – stars: Wolf–Rayet

Online-only material: color figures

1. INTRODUCTION

More than 30 years after Lee et al.'s discovery (1976) that calcium–aluminum-rich inclusions (CAIs) from the Allende meteorite contained ^{26}Al (mean lifetime $\tau_{26} = 1.03 \times 10^6$ yr), the origin of this short-lived radionuclide (SLR) remains an open question. High precision Mg isotopic analyses of asteroids and bulk rocks from terrestrial planets (Thrane et al. 2006), as well as recent micrometer-scale data in chondrules (Villeneuve et al. 2009), showed that ^{26}Al was homogenously distributed over at least the inner part of the solar system, i.e., over a reservoir of mass $>2\ M_\oplus$, and that no significant amount of freshly made ^{26}Al was added to the protoplanetary disk after the CAI formation. The maximum amount of ^{26}Al that could have been synthesized by in situ particle irradiation during the short duration of CAI formation ($\sim 10^5$ yr; Bizzarro et al. 2004) can account for the canonical $^{26}\mathrm{Al}/^{27}\mathrm{Al} = 5 \times 10^{-5}$ over a rocky reservoir of only $\sim 0.1\ M_\oplus$ (Duprat & Tatischeff 2007). Thus, the origin of this SLR cannot be related to the nonthermal activity of the young Sun and has to be searched for in a stellar nucleosynthetic event contemporary with the formation of the solar system.

An origin of SLRs in an asymptotic giant branch (AGB) star has been proposed (Wasserburg et al. 1994; Trigo-Rodríguez et al. 2009), but AGB stars are not associated with star-forming regions and the probability of a chance encounter between an AGB star and a star-forming molecular cloud is very low (Kastner & Myers 1994). It is more likely that the protosolar system was contaminated by material freshly ejected from a massive star, either a Type II SN (e.g., Cameron & Truran 1977) or a Wolf–Rayet (WR) star (e.g., Arnould et al. 1997). Massive stars have a profound influence on the surrounding molecular clouds and the process of star formation (e.g., Lee & Chen 2007). Cameron & Truran (1977) first suggested that a supernova (SN) responsible for injecting SLRs into the presolar nebula also may have been responsible for triggering the formation of the solar system. Detailed numerical simulations have shown that such simultaneous triggering and injection is possible, but the injection efficiency is lower than required (Boss et al. 2010). Alternatively, it has been suggested that a nearby SN ($\sim$0.3 pc) may have injected SLRs into the already-formed protoplanetary disk of the solar system (see Ouellette et al. 2007, and references therein). In this scenario, it is assumed that the Sun was born in a large stellar cluster containing massive stars. But this model is questionable, because (1) protoplanetary disks in the vicinity of massive stars are exposed to a rapid photoevaporation and (2) the main-sequence lifetime of even the most massive stars is too long as compared to the mean lifetime of protoplanetary disks (Gounelle & Meibom 2008).

Gounelle et al. (2009) and Gaidos et al. (2009) recently suggested that the Sun is born in a stellar cluster of second generation, whose formation was triggered by the activity of a neighboring OB association. There are many observations of OB associations divided in spatially separated subgroups of different ages (e.g., Blaauw 1964), as well as observations of young stellar objects located on the border of H II regions (e.g., Karr et al. 2009) and superbubbles (e.g., Lee & Chen 2009). Adopting such an astrophysical context, in this Letter we study how hot stellar debris enriched in ^{26}Al could be injected into a cold protostellar nebula. We show in Section 2 that ^{26}Al produced by a population of massive stars in an OB association may not be delivered into molecular cores efficiently enough. In Section 3 we study a possibility already mentioned in the pioneering work of Arnould et al. (1997) and more recently by Gaidos et al. (2009) that the presolar nebula was contaminated by ^{26}Al produced by a WR star that escaped from its parent cluster.

2. ^{26}AL PRODUCTION BY AN OB ASSOCIATION IN A SUPERBUBBLE

Most massive stars are born in OB associations, where multiple stellar winds merge and expand to form large cavities of hot gas known as superbubbles (see, e.g., Parizot et al. 2004). The subsequent SNe generally explode inside the wind-generated superbubble. The radius of a superbubble can be

estimated from the standard wind bubble theory (Weaver et al. 1977):

$$R_{\rm SB} \simeq (22{\rm pc}) t_{\rm Myr}^{3/5} N_{*,30}^{1/5} n_{\rm H,100}^{-1/5}, \quad (1)$$

where $t_{\rm Myr}$ is the time in units of Myr after the onset of massive star formation (assumed to be coeval for all stars), $N_{*,30} = N_*/30$ where N_* is the number of massive stars in the 8–120 $M_\odot$ mass range, and $n_{\rm H,100} = n_{\rm H}/(100\ {\rm cm}^{-3})$ where $n_{\rm H}$ is the mean H number density in the ambient interstellar medium. The superbubble radius is generally given as a function of the stellar wind mechanical power, L_w, instead of the number of massive stars (e.g., Mac Low & McCray 1988). But Equation (1) uses the recent result of Voss et al. (2009) that the mean wind power per star from a coeval population of massive stars is nearly constant with time for ∼5 Myr and amounts to $\approx 1.5 \times 10^{36}$ erg s^{-1}. Similarly, the characteristic temperature and H number density in the interior of a superbubble can be written as (Weaver et al. 1977; Mac Low & McCray 1988)

$$T_{\rm SB} \simeq (5.7 \times 10^6\ {\rm K}) t_{\rm Myr}^{-6/35} N_{*,30}^{8/35} n_{\rm H,100}^{2/35}, \quad (2)$$

$$n_{\rm SB} \simeq (0.17\ {\rm cm}^{-3}) t_{\rm Myr}^{-22/35} N_{*,30}^{6/35} n_{\rm H,100}^{19/35}. \quad (3)$$

WR wind and SN ejections of ^{26}Al occur at $t_{\rm Myr} \gtrsim 3$ (Voss et al. 2009), when the superbubble blown by the winds from the main-sequence stars has already reached a radius of several tens of pc (Equation (1)). Noteworthy, SN blast waves within a superbubble will usually become subsonic in the hot gas before they reach the supershell of swept-up interstellar material (Mac Low & McCray 1988; Parizot et al. 2004). This is true as well for winds of WR stars. Thus, most nuclei synthesized in massive stars first thermalize in the hot superbubble interior. Further incorporation of this material into molecular clouds and star-forming systems takes more than 10 Myr (Meyer & Clayton 2000), by which time the ^{26}Al will have decayed.

To solve this issue, Gaidos et al. (2009) proposed that ^{26}Al ejected in WR winds can be rapidly incorporated into high-speed (∼1000 km s^{-1}) refractory dust grains of ∼0.01–0.1 μm size that could dynamically decouple from the shocked wind gas and imbed themselves into the surrounding molecular material. But this proposal has two shortcomings. First, WR stars are thought to be a major contributor to the Galactic ^{26}Al detected through its gamma-ray decay line at $E_\gamma = 1809$ keV, and high-resolution spectroscopic observations of this emission with *RHESSI* and the *International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory* (*INTEGRAL*) gamma-ray satellites have shown that the line is narrow, $\Delta E_\gamma = 1$–2 keV FWHM, consistent with the instrumental resolution (see Diehl et al. 2006, and references therein). The non-detection of Doppler broadening in the Galactic 1809 keV line provides an upper limit on the mean velocity of the emitting ^{26}Al nuclei: $v_{\rm max} \sim 0.5 c \Delta E_\gamma / E_\gamma \sim 150$ km s^{-1} (here, c is the speed of light). This maximum velocity is much lower than the speed that dust grains must acquire to survive sputtering as they pass the WR wind termination shock (Gaidos et al. 2009). Secondly, most grains formed in WR winds will slow down and stop in the superbubble interior before reaching the supershell. According to the classical estimate of Spitzer (1978), the range of a grain of size $a_{\rm gr}$ and typical density $\rho_{\rm gr} \sim 2$g cm^{-3} is $X_{\rm gr} = a_{\rm gr}\rho_{\rm gr} = (2 \times 10^{-6}\ {\rm g\ cm}^{-2})(a_{\rm gr}/0.01\ \mu{\rm m})$. In comparison, the radial path length in a superbubble is

$$X_{\rm SB} = 1.4 m_{\rm H} \int_0^{R_{\rm SB}} n(r) dr \simeq (4.6 \times 10^{-5}\ {\rm g\ cm}^{-2}) t_{\rm Myr}^{-1/35} N_{*,30}^{13/35} n_{\rm H,100}^{12/35}, \quad (4)$$

where $m_{\rm H}$ is the H mass and $n(r) = n_{\rm SB}[1 - (r/R_{\rm SB})]^{-2/5}$ (Weaver et al. 1977). Thus, grains with $a_{\rm gr} \lesssim 0.2\ \mu$m do not reach the supershell. In fact, even much larger grains should stop in the superbubble interior, because the Spitzer formula can largely overestimate the range of interstellar dust grains in hot plasmas (Ragot 2002).

Dense clumps of molecular gas can be engulfed by the growing superbubble, if they were not swept up by the expanding supershell (e.g., Parizot et al. 2004). These clumps could potentially be enriched in ^{26}Al synthesized by WR stars and Type II SNe in the OB association. But recent two-dimensional hydrodynamic simulations (Boss et al. 2008, 2010) suggest that the amount of ^{26}Al that could be injected into such a molecular cloud core would be too low to explain the solar system's canonical ^{26}Al/^{27}Al ratio. Boss et al. found that only 2–5$\times 10^{-5}$ $M_\odot$ of hot SN shock front material could be incorporated into a cold molecular clump. But a 1 $M_\odot$ presolar cloud would need to be contaminated by $\sim 10^{-4}$ $M_\odot$ of SN matter to explain the ^{26}Al meteoritic abundance (Takigawa et al. 2008). Although these two estimates are close, the main issue lies in the short lifetime of a small molecular cloud embedded in a hot plasma: the lifetime of a 1 $M_\odot$ cloud against evaporation in the $>10^6$ K (Equation (2)) superbubble interior is only $\sim 10^5$ yr (McKee & Cowie 1977), much shorter than the duration of stellar main sequence. This scenario is therefore highly improbable.

3. ^{26}AL PRODUCTION BY A RUNAWAY WR STAR

If the vast majority, if not all O-type stars (the main-sequence progenitors of WR stars) form in clusters (e.g., Lada & Lada 2003), nearly half of them acquire velocities exceeding the escape velocity from the cluster's potential well (Stone 1991). These runaway stars[3] can be accelerated either by dynamical interactions with other stars in the dense cores of young clusters (Leonard & Duncan 1990) or by the SN explosion of a companion star in a massive binary system (Blaauw 1961). A star moving with a velocity $V_* \gtrsim 15$ km s^{-1} relative to its parent cluster leaves the associated superbubble in less than 3 Myr (see Equation (1)). About 20% of the O-type stars have peculiar velocities exceeding 15 km s^{-1} (de Wit et al. 2005). These runaway short-living stars may have a significant probability of interacting with their parent molecular cloud complex. Outside the hot gas, the star's motion is supersonic with respect to the ambient medium, which generates a bow shock (van Buren et al. 1990). There are many observations of bow shocks created by runaway OB stars in the vicinity of young clusters and associations (e.g., Gvaramadze & Bomans 2008).

The form of a bow shock is determined by the balance between the ram pressure of the stellar wind and the ram pressure of the ongoing circumstellar (CS) gas. The pressure equilibrium is reached in the star's direction of motion at the so-called standoff distance from the star (van Buren et al. 1990;

[3] While traditionally the minimum peculiar velocity for classifying a star as a "runaway" is 40 km s^{-1} (Blaauw 1961), here we use this term for any star that has escaped from its parent cluster (see also Stone 1991). The escape velocity ranges from several km s^{-1} for loose and low-mass clusters to several tens of km s^{-1} for compact and massive ones.

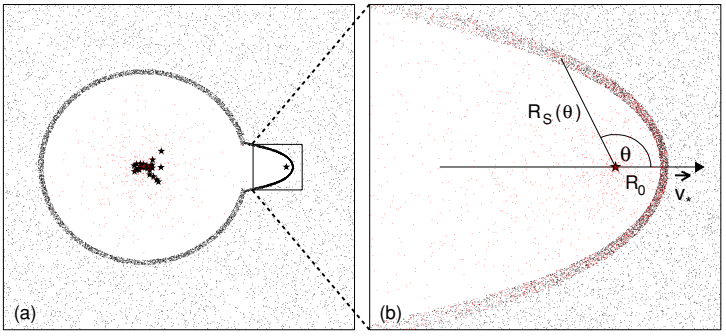

Figure 1. Sketch illustrating the ejection of ^{26}Al by (a) a population of massive stars in an OB association and (b) a WR star "running away" from its parent cluster. (A color version of this figure is available in the online journal.)

see Figure 1(b)),

$$R_0 = (0.92\ \mathrm{pc})\dot{M}_{W,-5}^{1/2} V_{W,1500}^{1/2} n_{\mathrm{H},100}^{-1/2} V_{*,20}^{-1}, \quad (5)$$

where $\dot{M}_{W,-5}$ is the stellar wind mass-loss rate in units of $10^{-5}\ M_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$, $V_W = V_{W,1500} \times 1500\ \mathrm{km\ s}^{-1}$ is the wind's terminal velocity, and $V_{*,20} = V_*/(20\ \mathrm{km\ s}^{-1})$. The interaction region between the stellar wind and the CS medium is a shell bounded by two shocks, in which the flows slow down from supersonic to subsonic velocities. One verifies that for $V_W \gg V_*$ the shell's mass is due mainly to the shocked CS gas. The contact surface between the shocked stellar wind and CS gas is unstable due to both the Kelvin–Helmholtz and Rayleigh–Taylor instabilities (Brighenti & D'Ercole 1995), such that we expect an efficient mixing of the wind-ejected material with the swept-up CS gas. The ^{26}Al/^{27}Al ratio in the bow shock shell of a runaway WR star just prior to the SN explosion can be estimated as a function of the polar angle θ from the star's direction of motion (see Figure 1(b)) by

$$\left(\frac{^{26}\mathrm{Al}}{^{27}\mathrm{Al}}\right)_S(\theta) \simeq \frac{N_{26} f_{26}}{4\pi x_{27} R_S^2(\theta)\Sigma_S(\theta)}, \quad (6)$$

where N_{26} is the total number of ^{26}Al nuclei ejected in the WR wind, $f_{26} = (\tau_{26}/\Delta_{\mathrm{WR}}) \times (1 - \exp(-\Delta_{\mathrm{WR}}/\tau_{26}))$ is a factor that takes into account the decay of ^{26}Al during the duration Δ_{WR} of the WR phase ($\Delta_{\mathrm{WR}} \simeq 0.2$–$1.4$ Myr depending on the star's mass), $x_{27} = 3.46 \times 10^{-6}$ is the ^{27}Al abundance by number in the CS medium assumed to be of solar composition (Lodders 2003), $R_S(\theta)$ is the shell's radius (Figure 1(b)), and $\Sigma_S(\theta)$ is the shell's H column density ($\Sigma_S(0^\circ) \simeq 0.75 R_0 n_{\mathrm{H}}$; see Wilkin 1996). We took the ^{26}Al yields from the rotating stellar models of Palacios et al. (2005). $R_S(\theta)$ and $\Sigma_S(\theta)$ were calculated from the analytic solutions found by Wilkin (1996) in the thin-shell approximation. The WR star parameters $\dot{M}_W$, V_W, and Δ_{WR} were extracted from the grids of rotating stellar models of Meynet & Maeder (2003; see also Voss et al. 2009).

Calculated ^{26}Al/^{27}Al ratios in bow shock shells of runaway WR stars are shown in Figure 2 for stars of initial masses 25, 60, and 85 $M_\odot$ (the ^{26}Al yield for the 40 $M_\odot$ star in not listed in Palacios et al. 2005). The ^{26}Al/^{27}Al ratio is only weakly dependent on the star's initial mass, because both N_{26} and the amount of swept-up CS matter ($\propto R_S^2\Sigma_S$) increase with increasing stellar mass. We see that $(^{26}\mathrm{Al}/^{27}\mathrm{Al})_S$ reaches $\sim$1–2$\times 10^{-2}$ at 0°. The isotopic ratio decreases with increasing

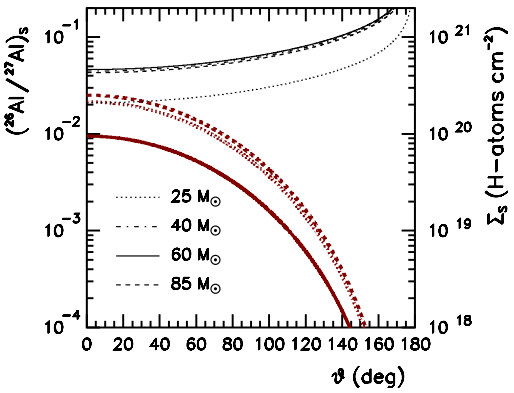

Figure 2. Mean ^{26}Al/^{27}Al ratio (thick curves, left axis) and H column density (thin curves, right axis) in the bow shock shell of a runaway WR star, as a function of position θ in the shell (see Figure 1(b)), for $V_* = 20\ \mathrm{km\ s}^{-1}$ and $n_{\mathrm{H}} = 100\ \mathrm{cm}^{-3}$. The ^{26}Al/^{27}Al ratio is not shown for the 40 $M_\odot$ star (see the text); besides, the Σ_S curve for this star merges with that for the 60 and 85 $M_\odot$ stars.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

θ, because for the same solid angle as viewed from the star, the ^{26}Al atoms ejected at backward angles are mixed with a higher mass of shocked CS gas. The mass contained in the shell's forward hemisphere (i.e., at $\theta < 90^\circ$) is nevertheless significant: it amounts to 23 $M_\odot$ for the 25 $M_\odot$ star and is between 200 and 250 $M_\odot$ for the three other stars.

Hydrodynamic simulations of stellar wind bow shocks have shown that the steady-state solution of Wilkin (1996) provides a good description of the time-averaged shape of the bow shock shell; although a bow shock is neither smooth nor steady (Raga et al. 1997; Blondin & Koerwer 1998). The shell is subject to periodic oscillations in and out with respect to the equilibrium position, which has been interpreted as resulting from the nonlinear thin shell instability (NTSI; Vishniac 1994). This instability is also known to be an efficient dynamical focusing mechanism for large-scale gas stream, resulting in the buildup of dense cores. Thus, hydrodynamic simulations of the NTSI have shown that the density contrast in the shell can reach 10^2 to 10^4, depending on the gas cooling efficiency (e.g., Hueckstaedt 2003). The high-density seeds thus generated are likely sites of further star formation (Heitsch et al. 2008). However, the required gravitational collapse of these dense cores is probably not possible as long as the shell is exposed to the

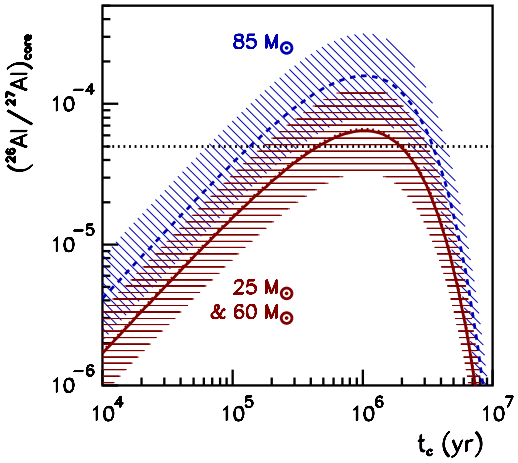

Figure 3. ^{26}Al/^{27}Al ratio in a prestellar core formed in the shocked-gas layer of an SN remnant resulting from the explosion of a runaway WR star, as a function of the time of core collapse after the explosion. Same as for Figure 2, $V_* = 20$ km s^{-1} and $n_{\rm H} = 100$ cm^{-3}. The hatched areas reflect a factor of 2 of uncertainty in the calculated isotopic ratio. The dotted horizontal line shows the canonical ratio measured in CAIs. The results for the 25 and 60 $M_\odot$ stars are almost identical.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

intense photoionizing radiation from the nearby massive star (see, e.g., Raga et al. 1997).

At the end of the WR stellar phase, the SN outburst will expel the bow shock material to large distances. About 10^4 years after the explosion, radiative cooling of the shock-heated gas will become important and the SN remnant will enter the pressure-driven snowplow phase. The transition from the adiabatic to the radiative phase in SN remnants is accompanied by the development of dynamical instabilities that can further increase the mass of pre-existing gas clumps (Blondin et al. 1998). The timescale for collapse of a dense core embedded in a shocked gas layer is governed by the gravitational instability (Heitsch et al. 2008) and reads (Whitworth et al. 1994)

$$t_c \sim \frac{2c_s}{1.4 m_{\rm H} G \Sigma_{\rm core}} \sim (2\times 10^6\ {\rm yr})\left(\frac{\Sigma_{\rm core}}{10^{22}\ {\rm cm}^{-2}}\right)^{-1}, \qquad (7)$$

where $\Sigma_{\rm core}$ is the H column density of the core, $c_s \approx 0.5$ km s^{-1} is the local sound speed, and G is the gravitational constant.

The ^{26}Al/^{27}Al ratio in such a prestellar core can be estimated to be

$$\left(\frac{^{26}{\rm Al}}{^{27}{\rm Al}}\right)_{\rm core} \sim \left(\frac{^{26}{\rm Al}}{^{27}{\rm Al}}\right)_S \frac{\Sigma_S}{\Sigma_{\rm core}} \exp(-t_c/\tau_{26}). \qquad (8)$$

This ratio is shown in Figure 3 as a function of t_c. We adopted for $(^{26}{\rm Al}/^{27}{\rm Al})_S$ and Σ_S the values at $\theta = 45^\circ$ (see Figure 2). The error in $(^{26}{\rm Al}/^{27}{\rm Al})_{\rm core}$ shown in Figure 3 is intended to account for various uncertainties in the model parameters, e.g., in θ, N_{26}, and c_s. We see that $(^{26}{\rm Al}/^{27}{\rm Al})_{\rm core}$ increases almost linearly up to $t_c \sim 10^6$ yr, thus reflecting that $\Sigma_{\rm core} \propto t_c^{-1}$ (Equation (7)). The predicted ^{26}Al/^{27}Al ratios are consistent with the canonical value measured in CAIs for a large interval of t_c (as the delay for the CAI formation after collapse of the presolar nebula is $\ll \tau_{26}$, it can safely be neglected). The exponential decay of $(^{26}{\rm Al}/^{27}{\rm Al})_{\rm core}$ for $t_c \gtrsim 10^6$ yr is due to the ^{26}Al radioactivity.

Inserting Equations (5) and (6) into Equation (8) one can see that $(^{26}{\rm Al}/^{27}{\rm Al})_{\rm core}$ scales as $n_{\rm H} \times V_*^2$. Thus, the solar system formation could have been triggered by the explosion of a runaway WR star propagating into atomic interstellar gas ($n_{\rm H} \approx 1$ cm^{-3}), but only if the star's velocity was >100 km s^{-1}.

In the proposed scenario, the incorporation of ^{26}Al-rich stellar ejecta into interstellar gas is due to various dynamical instabilities operating in both the bow shock and the SN remnant shells. The associated turbulence is expected to homogenize the mixing at all scales, regardless of the carrier phase of ^{26}Al (gas or dust). This is consistent with the Mg isotopic data of Thrane et al. (2006) and Villeneuve et al. (2009), which suggest that ^{26}Al was homogeneously distributed in the early solar system.

Arnould et al. (2006) showed that WR star nucleosynthesis can produce ^{26}Al, ^{36}Cl, and ^{41}Ca at levels compatible with the meteoritic measurements, provided that the delay before the incorporation of these SLRs into CAIs was $\sim$1–3 $\times$ 10^5 yr. But using the yields for a 60 $M_\odot$ star given by these authors, we obtain a ^{36}Cl abundance well below the value reported in CAIs, as also found previously by Gaidos et al. (2009). On the other hand, the present work shows that both ^{26}Al and ^{41}Ca abundances in meteorites can result from the contamination of the presolar molecular core by material ejected from a runaway WR star, whose explosion as a SN triggered the formation of the solar system.

We thank Jean-Pierre Thibaud, Faïrouz Hammache, and Pierre Roussel for their critical reading of the manuscript.

REFERENCES

Arnould, M., Goriely, S., & Meynet, G. 2006, A&A, 453, 653
Arnould, M., Paulus, G., & Meynet, G. 1997, A&A, 321, 452
Bizzarro, M., Baker, J. A., & Haack, H. 2004, Nature, 431, 275
Blaauw, A. 1961, Bull. Astron. Inst. Neth., 15, 265
Blaauw, A. 1964, ARA&A, 2, 213
Blondin, J. M., & Koerwer, J. F. 1998, New Astron., 3, 571
Blondin, J. M., Wright, E. B., Borkowski, K. J., & Reynolds, S. P. 1998, ApJ, 500, 342
Boss, A. P., Ipatov, S. I., Keiser, S. A., Myhill, E. A., & Vanhala, H. A. T. 2008, ApJ, 686, L119
Boss, A. P., Keiser, S. A., Ipatov, S. I., Myhill, E. A., & Vanhala, H. A. T. 2010, ApJ, 708, 1268
Brighenti, F., & D'Ercole, A. 1995, MNRAS, 277, 53
Cameron, A. G. W., & Truran, J. W. 1977, Icarus, 30, 447
de Wit, W. J., Testi, L., Palla, F., & Zinnecker, H. 2005, A&A, 437, 247
Diehl, R., et al. 2006, Nature, 439, 45
Duprat, J., & Tatischeff, V. 2007, ApJ, 671, L69
Gaidos, E., Krot, A. N., Williams, J. P., & Raymond, S. N. 2009, ApJ, 696, 1854
Gounelle, M., & Meibom, A. 2008, ApJ, 680, 781
Gounelle, M., Meibom, A., Hennebelle, P., & Inutsuka, S.-I. 2009, ApJ, 694, L1
Gvaramadze, V. V., & Bomans, D. J. 2008, A&A, 490, 1071
Heitsch, F., Hartmann, L. W., & Burkert, A. 2008, ApJ, 683, 786
Hueckstaedt, R. M. 2003, New Astron., 8, 295
Karr, J. L., Manoj, P., & Ohashi, N. 2009, ApJ, 697, 133
Kastner, J. H., & Myers, P. C. 1994, ApJ, 421, 605
Lada, C. J., & Lada, E. A. 2003, ARA&A, 41, 57
Lee, H.-T., & Chen, W. P. 2007, ApJ, 657, 884
Lee, H.-T., & Chen, W. P. 2009, ApJ, 694, 1423
Lee, T., Papanastassiou, D. A., & Wasserburg, G. J. 1976, Geophys. Res. Lett., 3, 41
Leonard, P. J. T., & Duncan, M. J. 1990, AJ, 99, 608
Lodders, K. 2003, ApJ, 591, 1220
Mac Low, M.-M., & McCray, R. 1988, ApJ, 324, 776
McKee, C. F., & Cowie, L. L. 1977, ApJ, 215, 213
Meyer, B. S., & Clayton, D. D. 2000, Space Sci. Rev., 92, 133
Meynet, G., & Maeder, A. 2003, A&A, 404, 975
Ouellette, N., Desch, S. J., & Hester, J. J. 2007, ApJ, 662, 1268
Palacios, A., Meynet, G., Vuissoz, C., Knödlseder, J., Schaerer, D., Cerviño, M., & Mowlavi, N. 2005, A&A, 429, 613
Parizot, E., Marcowith, A., van der Swaluw, E., Bykov, A. M., & Tatischeff, V. 2004, A&A, 424, 747

Raga, A. C., Noriega-Crespo, A., Cantó, J., Steffen, W., van Buren, D., Mellema, G., & Lundqvist, P. 1997, RevMexAA, 33, 73
Ragot, B. R. 2002, ApJ, 568, 232
Spitzer, L. 1978, Physical Processes in the Interstellar Medium (New York: Wiley-Interscience)
Stone, R. C. 1991, AJ, 102, 333
Takigawa, A., Miki, J., Tachibana, S., Huss, G. R., Tominaga, N., Umeda, H., & Nomoto, K. 2008, ApJ, 688, 1382
Thrane, K., Bizzarro, M., & Baker, J. A. 2006, ApJ, 646, L159
Trigo-Rodríguez, J. M., García-Hernández, D. A., Lugaro, M., Karakas, A. I., van Raai, M., García Lario, P., & Manchado, A. 2009, Meteorit. Planet. Sci., 44, 627
van Buren, D., Mac Low, M.-M., Wood, D. O. S., & Churchwell, E. 1990, ApJ, 353, 570
Villeneuve, J., Chaussidon, M., & Libourel, G. 2009, Science, 325, 985
Vishniac, E. T. 1994, ApJ, 428, 186
Voss, R., Diehl, R., Hartmann, D. H., Cerviño, M., Vink, J. S., Meynet, G., Limongi, M., & Chieffi, A. 2009, A&A, 504, 531
Wasserburg, G. J., Busso, M., Gallino, R., & Raiteri, C. M. 1994, ApJ, 424, 412
Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., & Moore, R. 1977, ApJ, 218, 377
Whitworth, A. P., Bhattal, A. S., Chapman, S. J., Disney, M. J., & Turner, J. A. 1994, A&A, 290, 421
Wilkin, F. P. 1996, ApJ, 459, L31

Chapitre 5

Conclusions et perspectives

Plusieurs idées présentées dans ce mémoire résultent d'études préliminaires et méritent un travail plus conséquent pour pouvoir être exploitées au mieux. A côté de ces travaux essentiellement théoriques, mes activités de recherche dans les années à venir porteront sur le développement d'un programme instrumental visant à préparer une nouvelle mission d'astronomie gamma dans le domaine des moyennes énergies (0,1 – 100 MeV).

5.1 Quelques perspectives en astrophysique nucléaire des phénomènes non thermiques

Etant donné leur impact sur les activités humaines, notamment dans le domaine du spatial, les éruptions solaires demeureront longtemps au cœur des préoccupations de l'astrophysique nucléaire. La prochaine grande mission d'études des phénomènes énergétiques du soleil devrait être *Solar Orbiter*, dont le lancement est prévu pour 2017. En s'approchant à 0,29 UA de notre astre (62 rayons solaires), ce satellite pourra combiner certaines mesures in situ avec des prises d'images de l'atmosphère solaire à haute résolution. Mais malheureusement, cette mission ne comportera pas de télescope gamma opérant dans le domaine du MeV. Dans les prochaines années, les études des émissions de raies gamma nucléaires des éruptions solaires reposeront donc essentiellement sur les "vieilles" missions *INTEGRAL* et *RHESSI*, ainsi que sur le moniteur de sursauts gamma (Gamma-ray Burst Monitor) de *Fermi*, qui couvre un domaine en énergie allant de 8 keV à 40 MeV.

Mais il n'est pas sûr que l'émission gamma retardée des éruptions solaires puisse être détectée avec ces missions, faute de la sensibilité nécessaire. Dans les années à venir, il pourrait être donc plus favorable de chercher à observer les raies X résultant de la radioactivité d'isotopes du Co et du Ni. Nous avons montré qu'à la suite d'une grosse éruption solaire (semblable en intensité à celle du 28 octobre 2003), un flux $\gtrsim 10^{-5}$ photons cm^{-2} s^{-1} pourrait être émis pendant quelques jours dans les raies à 6,40 et 6,92 keV. Une observation de cette émission avec le télescope *NuSTAR*, dont la surface efficace de détection est d'environ 800 cm^2 à 7 keV, semble a priori possible. Avec une résolution angulaire de 17″ (FWHM), cet instrument pourrait permettre d'éclairer d'une lumière nouvelle l'accélération de noyaux lourds dans les éruptions solaires, ainsi que la dynamique du gaz dans l'atmosphère du soleil.

Pour rendre compte de mesures d'abondances de ^{6}Li à la surface d'étoiles pauvres en métaux du halo de la galaxie, nous avons développé un modèle de nucléosynthèse dans les éruptions stellaires, à partir de notre connaissance des phénomènes nucléaires à l'œuvre dans les

sursauts solaires. A l'évidence, les prédictions de ce modèle devront être confrontées à de nouvelles observations de ^{6}Li. En particulier, nous avons proposé de rechercher une corrélation entre l'abondance de cet isotope et la vitesse de rotation de ces vieilles étoiles. Mais nous pensons qu'il serait possible de mettre en évidence de façon plus directe la production de Li dans les éruptions stellaires, à partir d'un monitorage de l'émission optique d'étoiles de type M0–M5 suffisamment proches et actives, comme AD Leo ($D = 4,90$ pc), EV Lac ($D = 5,05$ pc) ou GJ 411 ($D = 2,55$ pc). Nous avons en effet calculé que la raie de résonance du Li I à 6708 Å pourrait apparaître de façon temporaire à la surface de ces étoiles lors d'une grosse éruption rayonnant plus de 5×10^{32} erg en rayons X. L'enjeu est de taille, puisqu'il s'agirait de détecter un phénomène nucléaire à la surface d'une autre étoile que le soleil. En cas de succès, un nouveau programme de recherches pourrait être envisagé, qui viserait à étudier tant l'accélération de particules que les processus de mélange dans les atmosphères stellaires.

Pour apporter des éléments de réponse aux questions prégnantes relatives au mécanisme d'accélération diffusive par onde de choc, nous proposons d'étudier d'avantage les phénomènes non thermiques générés par les novae symbiotiques et les supernovae extragalactiques détectées en radio. Avec la détection par *Fermi*/LAT d'une émission de rayons gamma associée à l'éruption de la nova symbiotique V407 Cygni en mars 2010, et celle de deux autres novae à l'été 2012 avec le même télescope (Nova Scorpii 2012 et Nova Monocerotis 2012), l'étude des mécanismes de production de particules énergétiques dans ces objets est devenue un sujet chaud. Cela confère un regain d'intérêt au modèle non linéaire d'accélération diffusive par onde de choc que nous avons développé pour rendre compte des observations de RS Ophiuchi (2006). Mais le formalisme en 1D que nous avons adopté à l'époque apparaît maintenant trop limité, notamment au vu de simulations hydrodynamiques suggérant l'existence dans certains systèmes d'un important disque de matière autour de la naine blanche. Nous proposons donc d'étendre notre description du processus d'accélération à une représentation en 2D du phénomène, semblable à celle récemment développée par Martin et Dubus (2012). Le modèle ainsi obtenu pourrait représenter l'état de l'art pour l'interprétation des données gamma et apporter un éclairage nouveau à la question de l'efficacité d'accélération de particules dans les ondes de choc des explosions stellaires.

Etant donné le développement actuel de radiotélescopes géants, tel que le *Square Kilometre Array*, nous pensons que l'étude des supernovae détectées en radio pourrait constituer d'ici dix ans un sujet majeur de l'astrophysique. Comme nous l'avons illustré avec SN 1993J, l'observation de ces objets nous renseigne sur le mécanisme d'accélération de particules dans le stade très précoce de la vie des rémanents de supernova, lorsque l'onde de souffle interagit avec la matière des vents émis par l'étoile massive peu de temps avant son explosion. Les résultats obtenus pour SN 1993J suggèrent que cette phase est importante pour la production de rayons cosmiques de haute énergie, au delà du "genou" du spectre à environ 3×10^{15} eV. D'ici quelques années, les données radio des supernovae relativement proches pourraient être complétées par des observations gamma réalisées avec le *Cherenkov Telescope Array*. La détection de l'émission gamma de très haute énergie des supernovae extragalactiques fournirait un nouveau moyen d'études de l'efficacité de production et de l'énergie maximum des particules accélérées. Mais il n'est pas besoin d'attendre que cet observatoire soit pleinement opérationnel pour obtenir de nouvelles informations sur le mécanisme d'accélération par onde de choc opérant dans ces très jeunes rémanents de supernova. En particulier, nous avons tenté d'illustrer au travers d'une étude encore préliminaire de SN 2008D que les données radio pouvaient être riches d'enseignements sur le mécanisme d'injection des électrons dans le processus d'accélération par onde de choc. D'autres aspects de microphysique, tels que l'amplification du champ magnétique turbulent par les rayons cosmiques, pourraient être avantageusement étudiés à partir des nombreuses données radio d'ores et déjà disponibles.

Dans le troisième chapitre de ce mémoire, nous nous sommes intéressés aux effets des rayons cosmiques non relativistes sur le milieu interstellaire. Nous avons étudié deux traceurs de particules de basse énergie dans la galaxie : les raies gamma de collision nucléaire et les rayons X mous d'origine non thermique. Ces deux traceurs sont complémentaires : alors que l'émission gamma pourrait nous renseigner sur la densité moyenne des rayons cosmiques de basse énergie dans la Voie lactée – ainsi que sur certaines propriétés du milieu interstellaire, comme le profil de densité des cœurs moléculaires ou encore la distribution en taille des gros grains de poussière – l'émission X pourrait permettre d'identifier des sources particulières de rayons cosmiques de basse énergie. Notre analyse des données de *XMM-Newton* relatives au rayonnement X non thermique de la région des Arches montre bien que les ondes de choc des explosions stellaires ne sont pas les seuls objets à pouvoir accélérer en masse des noyaux atomiques dans la galaxie.

Nous avons proposé deux différentes pistes pour essayer de trouver de nouvelles sources de rayons cosmiques de basse énergie à partir de l'émission X induite par ces particules. Tout d'abord, nous allons prochainement étudier en détail les nouvelles données d'observations du centre galactique enregistrées avec *XMM-Newton*, pour tenter d'identifier des régions – autres que celle des Arches – émettant la raie Kα du fer neutre de façon stationnaire. En cas de succès, nous comparerons alors les propriétés de l'émission X observée aux prédictions des modèles LECRe et LECRp que nous avons développés, afin de déterminer la nature des particules ionisantes. La deuxième piste consiste à observer avec *XMM-Newton* un nuage sombre relativement proche et massif, tel que Barnard 1, pour tenter de détecter les raies larges à $\sim$0,57 et $\sim$0,67 keV produites par des réactions d'échange de charge entre des ions d'oxygène d'environ 1 MeV nucléon^{-1} et des atomes neutres du milieu interstellaire. Le succès d'une telle observation est incertain, mais encore une fois l'enjeu est de taille, puisqu'il s'agirait d'une détection directe d'ions de basse énergie dans la galaxie.

L'astrophysique nucléaire apporte également des éléments de réponse déterminants à la question de l'origine des radioactivités de courte période dans le système solaire primitif, qui nous renseignent sur le contexte astrophysique de naissance de notre astre. Nous avons montré que les atomes de ^{26}Al, ^{36}Cl et ^{41}Ca, dont on trouve des traces dans les météorites, n'ont vraisemblablement pas été synthétisés par des phénomènes non thermiques au sein du jeune système solaire. Ces radioisotopes ont donc sans doute été produits dans une étoile en fin de vie présente à proximité. En se penchant sur la question du mécanisme permettant une incorporation rapide de produits de nucléosynthèse stellaire dans un cœur protosolaire, nous avons établi un scénario détaillé de la genèse du système solaire. Celui-ci serait né de l'effondrement gravitationnel d'un nuage moléculaire de $\sim 100\ M_\odot$ provoqué par l'explosion en supernova d'une étoile Wolf-Rayet isolée, qui, de par son mouvement propre dans le milieu interstellaire, aurait quitté son amas stellaire d'origine. Notre modèle explique également la présence passée de ^{10}Be dans des inclusions alumino-calciques de météorites : ce radioisotope aurait été synthétisé par des rayons cosmiques accélérés dans le rémanent de la supernova ayant déclenché la formation du système solaire.

Ce modèle sera sans doute fort débattu dans les années à venir. Pour survivre, il devra notamment être en mesure d'expliquer de nouvelles données météoritiques portant sur la répartition des radioactivités de courte période dans différents objets primitifs. Il nous interroge également sur la spécificité de la formation des planètes du système solaire, car il implique que la plupart des autres systèmes planétaires de notre galaxie n'ont pas été contaminés en radioactivités de courte période, qui sont considérées comme une source de chaleur importante des planétoïdes primitifs. L'histoire des sciences nous apprend à nous méfier du principe anthropique, mais force est de reconnaître que le soleil n'est sans doute pas une étoile comme les autres.

5.2 Recherche et développement pour le futur de l'astronomie gamma des moyennes énergies

L'astronomie gamma des moyennes énergies (0,1 - 100 MeV) offre un moyen privilégié d'études de divers phénomènes discutés dans ce mémoire : les émissions gamma promptes et retardées des éruptions solaires, l'accélération de particules dans les supernovae et les novae symbiotiques, ou encore les collisions nucléaires des rayons cosmiques de basse énergie avec la matière interstellaire. Mais à l'évidence, ce domaine de l'astronomie revêt une importance particulière pour un éventail de thématiques scientifiques bien plus larges. Ainsi, le satellite *INTEGRAL*, qui observe le ciel entre 15 keV et 10 MeV depuis maintenant dix ans et devrait continuer à le faire pendant encore quelques années, a permis nombre de détections spectaculaires concernant la nucléosynthèse stellaire, l'antimatière au cœur de notre galaxie, l'équation d'état de la matière dense, les noyaux actifs de galaxie, les sursauts gamma, ou encore la physique fondamentale[1]. Mais après l'arrêt d'*INTEGRAL*, cette bande en énergie ne sera plus accessible aux astronomes pendant plusieurs années, et il est important de préparer dès aujourd'hui une nouvelle mission d'astronomie gamma.

Le but est bien identifié. Il s'agit avant tout de réaliser un instrument opérant sur une large bande spectrale (typiquement 0,1 – 100 MeV), avec un niveau de sensibilité comparable à ceux des télescopes observant le ciel dans les domaines voisins des rayons X et gamma de haute énergie. Cela nécessite un gain en sensibilité d'environ deux ordres de grandeur autour du MeV par rapport à celle des instruments gamma à bord d'*INTEGRAL* ! Des simulations menées par différents groupes, notamment en France, en Allemagne et aux Etats-Unis, ont montré que cet objectif pouvait en principe être atteint avec un télescope de type Compton et à effet de paires constitué de détecteurs à bonne résolution en énergie et sensibles à la position de l'interaction des rayons gamma, afin de permettre une reconstitution des trajectoires des photons et particules secondaires. L'instrument pourrait associer deux dispositifs de spectro-imagerie : un trajectographe optimisé pour la diffusion Compton des photons gamma incidents et un calorimètre pour l'absorption des photons diffusés[2]. Le principe de détection des photons au-dessous de 10 MeV reposerait alors sur la technique d'imagerie Compton utilisée avec succès sur l'instrument COMPTEL du *Compton Gamma Ray Observatory* (1991 – 2000). Au-dessus de 10 MeV, l'instrument pressenti fonctionnerait par reconstruction des trajectoires des électrons et positrons produits par conversion des photons gamma incidents, comme le télescope LAT de *Fermi*. Les performances finales d'un tel télescope dépendront directement de la résolution spectrale et de la résolution en position des détecteurs constitutifs du trajectographe et du calorimètre.

Le silicium représente très vraisemblablement le meilleur choix de matériau pour le trajectographe du fait de son faible numéro atomique qui favorise les interactions Compton des rayons gamma incidents, ainsi que des récentes avancées technologiques accomplies sur les détecteurs à pistes. Le trajectographe pourrait ainsi être avantageusement constitué d'un ensemble de couches minces de détecteurs silicium à pistes double-faces (*Double-Sided Silicon Strip Detector* ou DSSSD) permettant une localisation en trois dimensions des sites d'interaction des photons gamma et électrons secondaires à quelques mm^3 près, avec une résolution en énergie

[1] Voir http://integralworkshop2012.in2p3.fr/Home.html

[2] Le projet *Compton And Pair Silicon Timing Tracker* (CAPSiTT) soumis à l'ESA en décembre 2010 ne comportait pas de calorimètre (Lebrun *et al.*, 2010). Il est en effet possible de retrouver l'énergie et l'angle d'incidence d'un photon gamma cosmique s'il génère au moins trois interactions dans le trajectographe. Néanmoins, les simulations numériques que nous avons effectués avec la suite de logiciels MEGAlib montrent que cette technique ne pourrait fonctionner qu'avec un trajectographe très massif. Ainsi, CAPSiTT comprenait 11520 détecteurs silicium à pistes double-faces de grande surface (10×10 cm^2) et grande épaisseur (2 mm), représentant une masse totale de Si de 537 kg. Mais un trajectographe moins complexe (et moins cher) doit nécessairement être associé à un calorimètre.

inférieure à 5 keV (largeur à mi-hauteur). Les DSSSDs choisis devront être de la plus grande surface possible (typiquement 10×10 cm^2) pour minimiser les zones mortes constituées de matériaux passifs au sein du trajectographe et d'une grande épaisseur (typiquement de l'ordre de 1,5 à 2 mm) pour minimiser le nombre de couches de DSSSDs (et donc de voies d'électronique) nécessaire à l'obtention d'une bonne efficacité d'interaction des photons de quelques MeV.

Le nouveau scintillateur en bromure de lanthane dopé au cérium ($LaBr_3$:Ce) semble être un matériau de choix pour le calorimètre. Il présente un fort pouvoir d'arrêt et peut être fabriqué en grand volume, offrant ainsi la possibilité d'une bonne efficacité de détection des photons gamma de moyenne énergie. Sa résolution en énergie, de l'ordre de 10 keV (largeur à mi-hauteur) à 200 keV, est comparable dans le domaine d'énergie des rayons gamma mous à celle de détecteurs à semi-conducteur opérant à température ambiante. Notons par ailleurs que le temps de décroissance de sa fluorescence, $\tau_d = 16$ ns, est bien plus rapide que celui d'autres matériaux de scintillation (e.g., $\tau_d = 300$ ns pour le BGO), ce qui pourrait permettre d'améliorer sensiblement la sélection des événements d'intérêt astrophysique en imposant une coïncidence rapide entre les différents modules de détection.

Les efforts de recherche et développement sur les détecteurs en $LaBr_3$:Ce doivent sans doute porter en priorité sur la localisation en trois dimensions du site d'interaction des photons gamma dans le scintillateur, pour le doter d'une capacité d'imagerie. Pour cela, nous étudions actuellement au CSNSM de nouveaux modules de détection de type gamma-caméra d'Anger constitué d'un cristal de $LaBr_3$:Ce couplé à un tube photomultiplicateur multi-anodes (MAPMT). Outre la localisation du site d'interaction dans le plan X–Y de la photocathode, la distribution spatiale des signaux de scintillation sur les anodes peut fournir une mesure de la profondeur Z de l'interaction dans le cristal. Nous avons obtenu de premiers résultats encourageants à l'aide d'un cristal de $LaBr_3$:Ce de 5×5 cm^2 de surface et 1 cm d'épaisseur (acheté à Saint Gobain Crystals) couplé à un MAPMT 64 voies (Hamamatsu H8500), dont les signaux électroniques sont lus avec la dernière version en date de l'ASIC MAROC (MultiAnode ReadOut Chip), qui a été initialement développé au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (LAL) d'Orsay pour le luminomètre du détecteur ATLAS. Ce dispositif a un seuil de détection d'environ 15 keV[3], une résolution en énergie de 3,5% FWHM à 662 keV et une résolution en position de 4 – 5 mm FWHM dans le plan X–Y pour des photons de 59,5 keV, ce dernier résultat étant encore préliminaire.

La position d'interaction des photons gamma dans le scintillateur est pour l'instant estimée à partir de la méthode dite de la "logique d'Anger", qui est basée sur le simple calcul du barycentre de la distribution spatiale des signaux de scintillation. Mais nous étudions actuellement avec Aleksandar Gostojic, qui commence une thèse de doctorat sur le sujet, l'intérêt d'employer un réseau de neurones artificiels pour modéliser la fonction de réponse du détecteur. Le réseau utilisé est un perceptron multicouche avec rétro propagation des erreurs, tiré de la suite de logiciel JETNET 3.0. Il est entraîné par des simulations numériques de la réponse du détecteur effectuées avec le logiciel GEANT 4. Celles-ci incluent notamment le parcours des photons de scintillation (de longueur d'onde $\lambda \sim 380$ nm) dans le cristal de $LaBr_3$:Ce. Les premiers résultats obtenus montrent que cette méthode pourrait permettre d'améliorer sensiblement la résolution en position de ce type de détecteur gamma (voir Tatischeff *et al.*, 2010b).

Un premier prototype de télescope Compton à échelle très réduite est actuellement réalisé à Orsay, dans le cadre d'un projet de recherche et développement (R&D) soutenu pendant trois trois ans (2012 – 2014) par le Laboratoire d'Excellence (LabEx) "Physique des 2 Infinis et des

[3]Ce seuil de détection est déterminé par l'absorption des photons incidents dans la fenêtre d'entrée du détecteur, qui est constituée d'une plaque d'aluminium de 0,5 mm d'épaisseur. L'observation d'une raie à 5,4 keV produite par la radioactivité interne du ^{138}La montre que le seuil pourrait être diminué avec une fenêtre d'entrée plus mince.

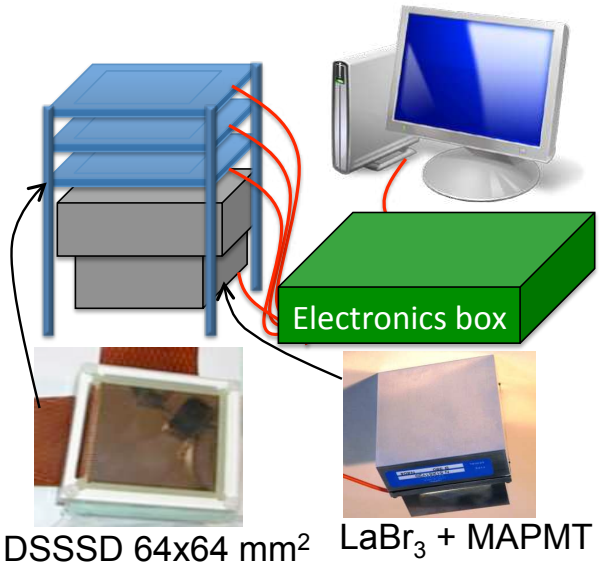

FIG. 5.1 – Schéma de principe du prototype de télescope Compton à rayons gamma développé à Orsay. Cet instrument associera un calorimètre-imageur en $LaBr_3$:Ce à trois couches minces de détecteurs silicium à pistes double-faces.

Origines" (P2IO). Ce petit télescope associera un module en $LaBr_3$:Ce développé au CSNSM à trois couches minces de DSSSD (Fig. 5.1). Le travail de caractérisation de ces derniers détecteurs (modèle BB7 de Micron Semiconductor Ltd) et le développement de l'électronique de lecture associée (autour de l'ASIC VATA de l'entreprise Gamma Medica Inc.) sont effectués à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO). La réalisation du système électronique permettant d'enregistrer et de traiter des événements de coïncidence entre les deux sous-ensembles de détection est prise en charge par le service électronique du CSNSM, en partenariat étroit avec ceux de l'IPNO et du LAL. L'intégration mécanique des différents détecteurs et les premières mesures des performances du télescope seront réalisées en 2014.

Dans un deuxième temps, les équipes de P2IO s'intègreront dans une collaboration plus large comprenant notamment des ingénieurs et chercheurs des laboratoires AstroParticule et Cosmologie (APC) et Astrophysique Interactions Multi-échelles (AIM), et de l'Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP) de Toulouse, visant à réaliser un second télescope de type Compton dédié à une campagne d'observations du ciel sous ballon stratosphérique en 2017. L'objectif scientifique principal de cette mission en vol ballon sera de mesurer la polarisation de l'émission de la nébuleuse et du pulsar du Crabe entre environ 90 et 300 keV. A l'évidence, les travaux menés à Orsay dans le cadre du projet de R&D 2012 – 2014 du LabEx P2IO constitueront une base solide pour la conception de ce second instrument.

Enfin, les résultats obtenus au cours de cette campagne ballon nous permettront de définir au mieux, dans une troisième étape, les technologies à utiliser pour la réalisation d'un nouvel observatoire spatial dans le domaine de l'astronomie gamma des moyennes énergies. La mise sur orbite de ce satellite pourrait intervenir entre 2025 et 2030.

Table des figures

1.1 Représentations schématiques du modèle de boucle magnétique décrivant les phénomènes énergétiques dans les éruptions solaires 13

1.2 Evolutions temporelles des intensités de raies gamma nucléaires détectées avec *INTEGRAL*/SPI pendant l'éruption solaire du 28 octobre 2003 17

1.3 Spectres synthétiques de l'émission de raies de radioactivité d'une éruption solaire 20

1.4 Spectre gamma observé après activation d'un échantillon de la météorite d'Allende avec un faisceau de protons de 15 MeV 21

1.5 Abondances de Li en fonction de la température effective pour des étoiles des amas ouverts des Pléiades et des Hyades 26

1.6 Exemple de deux spectres optiques d'une étoile de type M5 enregistrés au cours d'une même nuit dans le cadre du programme Sloan Digital Sky Survey 29

2.1 Spectre des rayons cosmiques 54

2.2 Schéma explicatif du mécanisme d'accélération diffusive par onde de choc 57

2.3 Profil de densité au voisinage d'une onde de choc illustrant l'effet des particules accélérées sur la structure du choc 60

2.4 Courbes de lumière gamma de l'éruption de la nova RS Ophiuchi en 2006 66

2.5 Courbes de lumière à 0,7, 1,2, 2, 3,5, 6 et 20 cm de la supernova SN 2008D 74

2.6 Flux de rayons gamma de haute énergie émis par la supernova SN 1993J 76

3.1 Spectre synthétique de l'émission diffuse de raies gamma produites par les rayons cosmiques dans les régions internes de notre galaxie 110

3.2 Profils de la raie large à $\sim$450 keV produite au travers de réactions $\alpha+^4$He dans le milieu interstellaire 111

3.3 Représentation schématique des processus de production de raies X par interaction d'un ion rapide avec un atome cible 115

3.4 Spectres d'émission de photons X produits par des rayons cosmiques de basse énergie se propageant dans un milieu de composition solaire 116

3.5 Région de l'amas des Arches vue en rayons X et dans le proche infrarouge 119

4.1 Rapport d'abondances ^{10}B/^{11}B en fonction de ^{9}Be/^{11}B mesurée dans une inclusion réfractaire de la météorite d'Allende. 154

4.2 Masses maximums des réservoirs de matière chondritique contenant des radioactivité éteintes produites par nucléosynthèse non thermique dans le système solaire primitif. 157

4.3 Abondances des radioactivités de courte période ^{26}Al, ^{41}Ca et ^{36}Cl dans le nuage protosolaire 161

4.4 Profils radiaux de la masse volumique du gaz thermique et de la densité d'énergie des protons accélérés dans un rémanent de supernova 166

4.5 Evolution temporelle de la production de ^{10}Be dans un rémanent de supernova . 167

5.1 Schéma de principe du prototype de télescope Compton à rayons gamma développé à Orsay 182

Bibliographie

ABDO, A. A., ACKERMANN, M., AJELLO, M. et al. (FERMI COLLABORATION) (2010). Gamma-Ray Emission Concurrent with the Nova in the Symbiotic Binary V407 Cygni. *Science*, 329: 817–821.

ACKERMANN, M., AJELLO, M., ATWOOD, W. B. et al. (FERMI COLLABORATION) (2012). Fermi-LAT Observations of the Diffuse γ-Ray Emission : Implications for Cosmic Rays and the Interstellar Medium. ApJ, 750:3.

ADAMS, F. C. (2010). The Birth Environment of the Solar System. ARA&A, 48:47–85.

ADRIANI, O., BARBARINO, G. C., BAZILEVSKAYA, G. A. et al. (PAMELA COLLABORATION) (2011). PAMELA Measurements of Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra. *Science*, 332:69–.

ANUPAMA, G. C. (2008). The Recurrent Nova Class of Objects. *In* EVANS, A., BODE, M. F., O'BRIEN, T. J. et DARNLEY, M. J., éditeurs : *RS Ophiuchi (2006) and the Recurrent Nova Phenomenon*, volume 401 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 31.

ARNOULD, M., GORIELY, S. et MEYNET, G. (2006). The production of short-lived radionuclides by new non-rotating and rotating Wolf-Rayet model stars. A&A, 453:653–659.

ARNOULD, M., GORIELY, S. et TAKAHASHI, K. (2007). The r-process of stellar nucleosynthesis : Astrophysics and nuclear physics achievements and mysteries. Phys. Rep., 450:97–213.

ARNOULD, M., PAULUS, G. et MEYNET, G. (1997). Short-lived radionuclide production by non-exploding Wolf-Rayet stars. A&A, 321:452–464.

ASPLUND, M., GREVESSE, N., SAUVAL, A. J. et SCOTT, P. (2009). The Chemical Composition of the Sun. ARA&A, 47:481–522.

ASPLUND, M., LAMBERT, D. L., NISSEN, P. E., PRIMAS, F. et SMITH, V. V. (2006). Lithium Isotopic Abundances in Metal-poor Halo Stars. ApJ, 644:229–259.

AUDARD, M., GÜDEL, M., DRAKE, J. J. et KASHYAP, V. L. (2000). Extreme-Ultraviolet Flare Activity in Late-Type Stars. ApJ, 541:396–409.

AVRETT, E. H. (1981). Reference model atmosphere calculation - The Sunspot sunspot model. *In* CRAM, L. E. et THOMAS, J. H., éditeurs : *The Physics of Sunspots*, pages 235–255.

AXFORD, W. I., LEER, E. et SKADRON, G. (1977). The acceleration of cosmic rays by shock waves. *In International Cosmic Ray Conference*, volume 11 de *International Cosmic Ray Conference*, pages 132–137.

BAADE, W. et ZWICKY, F. (1934). Cosmic Rays from Super-novae. *Proceedings of the National Academy of Science*, 20:259–263.

BARTEL, N., BIETENHOLZ, M. F., RUPEN, M. P. et DWARKADAS, V. V. (2007). SN 1993J VLBI. IV. A Geometric Distance to M81 with the Expanding Shock Front Method. ApJ, 668:924–940.

BELHOUT, A., KIENER, J., COC, A., DUPRAT, J., ENGRAND, C., FITOUSSI, C., GOUNELLE, M., LEFEBVRE-SCHUHL, A., DE SÉRÉVILLE, N., TATISCHEFF, V., THIBAUD, J.-P., CHABOT, M., HAMMACHE, F. et BENHABILES-MEZHOUD, H. (2007). γ-ray production by proton and α-particle induced reactions on C12, O16, Mg24, and Fe. Phys. Rev. C, 76(3):034607.

BELL, A. R. (1978). The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I. MNRAS, 182:147–156.

BELL, A. R. (2004). Turbulent amplification of magnetic field and diffusive shock acceleration of cosmic rays. MNRAS, 353:550–558.

BELL, A. R. et LUCEK, S. G. (2001). Cosmic ray acceleration to very high energy through the non-linear amplification by cosmic rays of the seed magnetic field. MNRAS, 321:433–438.

BENHABILES-MEZHOUD, H., KIENER, J., TATISCHEFF, V. et STRONG, A. W. (2013). De-excitation Nuclear Gamma-Ray Line Emission from Low-energy Cosmic Rays in the Inner Galaxy. ApJ, 763:98.

BENHABILES-MEZHOUD, H., KIENER, J., THIBAUD, J.-P., TATISCHEFF, V., DELONCLE, I., COC, A., DUPRAT, J., HAMADACHE, C., LEFEBVRE-SCHUHL, A., DALOUZY, J.-C., DE GRANCEY, F., DE OLIVEIRA, F., DAYRAS, F., DE SÉRÉVILLE, N., PELLEGRITI, M.-G., LAMIA, L. et OUICHAOUI, S. (2011). Measurements of nuclear γ-ray line emission in interactions of protons and α particles with N, O, Ne, and Si. Phys. Rev. C, 83(2):024603.

BEREZHKO, E. G. et ELLISON, D. C. (1999). A Simple Model of Nonlinear Diffusive Shock Acceleration. ApJ, 526:385–399.

BEREZINSKII, V. S., BULANOV, S. V., DOGIEL, V. A. et PTUSKIN, V. S. (1990). *Astrophysics of cosmic rays*. Elsevier Science Ltd.

BETHE, H. A. et CRITCHFIELD, C. L. (1938). The Formation of Deuterons by Proton Combination. *Physical Review*, 54:248–254 ; 862 :862.

BIETENHOLZ, M. F., BARTEL, N. et RUPEN, M. P. (2003). SN 1993J VLBI. III. The Evolution of the Radio Shell. ApJ, 597:374–398.

BIZZARRO, M., BAKER, J. A. et HAACK, H. (2004). Mg isotope evidence for contemporaneous formation of chondrules and refractory inclusions. Nature, 431:275–278.

BLANDFORD, R. D. et OSTRIKER, J. P. (1978). Particle acceleration by astrophysical shocks. ApJ, 221:L29–L32.

BLASI, P. (2002). A semi-analytical approach to non-linear shock acceleration. *Astroparticle Physics*, 16:429–439.

BLASI, P., GABICI, S. et VANNONI, G. (2005). On the role of injection in kinetic approaches to non-linear particle acceleration at non-relativistic shock waves. MNRAS, 361:907–918.

BLONDIN, J. M., WRIGHT, E. B., BORKOWSKI, K. J. et REYNOLDS, S. P. (1998). Transition to the Radiative Phase in Supernova Remnants. ApJ, 500:342.

BODE, M. F., O'BRIEN, T. J., OSBORNE, J. P. et al. (2006). Swift Observations of the 2006 Outburst of the Recurrent Nova RS Ophiuchi. I. Early X-Ray Emission from the Shocked Ejecta and Red Giant Wind. ApJ, 652:629–635.

BOSS, A. P. et KEISER, S. A. (2012). Supernova-triggered Molecular Cloud Core Collapse and the Rayleigh-Taylor Fingers that Polluted the Solar Nebula. ApJ, 756:L9.

BURBIDGE, E. M., BURBIDGE, G. R., FOWLER, W. A. et HOYLE, F. (1957). Synthesis of the Elements in Stars. *Reviews of Modern Physics*, 29:547–650.

CAMERON, A. G. W. et TRURAN, J. W. (1977). The supernova trigger for formation of the solar system. *Icarus*, 30:447–461.

CANAL, R., ISERN, J. et SANAHUJA, B. (1975). Low-energy nucleosynthesis of lithium, beryllium, and boron. ApJ, 200:646–652.

CAPPA, C., GOSS, W. M. et VAN DER HUCHT, K. A. (2004). A Very Large Array 3.6 Centimeter Continuum Survey of Galactic Wolf-Rayet Stars. AJ, 127:2885–2897.

CAPRIOLI, D. (2012). Cosmic-ray acceleration in supernova remnants : non-linear theory revised. *JCAP*, 7:38.

CAPRIOLI, D., BLASI, P., AMATO, E. et VIETRI, M. (2009). Dynamical feedback of self-generated magnetic fields in cosmic ray modified shocks. MNRAS, 395:895–906.

CASSÉ, M., LEHOUCQ, R. et VANGIONI-FLAM, E. (1995). Production and evolution of light elements in active star-forming regions. Nature, 373:318–319.

CECCARELLI, C., HILY-BLANT, P., MONTMERLE, T., DUBUS, G., GALLANT, Y. et FIASSON, A. (2011). Supernova-enhanced Cosmic-Ray Ionization and Induced Chemistry in a Molecular Cloud of W51C. ApJ, 740:L4.

CHAFA, A., TATISCHEFF, V., AGUER, P., BARHOUMI, S., COC, A., GARRIDO, F., HERNANZ, M., JOSÉ, J., KIENER, J., LEFEBVRE-SCHUHL, A., OUICHAOUI, S., DE SÉRÉVILLE, N. et THIBAUD, J.-P. (2005). Hydrogen Burning of ^{17}O in Classical Novae. *Physical Review Letters*, 95(3):031101.

CHAFA, A., TATISCHEFF, V., AGUER, P., BARHOUMI, S., COC, A., GARRIDO, F., HERNANZ, M., JOSÉ, J., KIENER, J., LEFEBVRE-SCHUHL, A., OUICHAOUI, S., DE SÉRÉVILLE, N. et THIBAUD, J.-P. (2006). Experimental Study of ^{17}O(p,α)^{14}N and ^{17}O(p,γ)^{18}F for Classical Nova Nucleosynthesis. *In* HARISSOPULOS, S. V., DEMETRIOU, P. et JULIN, R., éditeurs : *Frontiers in Nuclear Structure, Astrophysics, and Reactions*, volume 831 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 304–308.

CHAFA, A., TATISCHEFF, V., AGUER, P., BARHOUMI, S., COC, A., GARRIDO, F., HERNANZ, M., JOSÉ, J., KIENER, J., LEFEBVRE-SCHUHL, A., OUICHAOUI, S., DE SÉRÉVILLE, N. et THIBAUD, J.-P. (2007). Experimental determination of the O17(p,α)N14 and O17(p,γ)F18 reaction rates. Phys. Rev. C, 75(3):035810.

CHAUSSIDON, M., ROBERT, F. et MCKEEGAN, K. D. (2006). Li and B isotopic variations in an Allende CAI : Evidence for the in situ decay of short-lived ^{10}Be and for the possible presence of the short-lived nuclide ^{7}Be in the early solar system. Geochim. Cosmochim. Acta, 70:224–245.

CHEVALIER, R. A. (1982a). Self-similar solutions for the interaction of stellar ejecta with an external medium. ApJ, 258:790–797.

CHEVALIER, R. A. (1982b). The radio and X-ray emission from type II supernovae. ApJ, 259: 302–310.

CHEVALIER, R. A. (1983). Blast waves with cosmic-ray pressure. ApJ, 272:765–772.

CHEVALIER, R. A. (1998). Synchrotron Self-Absorption in Radio Supernovae. ApJ, 499:810.

CHEVALIER, R. A. et FRANSSON, C. (2006). Circumstellar Emission from Type Ib and Ic Supernovae. ApJ, 651:381–391.

CLARKSON, W. I., GHEZ, A. M., MORRIS, M. R., LU, J. R., STOLTE, A., MCCRADY, N., DO, T. et YELDA, S. (2012). Proper Motions of the Arches Cluster with Keck Laser Guide Star Adaptive Optics : The First Kinematic Mass Measurement of the Arches. ApJ, 751:132.

CLAYTON, D. (2003). *Handbook of Isotopes in the Cosmos*. Cambridge University Press.

D'ANTONA, F. et MAZZITELLI, I. (1994). New pre-main-sequence tracks for M less than or equal to 2.5 solar mass as tests of opacities and convection model. ApJS, 90:467–500.

DAS, R., BANERJEE, D. P. K. et ASHOK, N. M. (2006). A Near-Infrared Shock Wave in the 2006 Outburst of Recurrent Nova RS Ophiuchi. ApJ, 653:L141–L144.

DAUPHAS, N. et CHAUSSIDON, M. (2011). A Perspective from Extinct Radionuclides on a Young Stellar Object : The Sun and Its Accretion Disk. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 39:351–386.

DE WIT, W. J., TESTI, L., PALLA, F. et ZINNECKER, H. (2005). The origin of massive O-type field stars : II. Field O stars as runaways. A&A, 437:247–255.

DERMER, C. D. (1986). Secondary production of neutral pi-mesons and the diffuse galactic gamma radiation. A&A, 157:223–229.

DESCH, S. J., CONNOLLY, Jr., H. C. et SRINIVASAN, G. (2004). An Interstellar Origin for the Beryllium 10 in Calcium-rich, Aluminum-rich Inclusions. ApJ, 602:528–542.

DIEHL, R., HALLOIN, H., KRETSCHMER, K., LICHTI, G. G., SCHÖNFELDER, V., STRONG, A. W., VON KIENLIN, A., WANG, W., JEAN, P., KNÖDLSEDER, J., ROQUES, J.-P., WEIDENSPOINTNER, G., SCHANNE, S., HARTMANN, D. H., WINKLER, C. et WUNDERER, C. (2006). Radioactive ^{26}Al from massive stars in the Galaxy. Nature, 439:45–47.

DILDAY, B., HOWELL, D. A., CENKO, S. B. et al. (2012). PTF 11kx : A Type Ia Supernova with a Symbiotic Nova Progenitor. *Science*, 337:942–.

DONG, H., WANG, Q. D., COTERA, A., STOLOVY, S., MORRIS, M. R., MAUERHAN, J., MILLS, E. A., SCHNEIDER, G., CALZETTI, D. et LANG, C. (2011). Hubble Space Telescope Paschen α survey of the Galactic Centre : data reduction and products. MNRAS, 417:114–135.

DRURY, L. O., MARKIEWICZ, W. J. et VOELK, H. J. (1989). Simplified models for the evolution of supernova remnants including particle acceleration. A&A, 225:179–191.

DUFFY, P., BALL, L. et KIRK, J. G. (1995). A Model for the Radio Emission from SNR 1987A. ApJ, 447:364.

DUPRAT, D. (2010). Micrométéorites polaires et système solaire primitif. *Thèse d'habilitation à diriger des recherches, Université Paris Sud*, (unpublished).

DUPRAT, J. et TATISCHEFF, V. (2007). Energetic Constraints on In Situ Production of Short-Lived Radionuclei in the Early Solar System. ApJ, 671:L69–L72.

DUPRAT, J. et TATISCHEFF, V. (2008). On non-thermal nucleosynthesis of Short-Lived Radionuclei in the early solar system. *New Astronomy Reviews*, 52:463–466.

EDDINGTON, A. S. (1920). The Internal Constitution of the Stars. *Rept. Brit. Assoc. Adv. Sci.*, (Cardiff):34.

ELLISON, D. C. et EICHLER, D. (1984). Monte Carlo shock-like solutions to the Boltzmann equation with collective scattering. ApJ, 286:691–701.

FEIGELSON, E. D., GARMIRE, G. P. et PRAVDO, S. H. (2002). Magnetic Flaring in the Pre-Main-Sequence Sun and Implications for the Early Solar System. ApJ, 572:335–349.

FERMI, E. (1949). On the Origin of the Cosmic Radiation. *Physical Review*, 75:1169–1174.

FIGER, D. F., NAJARRO, F., GILMORE, D., MORRIS, M., KIM, S. S., SERABYN, E., MCLEAN, I. S., GILBERT, A. M., GRAHAM, J. R., LARKIN, J. E., LEVENSON, N. A. et TEPLITZ, H. I. (2002). Massive Stars in the Arches Cluster. ApJ, 581:258–275.

FISCHER, T., WHITEHOUSE, S. C., MEZZACAPPA, A., THIELEMANN, F.-K. et LIEBENDÖRFER, M. (2010). Protoneutron star evolution and the neutrino-driven wind in general relativistic neutrino radiation hydrodynamics simulations. A&A, 517:A80.

FITOUSSI, C., DUPRAT, J., TATISCHEFF, V., KIENER, J., NAULIN, F., RAISBECK, G., ASSUNÇÃO, M., BOURGEOIS, C., CHABOT, M., COC, A., ENGRAND, C., GOUNELLE, M., HAMMACHE, F., LEFEBVRE, A., PORQUET, M.-G., SCARPACI, J.-A., DE SÉRÉVILLE, N., THIBAUD, J.-P. et YIOU, F. (2008). Measurement of the ^{24}Mg(^{3}He,p)^{26}Al cross section : Implication for Al26 production in the early solar system. Phys. Rev. C, 78(4):044613.

FRANSSON, C., LUNDQVIST, P. et CHEVALIER, R. A. (1996). Circumstellar Interaction in SN 1993J. ApJ, 461:993.

FUKUOKA, R., KOYAMA, K., RYU, S. G. et TSURU, T. G. (2009). Suzaku Observation Adjacent to the South End of the Radio Arc. PASJ, 61:593–.

GAMOW, G. (1928). Zur Quantentheorie des Atomkernes. *Zeitschrift fur Physik*, 51:204–212.

GARCIA, J. D., FORTNER, R. J. et KAVANAGH, T. M. (1973). Inner-Shell Vacancy Production in Ion-Atom Collisions. *Reviews of Modern Physics*, 45:111–177.

GEISS, J. et GLOECKLER, G. (1998). Abundances of Deuterium and Helium-3 in the Protosolar Cloud. Space Sci. Rev., 84:239–250.

GIARDINO, G., FAVATA, F., PILLITTERI, I., FLACCOMIO, E., MICELA, G. et SCIORTINO, S. (2007). Results from Droxo. I. The variability of fluorescent Fe 6.4 keV emission in the young star Elias 29. High-energy electrons in the star's accretion tubes ? A&A, 475:891–900.

GILMOUR, J. D. et MIDDLETON, C. A. (2009). Anthropic selection of a Solar System with a high ^{26}Al/^{27}Al ratio : Implications and a possible mechanism. *Icarus*, 201:821–823.

GIULIANI, A., CARDILLO, M., TAVANI, M. et al. (2011). Neutral Pion Emission from Accelerated Protons in the Supernova Remnant W44. ApJ, 742:L30.

GOULD, R. J. et SCHRÉDER, G. P. (1967). Pair Production in Photon-Photon Collisions. *Physical Review*, 155:1404–1407.

GOUNELLE, M. (2009). *Les météorites*. Presses Universitaires de France.

GOUNELLE, M., MEIBOM, A., HENNEBELLE, P. et INUTSUKA, S.-i. (2009). Supernova Propagation and Cloud Enrichment : A New Model for the Origin of ^{60}Fe in the Early Solar System. ApJ, 694:L1–L5.

GOUNELLE, M. et MEYNET, G. (2012). Solar system genealogy revealed by extinct short-lived radionuclides in meteorites. A&A, 545:A4.

GVARAMADZE, V. V. et BOMANS, D. J. (2008). Search for OB stars running away from young star clusters. I. NGC 6611. A&A, 490:1071–1077.

HANNAH, I. G., HUDSON, H. S., HURFORD, G. J. et LIN, R. P. (2010). Constraining the Hard X-ray Properties of the Quiet Sun with New RHESSI Observations. ApJ, 724:487–492.

HARRIS, M. J., TATISCHEFF, V., KIENER, J., GROS, M. et WEIDENSPOINTNER, G. (2007). High resolution γ-ray spectroscopy of flares on the east and west limbs of the Sun. A&A, 461:723–729.

HARRISON, F. A., BOGGS, S., CHRISTENSEN, F. et al. (2010). The Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR). *In Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7732 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*.

HARRISON, T. E. (1992). A near-infrared survey of old novae. I - The discovery of a candidate recurrent nova. MNRAS, 259:17P–22P.

HEBER, V. S., WIELER, R., BAUR, H., OLINGER, C., FRIEDMANN, T. A. et BURNETT, D. S. (2009). Noble gas composition of the solar wind as collected by the Genesis mission. Geochim. Cosmochim. Acta, 73:7414–7432.

HEINZ, S. et SUNYAEV, R. (2002). Cosmic rays from microquasars : A narrow component to the CR spectrum ? A&A, 390:751–766.

HEITSCH, F., HARTMANN, L. W. et BURKERT, A. (2008). Fragmentation of Shocked Flows : Gravity, Turbulence, and Cooling. ApJ, 683:786–795.

HELDER, E. A., VINK, J., BASSA, C. G., BAMBA, A., BLEEKER, J. A. M., FUNK, S., GHAVAMIAN, P., VAN DER HEYDEN, K. J., VERBUNT, F. et YAMAZAKI, R. (2009). Measuring the Cosmic-Ray Acceleration Efficiency of a Supernova Remnant. *Science*, 325:719–.

HELDER, E. A., VINK, J., BYKOV, A. M., OHIRA, Y., RAYMOND, J. C. et TERRIER, R. (2012). Observational Signatures of Particle Acceleration in Supernova Remnants. Space Sci. Rev., page 72.

HENLEY, D. B. et SHELTON, R. L. (2010). An XMM-Newton Survey of the Soft X-ray Background. I. The O VII and O VIII Lines Between l = 120° and l = 240°. ApJS, 187:388–408.

HERBST, W. et MUNDT, R. (2005). Rotational Evolution of Solar-like Stars in Clusters from Pre-Main Sequence to Main Sequence : Empirical Results. ApJ, 633:967–985.

HERNANZ, M. et JOSÉ, J. (2008). The recurrent nova RS Oph : A possible scenario for type Ia supernovae. *New Astronomy Reviews*, 52:386–389.

HERNANZ, M. et TATISCHEFF, V. (2012). High Energy Emission of Symbiotic Recurrent Novae : RS Oph and V407 Cyg. *Baltic Astronomy*, 21:62–67.

HILTON, E. J., WEST, A. A., HAWLEY, S. L. et KOWALSKI, A. F. (2010). M Dwarf Flares from Time-resolved Sloan Digital Sky Survey Spectra. AJ, 140:1402–1413.

HOARD, D. W., WACHTER, S., CLARK, L. L. et BOWERS, T. P. (2002). Infrared Properties of Cataclysmic Variables in the 2 Micron All-Sky Survey Second Incremental Data Release. ApJ, 565:511–538.

HUA, X.-M., KOZLOVSKY, B., LINGENFELTER, R. E., RAMATY, R. et STUPP, A. (2002). Angular and Energy-dependent Neutron Emission from Solar Flare Magnetic Loops. ApJS, 140:563–579.

HUA, X.-M. et LINGENFELTER, R. E. (1987). A determination of the (He-3)/H ratio in the solar photosphere from flare gamma-ray line observations. ApJ, 319:555–566.

HUA, X.-M., RAMATY, R. et LINGENFELTER, R. E. (1989). Deexcitation gamma-ray line emission from solar flare magnetic loops. ApJ, 341:516–532.

HÜDEPOHL, L., MÜLLER, B., JANKA, H.-T., MAREK, A. et RAFFELT, G. G. (2010). Neutrino Signal of Electron-Capture Supernovae from Core Collapse to Cooling. *Physical Review Letters*, 104(25):251101.

HURFORD, G. J., KRUCKER, S., LIN, R. P., SCHWARTZ, R. A., SHARE, G. H. et SMITH, D. M. (2006). Gamma-Ray Imaging of the 2003 October/November Solar Flares. ApJ, 644:L93–L96.

INDRIOLO, N. et MCCALL, B. J. (2012). Investigating the Cosmic-Ray Ionization Rate in the Galactic Diffuse Interstellar Medium through Observations of $H^{+}{}_{3}$. ApJ, 745:91.

JACOBSEN, B., MATZEL, J., HUTCHEON, I. D., KROT, A. N., YIN, Q.-Z., NAGASHIMA, K., RAMON, E. C., WEBER, P. K., ISHII, H. A. et CIESLA, F. J. (2011). Formation of the Short-lived Radionuclide ^{36}Cl in the Protoplanetary Disk During Late-stage Irradiation of a Volatile-rich Reservoir. ApJ, 731:L28.

JONES, B. F., FISCHER, D. et SODERBLOM, D. R. (1999). The Evolution of the Lithium Abundances of Solar-Type Stars. VIII. M67 (NGC 2682). AJ, 117:330–338.

JONES, F. C. et ELLISON, D. C. (1991). The plasma physics of shock acceleration. Space Sci. Rev., 58:259–346.

JONES, F. C., LUKASIAK, A., PTUSKIN, V. et WEBBER, W. (2001). The Modified Weighted Slab Technique : Models and Results. ApJ, 547:264–271.

KAASTRA, J. S. et MEWE, R. (1993). X-ray emission from thin plasmas. I - Multiple Auger ionisation and fluorescence processes for Be to Zn. A&AS, 97:443–482.

KANTHARIA, N. G., ANUPAMA, G. C., PRABHU, T. P., RAMYA, S., BODE, M. F., EYRES, S. P. S. et O'BRIEN, T. J. (2007). Giant Metrewave Radio Telescope Observations of the 2006 Outburst of the Nova RS Ophiuchi : First Detection of Emission at Radio Frequencies <1.4 GHz. ApJ, 667:L171–L174.

KASTNER, J. H. et MYERS, P. C. (1994). An observational estimate of the probability of encounters between mass-losing evolved stars and molecular clouds. ApJ, 421:605–615.

KIENER, J. (2008). Nuclear Gamma-Ray Line Emission in Solar Flares. *Thèse d'habilitation à diriger des recherches, Université Paris Sud*, (unpublished).

KIENER, J., BERHEIDE, M., ACHOURI, N. L., BOUGHRARA, A., COC, A., LEFEBVRE, A., DE OLIVEIRA SANTOS, F. et VIEU, C. (1998). γ-ray production by inelastic proton scattering on ^{16}O and ^{12}C. Phys. Rev. C, 58:2174–2179.

KIENER, J., GROS, M., TATISCHEFF, V. et WEIDENSPOINTNER, G. (2006). Properties of the energetic particle distributions during the October 28, 2003 solar flare from INTEGRAL/SPI observations. A&A, 445:725–733.

KING, J. R., SCHULER, S. C., HOBBS, L. M. et PINSONNEAULT, M. H. (2010). Li I and K I Scatter in Cool Pleiades Dwarfs. ApJ, 710:1610–1618.

KOUTROUMPA, D. (2012). Update on modeling and data analysis of heliospheric solar wind charge exchange X-ray emission. *Astronomische Nachrichten*, 333:341.

KOUTROUMPA, D., ACERO, F., LALLEMENT, R., BALLET, J. et KHARCHENKO, V. (2007). OVII and OVIII line emission in the diffuse soft X-ray background : heliospheric and galactic contributions. A&A, 475:901–914.

KOZLOVSKY, B., MURPHY, R. J. et RAMATY, R. (2002). Nuclear Deexcitation Gamma-Ray Lines from Accelerated Particle Interactions. ApJS, 141:523–541.

KRYMSKII, G. F. (1977). A regular mechanism for the acceleration of charged particles on the front of a shock wave. *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 234:1306–1308.

LACKI, B. C. (2012). Starbursts and High-Redshift Galaxies are Radioactive : High Abundances of ^{26}Al and Other Short Lived Radionuclides. *ArXiv e-prints*.

LADA, C. J. et LADA, E. A. (2003). Embedded Clusters in Molecular Clouds. ARA&A, 41:57–115.

LAGAGE, P. O. et CESARSKY, C. J. (1983a). Cosmic-ray shock acceleration in the presence of self-excited waves. A&A, 118:223–228.

LAGAGE, P. O. et CESARSKY, C. J. (1983b). The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks. A&A, 125:249–257.

LEBRUN, F., AHARONIAN, F., BECKMANN, V. et al. (2010). Compton Large Area Silicon Timing Tracker for Cosmic Vision M3. *In Eighth Integral Workshop. The Restless Gamma-ray Universe (INTEGRAL 2010)*.

LEE, H.-T. et CHEN, W. P. (2009). Triggered Star Formation on the Border of the Orion-Eridanus Superbubble. ApJ, 694:1423–1434.

LEE, T., SHU, F. H., SHANG, H., GLASSGOLD, A. E. et REHM, K. E. (1998). Protostellar Cosmic Rays and Extinct Radioactivities in Meteorites. ApJ, 506:898–912.

LEQUEUX, J. (2002). *Le milieu interstellaire*. EDP Sciences.

LEVINSON, A. (1996). On the injection of electrons in oblique shocks. MNRAS, 278:1018–1024.

LI, H. et CHEN, Y. (2012). γ-rays from molecular clouds illuminated by accumulated diffusive protons - II. Interacting supernova remnants. MNRAS, 421:935–942.

LIEN, A., CHAKRABORTY, N., FIELDS, B. D. et KEMBALL, A. (2011). Radio Supernovae in the Great Survey Era. ApJ, 740:23.

LIN, R. P., DENNIS, B. R., HURFORD, G. J. et al. (2002). The Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI). Sol. Phys., 210:3–32.

LINGENFELTER, R. E. et RAMATY, R. (1977). Gamma-ray lines from interstellar grains. ApJ, 211:L19–L22.

LODDERS, K. (2003). Solar System Abundances and Condensation Temperatures of the Elements. ApJ, 591:1220–1247.

LÜ, G., YUNGELSON, L. et HAN, Z. (2006). Population synthesis for symbiotic stars with white dwarf accretors. MNRAS, 372:1389–1406.

LUGARO, M., DOHERTY, C. L., KARAKAS, A. I., MADDISON, S. T., LIFFMAN, K., GARCÍA-HERNÁNDEZ, D. A., SIESS, L. et LATTANZIO, J. C. (2012). Short-lived radioactivity in the early solar system : The Super-AGB star hypothesis. *Meteoritics and Planetary Science*, page 207.

MAEHARA, H., SHIBAYAMA, T., NOTSU, S., NOTSU, Y., NAGAO, T., KUSABA, S., HONDA, S., NOGAMI, D. et SHIBATA, K. (2012). Superflares on solar-type stars. Nature, 485:478–481.

MAHAFFY, P. R., DONAHUE, T. M., ATREYA, S. K., OWEN, T. C. et NIEMANN, H. B. (1998). Galileo Probe Measurements of D/H and 3He/4He in Jupiter's Atmosphere. Space Sci. Rev., 84:251–263.

MANNHEIM, K. et SCHLICKEISER, R. (1994). Interactions of cosmic ray nuclei. A&A, 286:983–996.

MARTÍ-VIDAL, I., MARCAIDE, J. M., ALBERDI, A., GUIRADO, J. C., PÉREZ-TORRES, M. A. et ROS, E. (2011). Radio emission of SN1993J : the complete picture. I. Re-analysis of all the available VLBI data. A&A, 526:A142.

MARTIN, P. et DUBUS, G. (2012). Particle acceleration and non-thermal emission during the V407 Cygni nova outburst. *ArXiv e-prints*.

MATHIS, J. S., RUMPL, W. et NORDSIECK, K. H. (1977). The size distribution of interstellar grains. ApJ, 217:425–433.

MEYER, B. S. et CLAYTON, D. D. (2000). Short-Lived Radioactivities and the Birth of the sun. Space Sci. Rev., 92:133–152.

MEYNET, G. et MAEDER, A. (2003). Stellar evolution with rotation. X. Wolf-Rayet star populations at solar metallicity. A&A, 404:975–990.

MICHEL, R., BODEMANN, R., BUSEMANN, H., DAUNKE, R., GLORIS, M., LANGE, H.-J., KLUG, B., KRINS, A., LEYA, I., LÜPKE, M., NEUMANN, S., REINHARDT, H., SCHNATZ-BÜTTGEN, M., HERPERS, U., SCHIEKEL, T., SUDBROCK, F., HOLMQVIST, B., CONDÉ, H., MALMBORG, P., SUTER, M., DITTRICH-HANNEN, B., KUBIK, P.-W., SYNAL, H.-A. et FILGES, D. (1997). Cross sections for the production of residual nuclides by low- and medium-energy protons from the target elements C, N, O, Mg, Al, Si, Ca, Ti, V, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Sr, Y, Zr, Nb, Ba and Au. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 129:153–193.

MONTES, D. et RAMSEY, L. W. (1998). Li I enhancement during a long-duration stellar flare. A&A, 340:L5–L9.

MORLINO, G. (2009). Cosmic-Ray Electron Injection from the Ionization of Nuclei. *Physical Review Letters*, 103(12):121102.

MÜLLER, B., JANKA, H.-T. et DIMMELMEIER, H. (2010). A New Multi-dimensional General Relativistic Neutrino Hydrodynamic Code for Core-collapse Supernovae. I. Method and Code Tests in Spherical Symmetry. ApJS, 189:104–133.

MUNARI, U., JOSHI, V. H., ASHOK, N. M., BANERJEE, D. P. K., VALISA, P., MILANI, A., SIVIERO, A., DALLAPORTA, S. et CASTELLANI, F. (2011). The 2010 nova outburst of the symbiotic Mira V407 Cyg. MNRAS, 410:L52–L56.

MURPHY, R. J., KOZLOVSKY, B., KIENER, J. et SHARE, G. H. (2009). Nuclear Gamma-Ray De-Excitation Lines and Continuum from Accelerated-Particle Interactions in Solar Flares. ApJS, 183:142–155.

MURPHY, R. J., KOZLOVSKY, B. et SHARE, G. H. (2012). The Production of Low-energy Neutrons in Solar Flares and the Importance of Their Detection in the Inner Heliosphere. ApJS, 202:3.

MURPHY, R. J., KOZLOVSKY, B., SHARE, G. H., HUA, X.-M. et LINGENFELTER, R. E. (2007). Using Gamma-Ray and Neutron Emission to Determine Solar Flare Accelerated Particle Spectra and Composition and the Conditions within the Flare Magnetic Loop. ApJS, 168:167–194.

MURPHY, R. J., SHARE, G. H., HUA, X.-M., LIN, R. P., SMITH, D. M. et SCHWARTZ, R. A. (2003). Physical Implications of RHESSI Neutron-Capture Line Measurements. ApJ, 595:L93–L96.

NOBUKAWA, M., KOYAMA, K., TSURU, T. G., RYU, S. G. et TATISCHEFF, V. (2010). Discovery of K-Shell Emission Lines of Neutral Atoms in the Galactic Center Region. PASJ, 62:423–.

OPPENHEIMER, B. R., BASRI, G., NAKAJIMA, T. et KULKARNI, S. R. (1997). Lithuim in Very Low-Mass Stars in the Pleiades. AJ, 113:296–305.

PALACIOS, A., MEYNET, G., VUISSOZ, C., KNÖDLSEDER, J., SCHAERER, D., CERVIÑO, M. et MOWLAVI, N. (2005). New estimates of the contribution of Wolf-Rayet stellar winds to the Galactic ^{26}Al. A&A, 429:613–624.

PARIZOT, E. (2004). Accélération des particules : les mécanismes de Fermi. *In* PARIZOT, E., MARCOWITH, A., TATISCHEFF, V., PELLETIER, G. et SALATI, P., éditeurs : *Physique et Astrophysique du Rayonnement Cosmique, Ecole thematique du CNRS, Goutelas (Loire), Proceedings of the conference held 2 - 6 juin 2003*, pages 87–143.

PARIZOT, E. et DRURY, L. (1999). Spallative nucleosynthesis in supernova remnants. II. Time-dependent numerical results. A&A, 346:686–698.

PARIZOT, E., MARCOWITH, A., BALLET, J. et GALLANT, Y. A. (2006). Observational constraints on energetic particle diffusion in young supernovae remnants : amplified magnetic field and maximum energy. A&A, 453:387–395.

PARIZOT, E., MARCOWITH, A., VAN DER SWALUW, E., BYKOV, A. M. et TATISCHEFF, V. (2004). Superbubbles and energetic particles in the Galaxy. I. Collective effects of particle acceleration. A&A, 424:747–760.

PAVLENKO, Y. V., REBOLO, R., MARTIN, E. L. et GARCIA LOPEZ, R. J. (1995). Formation of lithium lines in very cool dwarfs. A&A, 303:807.

PERES, G., ORLANDO, S., REALE, F., ROSNER, R. et HUDSON, H. (2000). The Sun as an X-Ray Star. II. Using theYohkoh/Soft X-Ray Telescope-derived Solar Emission Measure versus Temperature to Interpret Stellar X-Ray Observations. ApJ, 528:537–551.

PIZZOLATO, N., MAGGIO, A., MICELA, G., SCIORTINO, S. et VENTURA, P. (2003). The stellar activity-rotation relationship revisited : Dependence of saturated and non-saturated X-ray emission regimes on stellar mass for late-type dwarfs. A&A, 397:147–157.

POHL, M., YAN, H. et LAZARIAN, A. (2005). Magnetically Limited X-Ray Filaments in Young Supernova Remnants. ApJ, 626:L101–L104.

PONTI, G., TERRIER, R., GOLDWURM, A., BELANGER, G. et TRAP, G. (2010). Discovery of a Superluminal Fe K Echo at the Galactic Center : The Glorious Past of Sgr A* Preserved by Molecular Clouds. ApJ, 714:732–747.

PRANTZOS, N. (2006). The energetics, evolution, and stellar depletion of ^{6}Li in the early Galaxy. A&A, 448:665–675.

PRANTZOS, N. (2008). An Introduction to Galactic Chemical Evolution. *In* CHARBONNEL, C. et ZAHN, J.-P., éditeurs : *EAS Publications Series*, volume 32 de *EAS Publications Series*, pages 311–356.

PTUSKIN, V., ZIRAKASHVILI, V. et SEO, E.-S. (2010). Spectrum of Galactic Cosmic Rays Accelerated in Supernova Remnants. ApJ, 718:31–36.

RAGA, A. C., NORIEGA-CRESPO, A., CANTÓ, J., STEFFEN, W., VAN BUREN, D., MELLEMA, G. et LUNDQVIST, P. (1997). The Bow Shock and H II Regions around a Runaway O Star. *RevMexAA*, 33:73–81.

RAMATY, R., KOZLOVSKY, B. et LINGENFELTER, R. E. (1979). Nuclear gamma-rays from energetic particle interactions. ApJS, 40:487–526.

RAMATY, R., KOZLOVSKY, B. et LINGENFELTER, R. E. (1996a). Light Isotopes, Extinct Radioisotopes, and Gamma-Ray Lines from Low-Energy Cosmic-Ray Interactions. ApJ, 456:525.

RAMATY, R., KOZLOVSKY, B., LINGENFELTER, R. E. et REEVES, H. (1997). Light Elements and Cosmic Rays in the Early Galaxy. ApJ, 488:730.

RAMATY, R., MANDZHAVIDZE, N. et KOZLOVSKY, B. (1996b). Solar atmospheric abundances from gamma ray spectroscopy. *In* RAMATY, R., MANDZHAVIDZE, N. et HUA, X.-M., éditeurs : *American Institute of Physics Conference Series*, volume 374 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 172–183.

RAMATY, R., TATISCHEFF, V., THIBAUD, J. P., KOZLOVSKY, B. et MANDZHAVIDZE, N. (2000). ^{6}Li from Solar Flares. ApJ, 534:L207–L210.

REAMES, D. V. (1999). Particle acceleration at the Sun and in the heliosphere. Space Sci. Rev., 90:413–491.

RENAUD, M., VINK, J., DECOURCHELLE, A., LEBRUN, F., DEN HARTOG, P. R., TERRIER, R., COUVREUR, C., KNÖDLSEDER, J., MARTIN, P., PRANTZOS, N., BYKOV, A. M. et BLOEMEN, H. (2006). The Signature of ^{44}Ti in Cassiopeia A Revealed by IBIS/ISGRI on INTEGRAL. ApJ, 647:L41–L44.

REYNOLDS, J. H. (1960). Isotopic Composition of Primordial Xenon. *Physical Review Letters*, 4:351–354.

REYNOLDS, S. P. (1998). Models of Synchrotron X-Rays from Shell Supernova Remnants. ApJ, 493:375.

RICHARD, O., MICHAUD, G. et RICHER, J. (2002). Models of Metal-poor Stars with Gravitational Settling and Radiative Accelerations. III. Metallicity Dependence. ApJ, 580:1100–1117.

ROBERTSON, D., GÖRRES, J., COLLON, P., WIESCHER, M. et BECKER, H.-W. (2012). New measurement of the astrophysically important ^{40}Ca(α,γ)^{44}Ti reaction. Phys. Rev. C, 85(4):045810.

ROCKEFELLER, G., FRYER, C. L., MELIA, F. et WANG, Q. D. (2005). Diffuse X-Rays from the Arches and Quintuplet Clusters. ApJ, 623:171–180.

RUPEN, M. P., MIODUSZEWSKI, A. J. et SOKOLOSKI, J. L. (2008). An Expanding Shell and Synchrotron Jet in RS Ophiuchi. ApJ, 688:559–567.

SAVAGE, B. D. et SEMBACH, K. R. (1996). Interstellar Abundances from Absorption-Line Observations with the Hubble Space Telescope. ARA&A, 34:279–330.

SCHAEFER, B. E. (2010). Comprehensive Photometric Histories of All Known Galactic Recurrent Novae. ApJS, 187:275–373.

SCHAEFER, B. E., KING, J. R. et DELIYANNIS, C. P. (2000). Superflares on Ordinary Solar-Type Stars. ApJ, 529:1026–1030.

SCHERER, K., FICHTNER, H., FERREIRA, S. E. S., BÜSCHING, I. et POTGIETER, M. S. (2008). Are Anomalous Cosmic Rays the Main Contribution to the Low-Energy Galactic Cosmic Ray Spectrum ? ApJ, 680:L105–L108.

SCHERER, K., FICHTNER, H., STRAUSS, R. D., FERREIRA, S. E. S., POTGIETER, M. S. et FAHR, H.-J. (2011). On Cosmic Ray Modulation beyond the Heliopause : Where is the Modulation Boundary ? ApJ, 735:128.

SERABYN, E. et GUESTEN, R. (1987). A molecular counterpart to the galactic center arc. A&A, 184:133–143.

SHARE, G. H., MURPHY, R. J., SMITH, D. M., SCHWARTZ, R. A. et LIN, R. P. (2004). RHESSI e^+-e^- Annihilation Radiation Observations : Implications for Conditions in the Flaring Solar Chromosphere. ApJ, 615:L169–L172.

SHEA, M. A. et SMART, D. F. (2006). Compendium of the eight articles on the Carrington Event attributed to or written by Elias Loomis in the American Journal of Science, 1859 1861. *Advances in Space Research*, 38:313–385.

SHU, F. H., SHANG, H. et LEE, T. (1996). Toward an Astrophysical Theory of Chondrites. *Science*, 271:1545–1552.

SILBERBERG, R., TSAO, C. H. et BARGHOUTY, A. F. (1998). Updated Partial Cross Sections of Proton-Nucleus Reactions. ApJ, 501:911.

SKUMANICH, A. (1972). Time Scales for CA II Emission Decay, Rotational Braking, and Lithium Depletion. ApJ, 171:565.

SMARTT, S. J., ELDRIDGE, J. J., CROCKETT, R. M. et MAUND, J. R. (2009). The death of massive stars - I. Observational constraints on the progenitors of Type II-P supernovae. MNRAS, 395:1409–1437.

SMITH, D. M., KRUCKER, S., HUDSON, H. S., HURFORD, G. J., WHITE, S. M., MEWALDT, R. A., STERN, D., GREFENSTETTE, B. W. et HARRISON, F. A. (2011). Solar Hard X-ray Observations with NuSTAR. *In AAS/Solar Physics Division Abstracts #42*, page 1501.

SMITH, V. V., LAMBERT, D. L. et NISSEN, P. E. (1993). The 6Li/7Li ratio in the metal-poor halo dwarfs HD 19445 and HD 84937. ApJ, 408:262–276.

SODERBERG, A. M., BERGER, E., PAGE, K. L. et al. (2008). An extremely luminous X-ray outburst at the birth of a supernova. Nature, 453:469–474.

SODERBLOM, D. R., JONES, B. F., BALACHANDRAN, S., STAUFFER, J. R., DUNCAN, D. K., FEDELE, S. B. et HUDON, J. D. (1993). The evolution of the lithium abundances of solar-type stars. III - The Pleiades. AJ, 106:1059–1079.

SOKOLOSKI, J. L., LUNA, G. J. M., MUKAI, K. et KENYON, S. J. (2006). An X-ray-emitting blast wave from the recurrent nova RS Ophiuchi. Nature, 442:276–278.

SPITE, F. et SPITE, M. (1982). Abundance of lithium in unevolved halo stars and old disk stars - Interpretation and consequences. A&A, 115:357–366.

SPITZER, L. (1978). *Physical processes in the interstellar medium*. John Wiley & Sons Inc.

STEFFEN, M., CAYREL, R., CAFFAU, E., BONIFACIO, P., LUDWIG, H.-G. et SPITE, M. (2012). ^{6}Li detection in metal-poor stars : can 3D model atmospheres solve the second lithium problem ? *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, 22:152.

STRONG, A. W. (2011). Interstellar Gamma Rays and Cosmic Rays :. New Insights from Fermi-Lat and Integral. *In* GIANI, S., LEROY, C. et RANCOITA, P. G., éditeurs : *Cosmic Rays for Particle and Astroparticle Physics*, pages 473–481.

STRONG, A. W., PORTER, T. A., DIGEL, S. W., JÓHANNESSON, G., MARTIN, P., MOSKALENKO, I. V., MURPHY, E. J. et ORLANDO, E. (2010). Global Cosmic-ray-related Luminosity and Energy Budget of the Milky Way. ApJ, 722:L58–L63.

TAKAHASHI, T., MITSUDA, K., KELLEY, R. et al. (2010). The ASTRO-H Mission. *In Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7732 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*.

TANG, H. et DAUPHAS, N. (2012). Low Abundance and Homogeneous Distribution of ˆ6ˆ0Fe in the Early Solar System. *In Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, volume 43 de *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, page 1703.

TATISCHEFF, V. (2003). X- and Gamma-Ray Line Emission Processes. *In* MOTCH, C. et HAMEURY, J.-M., éditeurs : *EAS Publications Series*, volume 7 de *EAS Publications Series*, pages 79–124.

TATISCHEFF, V. (2007). Cosmic-ray acceleration in supernova remnants. *In Supernovae : lights in the darkness*, pages 1–16.

TATISCHEFF, V. (2008). High-energy gamma-ray emission from recurrent novae. *In 37th COSPAR Scientific Assembly*, volume 37 de *COSPAR Meeting*, page 3153.

TATISCHEFF, V. (2009). Radio emission and nonlinear diffusive shock acceleration of cosmic rays in the supernova SN 1993J. A&A, 499:191–213.

TATISCHEFF, V. (2012). Tracing low-energy cosmic-rays by charge exchange X-ray emission. *Astronomische Nachrichten*, 333:361.

TATISCHEFF, V., DECOURCHELLE, A. et MAURIN, G. (2012). Nonthermal X-rays from low-energy cosmic rays : application to the 6.4 keV line emission from the Arches cluster region. A&A, 546:A88.

TATISCHEFF, V., DUPRAT, J. et DE SÉRÉVILLE, N. (2010a). A Runaway Wolf-Rayet Star as the Origin of ^{26}Al in the Early Solar System. ApJ, 714:L26–L30.

TATISCHEFF, V., DUPRAT, J., KIENER, J., ASSUNÇÃO, M., COC, A., ENGRAND, C., GOUNELLE, M., LEFEBVRE, A., PORQUET, M.-G., DE SÉRÉVILLE, N., THIBAUD, J.-P., BOURGEOIS, C., CHABOT, M., HAMMACHE, F. et SCARPACI, J.-A. (2003). Cross sections relevant to γ-ray line emission in solar flares : ^{3}He-induced reactions on ^{16}O nuclei. Phys. Rev. C, 68(2):025804.

TATISCHEFF, V. et HERNANZ, M. (2007). Evidence for Nonlinear Diffusive Shock Acceleration of Cosmic Rays in the 2006 Outburst of the Recurrent Nova RS Ophiuchi. ApJ, 663:L101–L104.

TATISCHEFF, V. et HERNANZ, M. (2008). Evidence for Nonlinear Diffusive Shock Acceleration of Cosmic Rays in the 2006 Outburst of RS Ophiuchi. *In* EVANS, A., BODE, M. F., O'BRIEN, T. J. et DARNLEY, M. J., éditeurs : *RS Ophiuchi (2006) and the Recurrent Nova Phenomenon*, volume 401 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 328.

TATISCHEFF, V. et KIENER, J. (2004). γ-ray lines from cosmic-ray interactions with interstellar dust grains. *New Astronomy Reviews*, 48:99–103.

TATISCHEFF, V. et KIENER, J. (2011). Nuclear interactions of low-energy cosmic rays with the interstellar medium. Mem. Soc. Astron. Italiana, 82:903.

TATISCHEFF, V., KIENER, J. et GROS, M. (2005). Physical implications of INTEGRAL/SPI gamma-ray line measurements of the 2003 October 28 solar flare. *In* CELNIKIER, L., GIRAUD-HÉRAUD, Y. et TRÂN THANH VÂN, J., éditeurs : *New Views on the Universe : Proceedings of the Fifth Rencontres du Vietnam*, pages 137–140.

TATISCHEFF, V., KIENER, J., SEDES, G., HAMADACHE, C., KARKOUR, N., LINGET, D., ASTORINO, A. T., BARDALEZ GAGLIUFFI, D. C., BLIN, S. et BARRILLON, P. (2010b). Development of an Anger camera in Lanthanum Bromide for gamma-ray space astronomy in the MeV range. *In Eighth Integral Workshop. The Restless Gamma-ray Universe (INTEGRAL 2010)*.

TATISCHEFF, V., KOZLOVSKY, B., KIENER, J. et MURPHY, R. J. (2006). Delayed X- and Gamma-Ray Line Emission from Solar Flare Radioactivity. ApJS, 165:606–617.

TATISCHEFF, V., KOZLOVSKY, B., KIENER, J. et MURPHY, R. J. (2007). Radioactive Line Emission From Solar Flares. *In ESA Special Publication*, volume 622, page 135.

TATISCHEFF, V. et RAMATY, R. (1999a). Diffuse 0.5-1 keV X-Rays and Nuclear Gamma Rays from Fast Particles in the Local Hot Bubble. ApJ, 511:204–207.

TATISCHEFF, V. et RAMATY, R. (1999b). Tracing Low Energy Cosmic Rays by Non-Thermal X-Ray Emission. *Astrophysical Letters and Communications*, 38:465.

TATISCHEFF, V., RAMATY, R. et KOZLOVSKY, B. (1998). X-Rays from Accelerated Ion Interactions. ApJ, 504:874.

TATISCHEFF, V., RAMATY, R. et VALINIA, A. (1999). Nonthermal X-Rays from the Galactic Ridge : a Tracer of Low Energy Cosmic Rays ? *In* RAMATY, R., VANGIONI-FLAM, E., CASSÉ, M. et OLIVE, K., éditeurs : *LiBeB Cosmic Rays, and Related X- and Gamma-Rays*, volume 171 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 226.

TATISCHEFF, V. et THIBAUD, J.-P. (2007). Is ^{6}Li in metal-poor halo stars produced in situ by solar-like flares ? A&A, 469:265–274.

TATISCHEFF, V. et THIBAUD, J.-P. (2008). Li production by stellar flares in young open clusters. *New Astronomy Reviews*, 52:423–426.

TATISCHEFF, V., THIBAUD, J.-P., KIENER, J., CASSÉ, M. et VANGIONI-FLAM, E. (2001). Gamma-ray line emission from ^{7}Li and ^{7}Be production by cosmic-rays. *In* GIMENEZ, A., REGLERO, V. et WINKLER, C., éditeurs : *Exploring the Gamma-Ray Universe*, volume 459 de *ESA Special Publication*, pages 105–108.

TEMERIN, M. et ROTH, I. (1992). The production of He-3 and heavy ion enrichment in He-3-rich flares by electromagnetic hydrogen cyclotron waves. ApJ, 391:L105–L108.

TERRIER, R., PONTI, G., BÉLANGER, G., DECOURCHELLE, A., TATISCHEFF, V., GOLDWURM, A., TRAP, G., MORRIS, M. R. et WARWICK, R. (2010). Fading Hard X-ray Emission from the Galactic Center Molecular Cloud Sgr B2. ApJ, 719:143–150.

THRANE, K., BIZZARRO, M. et BAKER, J. A. (2006). Extremely Brief Formation Interval for Refractory Inclusions and Uniform Distribution of ^{26}Al in the Early Solar System. ApJ, 646: L159–L162.

TRUELOVE, J. K. et MCKEE, C. F. (1999). Evolution of Nonradiative Supernova Remnants. ApJS, 120:299–326.

VALINIA, A., TATISCHEFF, V., ARNAUD, K., EBISAWA, K. et RAMATY, R. (2000). On the Origin of the Iron K Line in the Spectrum of The Galactic X-Ray Background. ApJ, 543:733–739.

VAN DER HORST, A. J., KAMBLE, A. P., PARAGI, Z. et al. (2011). Detailed Radio View on Two Stellar Explosions and Their Host Galaxy : XRF 080109/SN 2008D and SN 2007uy in NGC 2770. ApJ, 726:99.

VAN DER LAAN, H. (1962). Intense shell sources of radio emission. MNRAS, 124:179.

VILLENEUVE, J., CHAUSSIDON, M. et LIBOUREL, G. (2009). Homogeneous Distribution of ^{26}Al in the Solar System from the Mg Isotopic Composition of Chondrules. *Science*, 325:985–.

VILMER, N., MACKINNON, A. L. et HURFORD, G. J. (2011). Properties of Energetic Ions in the Solar Atmosphere from γ-Ray and Neutron Observations. Space Sci. Rev., 159:167–224.

VISHNIAC, E. T. (1994). Nonlinear instabilities in shock-bounded slabs. ApJ, 428:186–208.

VOELK, H. J. et BIERMANN, P. L. (1988). Maximum energy of cosmic-ray particles accelerated by supernova remnant shocks in stellar wind cavities. ApJ, 333:L65–L68.

WALDER, R., FOLINI, D. et SHORE, S. N. (2008). 3D simulations of RS Ophiuchi : from accretion to nova blast. A&A, 484:L9–L12.

WANG, H. T. et RAMATY, R. (1974). Neutron Propagation and 2.2 MeV Gamma-Ray Line Production in the Solar Atmosphere. Sol. Phys., 36:129–137.

WANG, Q. D., DONG, H. et LANG, C. (2006). The interplay between star formation and the nuclear environment of our Galaxy : deep X-ray observations of the Galactic centre Arches and Quintuplet clusters. MNRAS, 371:38–54.

WANG, W., HARRIS, M. J., DIEHL, R., HALLOIN, H., CORDIER, B., STRONG, A. W., KRETSCHMER, K., KNÖDLSEDER, J., JEAN, P., LICHTI, G. G., ROQUES, J. P., SCHANNE, S., VON KIENLIN, A., WEIDENSPOINTNER, G. et WUNDERER, C. (2007). SPI observations of the diffuse ^{60}Fe emission in the Galaxy. A&A, 469:1005–1012.

WARREN, J. S., HUGHES, J. P., BADENES, C., GHAVAMIAN, P., MCKEE, C. F., MOFFETT, D., PLUCINSKY, P. P., RAKOWSKI, C., REYNOSO, E. et SLANE, P. (2005). Cosmic-Ray Acceleration at the Forward Shock in Tycho's Supernova Remnant : Evidence from Chandra X-Ray Observations. ApJ, 634:376–389.

WASSERBURG, G. J., BUSSO, M., GALLINO, R. et NOLLETT, K. M. (2006). Short-lived nuclei in the early Solar System : Possible AGB sources. *Nuclear Physics A*, 777:5–69.

WATSON, M. G., WILLINGALE, R., HERTZ, P. et GRINDLAY, J. E. (1981). An X-ray study of the galactic center. ApJ, 250:142–154.

WEBBER, W. R. et HIGBIE, P. R. (2009). Galactic propagation of cosmic ray nuclei in a model with an increasing diffusion coefficient at low rigidities : A comparison of the new interstellar spectra with Voyager data in the outer heliosphere. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 114:2103.

WEIGHT, A., EVANS, A., NAYLOR, T., WOOD, J. H. et BODE, M. F. (1994). Nova Secondary Stars Mass Transfer Rates and Distances. MNRAS, 266:761.

WEILER, K. W., PANAGIA, N., MONTES, M. J. et SRAMEK, R. A. (2002). Radio Emission from Supernovae and Gamma-Ray Bursters. ARA&A, 40:387–438.

WEILER, K. W., WILLIAMS, C. L., PANAGIA, N., STOCKDALE, C. J., KELLEY, M. T., SRAMEK, R. A., VAN DYK, S. D. et MARCAIDE, J. M. (2007). Long-Term Radio Monitoring of SN 1993J. ApJ, 671:1959–1980.

WHITWORTH, A. P., BHATTAL, A. S., CHAPMAN, S. J., DISNEY, M. J. et TURNER, J. A. (1994). Fragmentation of shocked interstellar gas layers. A&A, 290:421–427.

WIELANDT, D., NAGASHIMA, K., KROT, A. N., HUSS, G. R., IVANOVA, M. A. et BIZZARRO, M. (2012). Evidence for Multiple Sources of ^{10}Be in the Early Solar System. ApJ, 748:L25.

WILKIN, F. P. (1996). Exact Analytic Solutions for Stellar Wind Bow Shocks. ApJ, 459:L31.

WOLK, S. J., HARNDEN, Jr., F. R., FLACCOMIO, E., MICELA, G., FAVATA, F., SHANG, H. et FEIGELSON, E. D. (2005). Stellar Activity on the Young Suns of Orion : COUP Observations of K5-7 Pre-Main-Sequence Stars. ApJS, 160:423–449.

YUSEF-ZADEH, F., MUNO, M., WARDLE, M. et LIS, D. C. (2007). The Origin of Diffuse X-Ray and γ-Ray Emission from the Galactic Center Region : Cosmic-Ray Particles. ApJ, 656:847–869.

YUSEF-ZADEH, F., NORD, M., WARDLE, M., LAW, C., LANG, C. et LAZIO, T. J. W. (2003). Non-thermal Emission from the Arches Cluster (G0.121+0.017) and the Origin of γ-ray Emission from 3EG J1746-2851. ApJ, 590:L103–L106.

ZIRAKASHVILI, V. N. et AHARONIAN, F. A. (2011). Radioactivity and electron acceleration in supernova remnants. Phys. Rev. D, 84(8):083010.