

MODÈLE THÉORIQUE DE L'ÉMISSION GAMMA D'ORION

—

Accélération, propagation et interaction des
particules énergétiques dans le milieu
interstellaire

Etienne M. G. Parizot

5 mars 1998

À Orion
Chasseur d'éternité
Et ses enfants de lumière
Essaimés aux confins des mondes...

Ouverture

À l'heure secrète des incarnations, l'Homme s'éveille au Monde dans un univers matériel qu'il ne reconnaît pas. Dans l'oubli déchiré des symphonies originelles ou le souvenir indistinct des silences préhistoriques, un *extérieur* physique se manifeste avec la prégnance des sens, et la matière s'impose comme une évidence constitutive. Diverse, universellement multiple, autre et changeante, elle apparaît comme essentiellement ininterrogeable, puisque donnée avec le monde lui-même...

Inversement, cette identification native du monde et de la matière fait de l'origine de cette dernière, dans l'innombrable variété de ses formes et de ses fonctions, une interrogation fondamentale. L'Homme ne s'y est guère trompé. Guidé par l'intuition d'une unité subtile dissimulée derrière la diversité des apparences, il entreprend d'observer avec application le comportement de la matière, comme pour se rapprocher de son mystère. Dans cette recherche d'une certaine intimité avec le monde, d'une appréhension des phénomènes qui se donnerait plutôt comme com-préhension, l'esprit humain révèle une extraordinaire aptitude à la synthèse, à la perception de structures sous-jacentes et de rapports universels, en un mot, à l'abstraction.

Toute abstraction repose sur l'identification d'entités fondamentales, de concepts, d'Idées. Cette phase – *ontologique* – est elle-même indissociable d'une autre phase – *logique* – qui consiste en la reconnaissance des liens unissant les divers concepts, dans la mesure où ces liens, ces rapports structuraux participent à la définition même des entités considérées, et idéalement peut-être, en épuisent le contenu. C'est cette double association – logique/ontologique – qui constitue l'essence de la Mathématique, entendue dans son sens le plus général. Appliquée aux entités numériques, par exemple, cette démarche d'abstraction conduit à l'arithmétique.

S'agissant de la matière, objet d'étude de la *Physique*, l'Homme se trouve confronté au paradoxe d'une ontologie a-physique qui fait de sa propre naissance à la fois l'émergence de la conscience au sein du monde, et l'émergence du monde au sein de la conscience. Autrement dit, le sujet participe de l'objet, et inversement. Cette physique sait donc d'emblée, en se concentrant sur l'étude des constantes, des règles générales, des lois régissant les mouvements de la matière, qu'elle renonce à la question dès lors *métaphysique* – « au delà de la

physique » – de l’origine même, ontologique, de son objet. Elle espère pourtant, par l’identification des concepts élémentaires qui sous-tendent la description de l’univers physique et par la contemplation de la forme que prennent ses lois, tirer des informations décisives sur sa *nature*, et remonter ainsi vers une métaphysique du monde matériel.

Un tel programme est en effet en cours de développement. Son histoire, dont les traces écrites remontent, comme il est devenu banal de le rappeler, à l’antiquité grecque, est à la fois vaste et multiple, ‘hautement non-linéaire’ et ‘fortement dépendante d’échelle’. Rappelons néanmoins qu’une étape décisive – peut-être fondatrice – fut certainement la reconnaissance de quatre grandes catégories, quatre principes à l’aide desquels il est possible d’envisager et de classer les diverses manifestations de la matière. Ce sont les quatre éléments platoniciens : la terre, l’eau, l’air, le feu, ou pour le dire autrement, le solide, le liquide, le gazeux, et cette étrange apparition, sensible certes, mais impalpable ... la lumière !

Ces « états » de la matière, pour adopter le langage de la physique moderne, ne sont pas sans rapports les uns avec les autres. Déjà l’on soupçonne, en observant comme la glace peut fondre, l’eau s’évaporer, la vapeur d’eau se condenser à nouveau et geler, qu’il existe une nature commune, sous-jacente à ces diverses manifestations. Quelque chose se conserve au cours des différentes métamorphoses, et il doit exister un niveau de description de la matière en amont de son apparence sensible, macroscopique. Ce sera toute l’aventure de la chimie classique, culminant au XIX^e siècle avec le fameux « rien ne se perd, rien ne se crée, tout se transforme », que d’identifier un nombre limité d’*éléments* (92 au total, de l’hydrogène à l’uranium) dont les assemblages particuliers rendent compte de l’ensemble des manifestations matérielles, depuis le bloc de granit jusqu’à la fleur de magnolia, en passant par l’embrun parfumé des rosées printanières et l’envol irisé des gemmes antarctiques.

Le cosmos lui-même semble fait de ces mêmes éléments chimiques. Depuis l’observation, par Galilée notamment, des cratères et montagnes lunaires, on sait bien que « la Lune est terrestre ». Et la découverte dans le spectre de la lumière stellaire de raies atomiques semblables à celles exhibées par la matière d’ici-bas, vint confirmer avec éclat l’universalité de cette dernière. Ceci marqua d’ailleurs, toujours au XIX^e siècle, le triomphe précoce d’une discipline encore juvénile : la spectroscopie, qui constitue toujours essentiellement (avec quelques développements naturels) notre seule source d’informations sur le monde extrasolaire.

On a ainsi glissé (faut-il le souligner ?) de l’étude des lois régissant le mouvement de la matière à l’étude de sa constitution même. Par la remarquable conclusion qu’il existe une unité fondamentale – une ‘quatre-vingt-douze-ité’ – cachée au cœur de toute matière, la démarche physique évoquée plus haut a donc fait la preuve de sa puissance investigatrice. Pourtant, un revers inattendu se dissimule dans le cœur même de cette découverte, venant assombrir quelque peu le

tableau (de Mendeleïev ! ;-)¹). Nous avons identifié les constituants élémentaires du monde matériel, mais leur immuabilité renforce l'obligation dans laquelle nous sommes d'accepter la matière telle qu'elle nous est donnée une fois pour toute avec le monde, et de renoncer par conséquent à en décrire l'émergence. Il y a de l'hydrogène, il y a du carbone, il y a de l'oxygène, du plomb et du bismuth, et nous n'y pouvons rien.

Qui plus est, tous ces éléments ne sont pas présents en quantités égales dans la nature. Par exemple, il y a nettement plus de carbone que de magnésium, et plus encore que d'or ou de platine. Pourquoi en est-il ainsi ? Voilà bien une vaine question : parce que c'est comme ça ! Puisque justement « rien ne se perd, rien ne se crée, tout se transforme », *l'abondance* relative de chaque élément dans la nature est ce qu'elle est, un point c'est tout. Elle l'a toujours été et le sera toujours ... Pire encore, ces abondances ne sont nullement universelles, comme en témoigne le piquant épisode de la découverte de l'hélium : lorsqu'on remarqua dans le spectre solaire des raies impossibles à attribuer à un élément chimique connu sur Terre, on considéra qu'un nouvel élément, spécifique au soleil, avait été identifié. Le lumineux nom d'hélium lui revint alors sans surprise, et ce n'est qu'une trentaine d'années plus tard qu'on le découvrit sur Terre, en quantité infime. Mais encore une fois, il nous faut nous borner à accepter cela comme un fait, une donnée première et définitive de la réalité matérielle.

Pourtant, on le sait, l'aventure de la physique moderne allait mettre un terme heureux à cette résignation forcée, et ouvrir dans un paysage trop figé des horizons insoupçonnés. Dépassant les interdits de la chimie classique, un programme d'une ambition alors vertigineuse allait se dessiner : rendre compte de l'abondance de chacun des 92 éléments de la nature, et décrire un à un leur formation, leur *synthèse* à partir de constituants plus fondamentaux encore, plus universels aussi : les nucléons. L'acte fondateur de ce programme est bien sûr la découverte du monde sub-atomique qui allait couronner les divers travaux liés à la récente unification de l'électricité et du magnétisme au sein de la théorie de Maxwell. En s'efforçant d'en tester les nombreuses implications, et d'en exploiter les divers résultats, les physiciens du tournant du XX^e siècle récoltèrent une moisson miraculeuse qu'ils ignoraient avoir même semée, et firent entrer en scène, en l'espace de quelques années, l'ensemble des protagonistes d'une épopée toujours vibrante, et qui devait nourrir l'essentiel de l'astrophysique des hautes énergies, je veux parler de **l'aventure nucléosynthétique universelle**.

1. Pour celles et ceux qui ne seraient pas familiers des échanges électroniques et de ce sport désormais planétaire qui consiste à surfer sur la vague déferlante du world wide web, je signale que le signe ;-) est un 'smiley' signifiant « clin d'oeil ». De nombreux autres smileys sont en vogue, comme par exemple :-(, exprimant la tristesse ou la déception, ou encore d:o) , qui pourrait se traduire par « j'ai un gros nez et un chapeau melon », en bref, « je fais le clown ». Pour que ces smileys révèlent tout leur pouvoir évocateur, vous êtes invités – est-il nécessaire de l'indiquer – à effectuer une rotation de votre tête de $+\pi/2$ parallèlement à la feuille (ou bien une rotation de la feuille de $-\pi/2$... ;-)¹)

Citons pêle-mêle, et parmi d'autres, la découverte de l'électron, des rayonnements ionisants, de la radioactivité naturelle, α , β et γ , du noyau atomique, et inévitablement, de la transmutation de la matière. C'est la possibilité même d'une telle transmutation, méconnue des chimistes du XIX^e siècle, qui relança avec bonheur la quête immémoriale de l'origine de la matière, constituant fondamental du monde qui nous entoure, depuis les étoiles innombrables des confins galactiques jusqu'aux supports mêmes de la conscience humaine : nos propres corps physiques. Car s'il est possible de transformer un élément chimique en un autre - reconnaissance tardive de la validité de la quête alchimiste, alors il n'est plus justifié de considérer les abondances atomiques comme constantes et données une fois pour toutes avec le monde. La question jadis illégitime de l'origine de ces abondances acquiert du même coup un sens physique précis, et une histoire universelle de la genèse de la matière devient possible. Après que fut reconnu le rôle fondamental du noyau - *nucleus* - dans la distinction des divers éléments, l'objet d'une telle histoire prendra son nom définitif : la *Nucléosynthèse*.

C'est pour honorer l'esprit qui de tout temps anime cette vaste quête, et rendre hommage à ceux qui ont su l'embrasser avec ferveur et humilité, que j'ai tenu à formuler ici cette trop courte introduction, qui permettra peut-être de replacer les résultats de la présente thèse dans le contexte général d'un véritable projet scientifique, plus glorieux sans doute, plus vaste en tout cas, et qui au delà du labeur quotidien inévitablement plus modeste et plus spécialisé du chercheur en astrophysique des hautes énergies, sous-tend toute son activité et – oserai-je le dire – la transcende.

Car s'il est aisé de constater la vanité d'une science occidentale contemporaine souvent désincarnée, privée d'une véritable *pensée* de ce monde qui nous inclut et nous incombe tout à la fois, d'une science se livrant à une accumulation de connaissances désordonnées et par trop éloignées de nos véritables interrogations, philosophiques, métaphysiques, d'une science en un mot *inhumaine*, *trop inhumaine*, je tiens en revanche pour déterminantes certaines 'révélations' – et qu'importe leur petit nombre – que nous a offertes l'astrophysique en un siècle et demi d'existence. Voici, en tout état de cause, celles que je voudrais retenir : d'abord, nous savons maintenant que l'univers est spatialement grand, très grand, très très grand ! Ensuite, qu'il abrite d'autres mondes, d'autres soleils, d'autres planètes, et que ces mondes sont constitués de la même matière que le nôtre. En troisième lieu, nous avons appris que l'univers matériel a une histoire, inscrite dans le temps même de notre quotidien physique, et qu'au cours de cette histoire il s'est considérablement transformé. Quel formidable écho aux productions de la pensée mythique !

Enfin, et j'emprunterai ici la formulation chère à mon directeur de thèse, Michel Cassé : « nous sommes les enfants des étoiles » ! Le poète, bien sûr, sait cela depuis toujours. Mais l'on appréciera l'originalité de cette découverte s'agissant de nos corps physiques. La matière ayant à présent une histoire, il est possible de rechercher l'origine du moindre des atomes qui donnent forme et vie à notre

Terre. Et il s'avère que chaque atome de carbone, chaque atome d'oxygène qui constitue notre squelette et nos cellules, a vu synthétiser son noyau dans le cœur d'une étoile disparue avant la naissance de notre soleil.

Ces résultats que je viens de rappeler ont l'envergure de la Connaissance elle-même, dans la mesure où ils transforment la vision que l'Homme peut avoir du monde et de lui-même au sein de ce monde. Ils sont à mes yeux la gloire de l'astrophysique, et c'est dans le respect de leur splendeur que je souhaite aborder la pratique de cette discipline.

Bien sûr, comme je l'ai déjà concédé, la quête que constitue la recherche de l'origine de la matière - et ultimement de sa nature, ontologique - est aisément dissimulée par la nécessité d'un travail quotidien souvent plus prosaïque. C'est d'ailleurs à cette incontournable réalité que nous devons en venir maintenant. Qu'on se souvienne néanmoins, en lisant les pages qui vont suivre, que le développement et le perfectionnement des outils théoriques permettant d'exploiter les diverses données observationnelles, n'ont d'intérêt que dans la perspective d'une meilleure compréhension des processus à l'œuvre dans l'univers, et notamment de ceux qui ressortissent à la genèse de la matière.

D'où venons-nous, qui sommes-nous, où allons-nous ?

Les questions sont légions qui enflamment nos âmes. Chaque discipline les pose suivant ses propres termes et forge ses propres outils pour tenter d'y répondre. L'astrophysique nucléaire fait ainsi appel à l'astronomie gamma et à l'analyse du rayonnement cosmique, dont il sera évidemment question ici.

Pourtant les outils passeront, sur les chemins de connaissance.

Mais puisque nous sommes aussi stellaires, que la quête toujours perdue, au brasier de nos cœurs en fusion où se synthétisent nos âmes !

Et que souffle le vent solaire ...

Les Baux-de-Provence,
Juillet 1997

Remerciements

La vie, l'amour, la poésie; la connaissance, la beauté, l'ivresse; la joie, le souffle pur, la transcendance... C'est à la Source jaillissante et claire que je veux signifier ma plus aimante gratitude. Grâce soient aussi rendues aux porteurs de lumière, aux anges amicaux, aux astres familiers qui éclairent nos âmes de si pure émotion et irradiant le monde de leur humanité.

Après ces hommages stellaires, je suis heureux de convier ici tous ceux qui m'ont accompagné dans la réalisation de ce travail. Je commencerai par signifier ma reconnaissance aux membres du Service d'Astrophysique du CEA. Ils ont fait de ces trois années de thèse un plaisant souvenir, et je leur souhaite un juste retour de la joie qu'ils m'ont procurée.

Je remercie spécialement Yolande Guillaume, Geneviève Thiery et Dominique Monvoisin pour leur patience et pour leur disponibilité, ainsi que Françoise Gaulier et Élisabeth Reynaud pour de nombreux services rendus en salle d'informatique et à la bibliothèque. Michel Tagger m'a également grandement aidé, en particulier pour les problèmes de réseaux informatiques, me tirant parfois de situations délicates, voire périlleuses.

Sur le plan scientifique, je souhaite rendre honneur à mes maîtres, directs ou indirects, qui m'ont patiemment enseigné les altières splendeurs de cette discipline vers laquelle mon esprit se trouve tant attiré. La plupart ont quitté ce monde, et hantent désormais les arcanes idéales de la Mathématique et de sa jumelle incarnée, la Physique, d'où ils guident avec application et générosité les explorateurs amoureux et curieux du monde physique et humain. Mais il en est d'autres plus physiquement présents, que je remercierai simplement pour eux-mêmes, et pour l'ivresse qu'ils ont su me communiquer ou qu'ils ont accepté de partager. Parmi ces ouvriers ou ces compagnons de route, je voudrais citer Michel Cassé, Laurent Nottale et Jean-Paul Delahaye, qui ont su répondre avec chaleur à mon amour de ces abstraites disciplines. Qu'ils sachent que leur amitié m'honore, et que mon cœur se réjouit tendrement à l'idée de reprendre avec eux ces conversations poétiques, physiques et mathématiques qui sont la motivation essentielle de nos laborieuses études.

Je tiens également à remercier Don Ellison, de Caroline du Nord, et Andrei Bykov, de Saint-Petersburg, pour leurs explications éclairées, leurs conseils, leur grande compétence physique et pour leur amitié. Au plaisir de travailler avec vous

de nouveau !

Merci aussi à Reuven Ramaty, qui tient une place majeure dans mon horizon scientifique actuel, et qui m'introduisit, directement ou indirectement, à travers des discussions parfois vives ou par le biais de ses nombreux et pertinents articles, à cette discipline qui a fini par devenir ma spécialité. J'ai beaucoup appris de vous, et je continuerai sans doute à le faire . . .

Je ne puis manquer de mentionner à nouveau Michel Cassé, vers lequel entre tous j'ai choisi de me tourner. Si j'ai entrepris cette thèse, ce n'est que parce que c'était lui. Il est des cadeaux qui n'ont pas de prix, et tu en es un, Michel. Tu le sais déjà de ma plume, mais je le proclame à nouveau avec moult reconnaissance: je te dois plus que les étoiles ! Que juste honneur te soit rendu . . .

D'autres « maîtres muets » me furent également d'une grande aide, notamment Malcolm Longair, dont j'ai lu et relu les ouvrages, en long et en large, et Igor Nikolaevitch Topygin, qui me fit comprendre et aimer les détails quelque peu techniques de l'accélération des particules.

Je tiens particulièrement à remercier Roland Lehoucq, d'abord pour sa vibrante intelligence, ensuite pour m'avoir confié la première version du code informatique qui me permit d'obtenir les résultats présentés ici, et enfin pour m'avoir enseigné tout ce que je sais aujourd'hui d'une discipline que je m'éforçais jadis de tenir à distance : l'informatique. Ta disponibilité n'a jamais failli, malgré mes fréquentes et parfois naïves sollicitations, et ton aide me fut salutaire en de nombreuses occasions. Sois en largement remercié.

Revenant à des sphères plus intimes, je souhaiterais enfin rendre hommage à tous ceux, aux champs comme à la ville, qui m'ont donné ma chance, et encore, et encore, à commencer par ceux qui m'accueillirent dans ce monde avec le plus sincère amour : mes parents . . .

Parmi cette vaste famille de sang, de fraternité ou d'amitié, se trouve également celle que je ne saurais ni évoquer ni taire, et sans qui ce travail n'aurait pas même débuté. Amour sublime, Tatiana, jumelle Isis, noble et stellaire compagne, c'est à vous, bien sûr, que sont dédiées ces pages. Devant la grâce pure de votre âme, souffrez que je m'incline avec bonheur et admiration . . .

Table des matières

I	Développement des outils théoriques et numériques	1
1	Rayons cosmiques et particules énergétiques	3
1.1	Introduction	3
1.1.1	La découverte du monde sub-atomique et des rayonnements pénétrants	3
1.1.2	La découverte des rayons cosmiques	4
1.1.3	Les rayons cosmiques et l'astrophysique	5
1.2	Données générales sur le rayonnement cosmique	6
1.2.1	La composition chimique des rayons cosmiques	6
1.2.2	Le spectre d'énergie des rayons cosmiques	12
1.2.3	La modulation solaire	16
1.2.4	L'isotropie du rayonnement cosmique	17
1.2.5	L'énergétique du rayonnement cosmique	18
1.3	Discussion	20
1.3.1	Pourquoi ce chapitre?	20
1.3.2	Les particules énergétiques	20
1.3.3	Les MeV/n et la rigidité des particules	21
2	Processus élémentaires relatifs aux particules de haute énergie	23
2.1	L'ionisation de la matière	23
2.1.1	Une approche intuitive non quantique	24
2.1.2	Comparaison avec la formule approchée de Longair (1992) et la formule de Bethe-Bloch	26
2.1.3	Les pertes par ionisation utilisées dans nos modèles	27
2.1.4	Le cas d'un milieu ionisé	29
2.1.5	Le cas des électrons	30
2.1.6	Les électrons de recul ou « knock-on »	31
2.1.7	L'ionisation et le chauffage du MIS	32
2.2	Le rayonnement d'une charge accélérée	34
2.2.1	Les caractéristiques du rayonnement	35
2.2.2	La focalisation relativiste	36
2.2.3	Les pertes d'énergie par rayonnement	37
2.2.4	Le spectre rayonné	37

2.3	Le rayonnement synchrotron	40
2.3.1	Les pertes d'énergie	40
2.3.2	Le spectre rayonné	41
2.3.3	Le cas d'une distribution d'électrons	46
2.4	Le rayonnement de freinage ou rayonnement Bremsstrahlung . . .	48
2.4.1	À la devinette	48
2.4.2	Le spectre élémentaire rayonné	49
2.4.3	Le spectre moyen rayonné	50
2.4.4	Les pertes d'énergie par Bremsstrahlung	54
2.4.5	La section efficace de Bremsstrahlung	54
2.5	La diffusion Compton	58
2.5.1	Le choc photon/électron	58
2.5.2	La section efficace de diffusion	59
2.5.3	L'effet Compton inverse	62
2.5.4	La Comptonisation	66
2.6	Les processus nucléaires	69
2.6.1	Les sections efficaces et les MeV/n	71
2.6.2	La destruction nucléaire	72
2.6.3	La spallation	75
2.6.4	L'excitation nucléaire	80
2.6.5	La décroissance radioactive	87
2.6.6	Le profil des raies	88
2.6.7	La production et la décroissance des pions	90
3	Transport et accélération des particules énergétiques	95
3.1	Plasmas, champs magnétiques et particules énergétiques	96
3.1.1	Quelques notions sur les plasmas	96
3.1.2	Les irrégularités magnétiques	98
3.1.3	Les ondes plasma	101
3.1.4	L'interaction avec les particules énergétiques	103
3.1.5	La turbulence magnétique	106
3.1.6	La description spectrale des irrégularités magnétiques . . .	107
3.2	Éléments de théorie cinétique	111
3.2.1	L'équation de Liouville	111
3.2.2	Les fonctions de distribution	113
3.2.3	La hiérarchie BBGKY	113
3.3	Le Transport des particules énergétiques	115
3.3.1	Introduction	115
3.3.2	Transport des EPs en présence d'inhomogénéités magnéti- ques de petite échelle	118
3.3.3	Transport des EPs dans l'approximation diffusive	121
3.3.4	La diffusion sur des nuages magnétiques	127
3.3.5	Le transport des EPs en présence de champs forts	130

3.3.6	L'approximation diffusive en champs forts	134
3.3.7	Conclusion	140
3.4	L'accélération des particules énergétiques	141
3.4.1	Le processus stochastique de Fermi	142
3.4.2	L'accélération par ondes de choc	148
3.4.3	Retour sur l'accélération stochastique	160
4	Modèle général de production de raies γ-nucléaires et de noyaux secondaires	165
4.1	Description du modèle	165
4.1.1	Un outil pour l'astrophysique nucléaire et l'astronomie gamma	165
4.1.2	L'architecture du programme	166
4.2	Le modèle non stationnaire dans l'option standard	170
4.2.1	Les hypothèses de l'option standard	170
4.2.2	L'équation de propagation dans l'option standard	171
4.2.3	Remarques sur l'échappement des EPs	173
4.2.4	Le spectre instantané des EPs	178
4.2.5	Cas où les conditions de propagation dépendent du temps	181
4.3	La limite stationnaire du modèle	185
4.3.1	L'équation de propagation et le spectre instantané	185
4.3.2	Le taux de production des noyaux et des rayons gamma	186
4.4	Le modèle étendu, avec diffusion spatiale	187
4.4.1	L'équation de propagation dans un modèle étendu	187
4.4.2	Le spectre local et instantané des EPs	189
4.4.3	Retour sur l'échappement des particules	191
4.5	Le modèle avec réaccélération	193
4.5.1	Introduction	193
4.5.2	L'équation de propagation avec réaccélération	195
4.5.3	Un exemple de réaccélération diffusive	196
4.5.4	Le bilan énergétique	201
II	Signature gamma d'une étoile massive dans un milieu dense	205
5	Les étoiles massives et le milieu circumstellaire	207
5.1	Introduction	207
5.2	Influence des vents stellaires sur le milieu ambiant	208
5.2.1	La phase d'expansion libre	209
5.2.2	La phase d'expansion adiabatique et la création d'un choc inverse	209
5.2.3	Description du milieu circumstellaire	210

5.2.4	La phase semi-adiabatique	215
5.3	Les écoulements sphériques auto-similaires	216
5.3.1	Introduction	216
5.3.2	Équations dynamiques et variable de similarité	217
5.3.3	Le système d'équations auto-similaires	219
5.3.4	Les conditions aux limites	221
5.3.5	La discontinuité de contact	222
5.3.6	La fermeture du problème	225
5.4	La structure du CSM au cours de la phase semi-adiabatique	226
5.4.1	La coquille froide et la bulle chaude	226
5.4.2	Les conditions physiques de la bulle chaude	228
5.4.3	L'évolution du choc interne	230
5.5	Les phases ultimes de la vie des étoiles massives	231
5.5.1	Deux exemples particuliers: $35 M_{\odot}$ et $60 M_{\odot}$	231
5.5.2	La dynamique du vent de la phase géante	233
5.5.3	Le vent de la phase Wolf-Rayet	235
5.6	L'évolution post mortem	237
5.6.1	L'évolution d'un reste de supernova	237
5.6.2	Le rayon et la vitesse du choc	238
6	Vie, mort et résurrection gamma d'une étoile massive dans le cœur d'un nuage	241
6.1	Introduction	241
6.1.1	Le contexte astrophysique	242
6.1.2	Résumé des épisodes précédents	243
6.1.3	Aperçu des épisodes suivants	244
6.1.4	Le modèle d'accélération par onde de choc	245
6.2	La vie gamma d'une étoile massive dans un milieu dense	246
6.2.1	La structure du CSM	246
6.2.2	L'exemple d'une étoile de $60 M_{\odot}$	250
6.2.3	L'efficacité du choc interne	250
6.2.4	Le calcul de la fonction d'injection	251
6.2.5	Les résultats	255
6.2.6	Le bilan de l'étude	263
6.3	La mort gamma d'une étoile massive dans un milieu dense	265
6.3.1	Introduction	265
6.3.2	Le calcul de la fonction d'injection	266
6.3.3	Le modèle impulsif	267
6.3.4	Les résultats	270
6.4	La résurrection gamma d'une étoile massive dans un milieu dense	274
6.4.1	Le modèle	274
6.4.2	Le calcul de la fonction d'injection	277
6.4.3	Les résultats	278

6.5	Bilan général de l'étude et discussion	281
-----	--	-----

III L'émission gamma d'Orion. Vers un modèle complet et cohérent 291

7	Modèle théorique de l'émission gamma d'Orion	293
7.1	L'émission gamma d'Orion	293
7.1.1	Introduction	293
7.1.2	Faut-il douter des observations?	294
7.1.3	Les données brutes	296
7.1.4	Premières réflexions et analyses phénoménologiques	307
7.1.5	Bilan des contraintes observationnelles et de leurs implications	311
7.2	L'origine des particules énergétiques	313
7.2.1	Les EPs contre le RCG	313
7.2.2	Étude du cas interne	314
7.2.3	Étude du cas externe	318
7.2.4	La superbulle Orion-Éridan	322
7.3	Les raies gamma d'Orion et la superbulle Orion-Éridan	328
7.3.1	Le mécanisme d'accélération dans les superbulles	329
7.3.2	Le spectre des particules accélérées	330
7.3.3	Les électrons et le Bremsstrahlung	332
7.3.4	La composition chimique des EPs	334
7.4	L'énergétique de l'émission gamma d'Orion	335
7.4.1	Le spectre d'énergie utilisé	335
7.4.2	La puissance perdue par ionisation par les EPs	336
7.4.3	Trois indicateurs énergétiques nouveaux	338
7.4.4	Conclusion	344
7.5	Vers une solution du problème de l'émission gamma d'Orion	345
7.5.1	Le modèle superbulle	345
7.5.2	Le modèle à supernova unique	349
7.6	Résumé et discussion	352
7.6.1	Résumé du chapitre	352
7.6.2	L'émergence d'un scénario complet et cohérent	353
7.6.3	Conclusion	354
7.6.4	Épilogue	357

IV Généralisation et perspectives 361

8	Les associations OB en tant que sources de rayonnement gamma	363
8.1	Introduction	363

8.1.1	Généralisation du modèle d'Orion à l'ensemble de la Galaxie	363
8.1.2	L'influence de la métallicité	365
8.2	La composition des EPs	366
8.2.1	Le contenu matériel énergétique des superbulles	366
8.2.2	Les compositions de vent-moyen	368
8.2.3	Les compositions OB-moyennes	370
8.3	Les flux intégrés en bandes larges	371
8.3.1	La bande [0.2–1 MeV]	372
8.3.2	La bande [1–3 MeV]	374
8.4	Les raies du carbone et de l'oxygène	378
8.4.1	La raie du ^{12}C à 4.438 MeV	378
8.4.2	La raie de l' ^{16}O à 6.129 MeV	382
8.4.3	Le rapport de raies $^{12}\text{C}^*/^{16}\text{O}^*$	386
8.5	Les principales autres raies gamma	388
8.5.1	La bosse du ^7Li – ^7Be à ~ 0.450 MeV	389
8.5.2	Les raies spallatives du ^{10}B à 0.717 MeV et 1.023 MeV	391
8.5.3	Et les raies spallatives du ^{11}B ?	391
8.5.4	D'autres raies de l' ^{16}O	392
8.5.5	Les raies de l' ^{14}N à 2.313 MeV et 5.105 MeV	392
8.5.6	Les raies du ^{20}Ne et du ^{22}Ne	393
8.6	L'influence de la masse limite	393
8.7	Résumé et discussion	394
9	Perspectives théoriques et observationnelles	397
9.1	L'application de nos modèles à la production des éléments légers	397
9.1.1	Introduction	397
9.1.2	La production détaillée du LiBeB	398
9.1.3	Les rapports élémentaires et isotopiques de production du LiBeB	399
9.2	Thèse, antithèse, nucléosynthèse	406
9.2.1	Les problèmes du modèle standard de production du LiBeB	406
9.2.2	Le miracle des Orionides	407
9.2.3	Synthèse et discussion	409
9.3	Quelques perspectives pour l'avenir proche	412
9.3.1	L'amélioration du modèle	412
9.3.2	La nucléosynthèse du LiBeB	412
9.3.3	L'accélération des particules	413
9.3.4	Les conséquences du modèle d'Orion	414
9.3.5	Vivement INTEGRAL!	415
A	Publications	425

Table des figures

1.1	Spectre d'énergie des rayons cosmiques	14
2.1	Schéma de l'interaction coulombienne entre une particule éner- gique et un électron au repos.	25
2.2	Pouvoirs d'arrêt de différents noyaux dans de l'hydrogène pur . .	28
2.3	Schéma de l'émission synchrotron d'une particule chargée sur une trajectoire hélicoïdale	43
2.4	Schéma de la diffusion Thomson d'un faisceau lumineux par un électron	60
2.5	Section efficace de destruction d'un noyau de carbone	74
2.6	Section efficace de production des noyaux de LiBeB par $p+^{12}\text{C}$. .	77
2.7	Section efficace de production des noyaux de LiBeB par $\alpha+^{12}\text{C}$. .	78
2.8	Section efficace d'excitation de trois raies de l'oxygène par $p+^{16}\text{O}$	81
2.9	Section efficace d'excitation de trois raies de l'oxygène par $\alpha+^{16}\text{O}$	82
3.1	Déviation d'une particule chargée énergétique par un champ magnétique irrégulier	100
3.2	Interaction entre une particule énergétique et un miroir magnétique	143
3.3	Schéma d'un choc plan parallèle	153
4.1	Schéma illustrant le découpage en plusieurs phases de la propagation des EPs	183
5.1	Structure du milieu circumstellaire influencé par le vent d'une étoile massive en phase adiabatique	212
5.2	Profil de densité auto-similaire du gaz circumstellaire choqué . . .	223
5.3	Profil auto-similaire de vitesse et de pression du gaz circumstellaire choqué	224
5.4	Structure du milieu circumstellaire influencé par le vent d'une étoile massive	227
5.5	Profil de densité du milieu circumstellaire influencé par le vent d'une étoile massive	228
6.1	Spectre des EPs produits par le choc interne du milieu circumstel- laire.	252

6.2	Évolution du taux de perte de masse de quelques étoiles massives	254
6.3	Évolution de la composition de surface d'une étoile de $40 M_{\odot}$. . .	255
6.4	Évolution de la composition de surface d'une étoile de $60 M_{\odot}$. . .	256
6.5	Évolution des flux des raies les plus intenses induites par le vent d'une étoile de $85 M_{\odot}$	257
6.6	Évolution du rapport des raies du carbone et de l'oxygène induites par le vent d'une étoile de $85 M_{\odot}$	258
6.7	Comparaison des composantes large et fine des raies du ^{12}C et du ^{20}Ne induites par le vent d'une étoile de $85 M_{\odot}$	259
6.8	Flux de la raie du ^{12}C induite par le vent d'étoiles de différentes masses	261
6.9	Évolution du flux de la raie du ^{12}C induite par le vent d'une étoile de $85 M_{\odot}$ dans deux milieux de densité différente	262
6.10	Évolution du spectre des noyaux d'hélium énergétiques injectés par une supernova	269
6.11	Comparaison du spectre de différents noyaux 200 ans après leur injection par l'explosion d'une supernova	270
6.12	Évolution du flux des raies γ -nucléaires les plus intenses produites par les ejecta supernucléaires d'une supernova	271
6.13	Évolution du rapport des raies du carbone et de l'oxygène produites par les ejecta supernucléaires d'une supernova	273
6.14	Spectre des EPs accélérés par une onde de choc pour trois vitesses différentes du front d'onde	285
6.15	Évolution du flux gamma dans les raies les plus intenses induites par l'expansion d'un reste de supernova	286
6.16	Comparaison des composantes fine et large de la raie du ^{12}C induite par l'expansion d'un reste de supernova	287
6.17	Évolution du flux de la raie du ^{12}C induite par l'expansion d'un reste de supernova dans des milieux de différentes densités	288
6.18	Évolution du rapport des raies du ^{12}C et de l' ^{16}O induites par l'expansion d'un reste de supernova	289
6.19	Triptyque stellaire regroupant les principaux résultats du chapitre	290
7.1	Image 'maximum d'entropie' de l'émission gamma de la région Orion/Monoceros	297
7.2	Carte de 'vraisemblance maximale' de l'émission gamma de la région Orion/Monoceros	300
7.3	Images 'maximum d'entropie' de l'émission gamma de la région Orion/Monoceros dans quatre bandes d'énergie différentes	302
7.4	Spectre à large bande du complexe Orion/Mon R2	303
7.5	Spectre à bande fine du complexe Orion/Mon R2	305
7.6	Extrait de la carte de la Galaxie en H_{α}	323

7.7	Schéma précisant la géométrie de la superbulle Orion-Éridan (Reynolds & Ogden, 1979)	324
7.8	Schéma de la superbulle Orion-Éridan (Burrows et al., 1993)	326
7.9	Schéma idéalisé de la région d'Orion-Éridan, résumant les principales caractéristiques physiques (Parizot, 1998)	327
7.10	Spectre continuum Bremsstrahlung émis par les électrons accompagnant les EPs d'Orion	333
7.11	Taux de pertes d'énergie par ionisation de EPs de différentes compositions dans le complexe moléculaire d'Orion	337
7.12	Énergie totale des EPs responsables de l'émission gamma d'Orion pour différentes compositions sources	340
7.13	Masse totale requise sous forme de EPs pour produire les flux gamma d'Orion, pour différentes compositions sources	342
7.14	Temps d'épuisement de l'énergie des EPs responsables de l'émission gamma d'Orion, pour différentes compositions sources	343
7.15	Schéma égyptien de la constellation d'Orion, identifiée à la divinité Osiris	359
8.1	Flux gamma produit dans la bande [0.2–1 MeV	372
8.2	Puissance perdue par ionisation par des EPs de différentes compositions	373
8.3	Flux gamma produit dans la bande [1–3 MeV	375
8.4	Évolution du rapport de bandes R en fonction de l'énergie de coupure du spectre source, pour des EPs de différentes compositions	376
8.5	Production détaillée de la raie du ^{12}C pour une composition late-WC dans un milieu de métallicité solaire	379
8.6	Production détaillée de la raie du ^{12}C pour une composition OB-moyenne (modèle E dans un milieu de métallicité solaire	380
8.7	Évolution du rapport de composantes [large	381
8.8	Production détaillée de la raie de l' ^{16}O pour une composition OB-moyenne (modèle C) dans un milieu de métallicité solaire	383
8.9	Production détaillée de la raie de l' ^{16}O pour une composition OB-moyenne (modèle C) dans un milieu de métallicité deux fois solaire	384
8.10	Évolution du rapport de composantes [large	385
8.11	Évolution du rapport de raies $^{12}\text{C}^*/^{16}\text{O}^*$ en fonction de l'énergie de coupure du spectre source, pour différentes compositions de vent-moyen	386
8.12	Évolution du rapport de raies $^{12}\text{C}^*/^{16}\text{O}^*$ en fonction de l'énergie de coupure du spectre source, pour différentes compositions OB-moyennes	387

8.13	Flux gamma des raies les plus intenses produites par l'interaction de particules énergétiques avec le milieu interstellaire, pour différentes compositions sources et métallicités ambiantes	390
9.1	Taux de production du ^7Li et du ^9Be par des EPs de composition OB-moyenne à diverses métallicités	400
9.2	Taux de production du ^{10}B et du ^{11}B par des EPs de composition OB-moyenne à diverses métallicités	401
9.3	Rapports élémentaires de production du lithium et du béryllium .	402
9.4	Rapports élémentaires de production du bore et du béryllium . . .	404
9.5	Rapports isotopiques de production du bore	405

Liste des tableaux

5.1	Caractéristiques du vent stellaire dans les différentes phases d'évolution d'une étoile de $35 M_{\odot}$	232
5.2	Caractéristiques du vent stellaire dans les différentes phases d'évolution d'une étoile de $60 M_{\odot}$	232
6.1	Caractéristiques du milieu circumstellaire influencé par une étoile de $60 M_{\odot}$ sur la séquence principale	249
7.1	Paramètres et indicateurs énergétiques relatifs à différents modèles de production des raies gamma d'Orion	346
8.1	Pertes de masse totales et durées de vie d'étoiles massives de différentes métallicités et de différentes masses initiales	367
8.2	Masses de H, He, C et O perdues par une étoile de $60 M_{\odot}$ sous forme de vent et sous forme d'ejecta de supernova	367
8.3	Compositions de vent-moyen et OB-moyennes utilisées dans nos modèles	369

Liste des abréviations courantes

AGN Noyau actif de galaxie (active galactic nucleus).

CNO Groupe des éléments C, N et O

CSM Milieu circumstellaire (circumstellar medium). Désigne le milieu interstellaire au voisinage d'une étoile, suffisamment proche pour que ses propriétés physiques sont affectées soit par le rayonnement, soit par les vents stellaires.

EP Particule énergétique (Energetic Particle). Prononcer 'hippie'. Pluriel EPs. Il s'agit d'un nom masculin, désignant les particules d'énergie supernucléaire, sans précision de leur origine ou de leur nature. Les EPs s'opposent en ce sens aux rayons cosmiques, qui désignent une population bien définie du milieu interstellaire. Ils peuvent néanmoins les inclure.

LiBeB Ensemble des trois éléments légers, Li, Be et B. L'acronyme désigne également l'ensemble des isotopes de ces éléments.

MIS Milieu interstellaire. Équivalent du ISM anglais.

MS Séquence principale (main sequence). Première phase de l'évolution stellaire.

Myr Million d'années ($1 \text{ Myr} = 10^6 \text{ yr}$).

PMS Phase chasse-neige modifiée par la pression (pressure modified snow-plow). Désigne la phase d'évolution radiative d'un reste de supernova, succédant à la phase de Sedov.

PPI Potentiel de première ionisation. Équivalent du FIP anglais.

PSF Fonction d'étalement d'un point (point spread function), donnant la réponse d'un détecteur à une source ponctuelle idéale.

RCG Rayonnement cosmique galactique, ou rayons cosmiques galactiques suivant le contexte. Équivalent du GCR anglais.

SN Supernova. Pluriel SNe.

- SNR** Reste de supernova (supernova remnant). Désigne indifféremment l'onde de choc, en expansion dans le milieu interstellaire, créée par les ejecta supersoniques d'une supernova, ou l'ensemble de ce choc et de la bulle chaude de gaz choqué qu'il contient.
- TPM** Taux de perte de masse, par les vents stellaires d'une étoile massive.
- WC** Wolf-Rayet de type C. Se dit d'une étoile ou d'une phase d'évolution stellaire. Le 'C' se rapporte à l'élément carbone, dont les raies sont intenses dans le spectre stellaire au cours de la phase en question.
- WN** Wolf-Rayet de type N. Se dit d'une étoile ou d'une phase d'évolution stellaire. Le 'N' se rapporte à l'élément azote, dont les raies sont intenses dans le spectre stellaire au cours de la phase en question.
- WNE** Wolf-Rayet de type N 'early'. Comme son nom ne l'indique pas, la phase WNE succède à la phase WNL.
- WNL** Wolf-Rayet de type N 'late'. Comme son nom ne l'indique pas, la phase WNE précède la phase WNL.
- WR** Wolf-Rayet. Il s'agit en principe d'un adjectif, qualifiant une étoile ou une phase d'évolution stellaire. Par abus de langage, on dira parfois WR pour « étoile WR ».
- yr** Année (year), quand il s'agit de l'unité de temps.
- ZAMS** Instant zéro sur la séquence principale (zero age main sequence). Désigne l'instant pris conventionnellement comme la naissance de l'étoile.
- ZDC** Zone de confinement des particules énergétiques au voisinage d'Orion.

Première partie

Développement des outils théoriques et numériques

Chapitre 1

Rayons cosmiques et particules énergétiques

1.1 Introduction

1.1.1 La découverte du monde sub-atomique et des rayonnements pénétrants

L'aventure nucléaire a débuté il y a tout juste un siècle ! Ce simple constat est assez fascinant, si l'on songe à l'ampleur du chemin parcouru par ce qu'on peut raisonnablement appeler *la science du XX^e siècle*. Son origine se trouve dans le cœur même d'un des plus grands aboutissements de la physique du siècle précédent : l'unification de l'électricité et du magnétisme au sein de la théorie du champ électro-magnétique formulée dans sa forme définitive par James C. Maxwell en 1864. Cette théorie, qui permet la description de l'interaction entre un champ et une particule chargée, apparaît comme le trait d'union entre une physique classique essentiellement macroscopique, où les processus étudiés impliquent un nombre gigantesque de constituants élémentaires, et une physique moderne qui considère que les processus physiques fondamentaux ont lieu entre des entités microscopiques, inaccessibles de façon directe à nos sens. Parallèlement à la théorie de Maxwell, cette fin de XIX^e siècle voyait se développer, sous l'impulsion de Ludwig Boltzmann, la théorie cinétique permettant d'inférer le comportement moyen, statistique, d'une collection macroscopique de particules, à partir de la description élémentaire de chacune d'elles. Nous reviendrons sur ces deux théories majeures dans le chapitre 3.

Parmi la multitude d'expériences menées dans le but d'explorer les innombrables ramifications de la théorie de Maxwell, l'étude du passage du courant électrique à travers les gaz raréfiés mena à la découverte des *rayons cathodiques*, dont on montra très vite qu'ils étaient chargés, et dont Thomson mesura le rapport masse/charge en 1897. Obtenant ensuite indépendamment leur charge,

il déduisit pour ces rayons une masse environ 1000 fois plus faible que celle de l'atome d'hydrogène, le plus léger des éléments chimiques. Ainsi fut découverte la première particule sub-atomique, qu'on ne tarda pas à identifier à l'électron, particule responsable du courant électrique et supposée porter la charge électrique élémentaire.

Parallèlement, et toujours à l'aide de tubes à vide, Röntgen découvrit en 1895 des rayons ionisants mystérieux, nommés X, plus pénétrants encore que les rayons cathodiques, et qui ne furent identifiés comme des ondes électromagnétiques que vingt ans plus tard. En 1896, Becquerel remarqua que les rayons X n'étaient pas les seuls capables d'impressionner des plaques photographiques à travers leur enveloppe protectrice, et découvrit ainsi la radioactivité naturelle de l'uranium. Suivirent ensuite la découverte par les Curie du polonium et du radium, et Rutherford distingua finalement en 1898 deux types de rayons radioactifs : les *alpha* et les *beta*. En 1900, Villard vint ajouter un troisième type de rayonnement, encore plus pénétrant : les rayons *gamma*.

1.1.2 La découverte des rayons cosmiques

On peut faire remonter l'histoire de l'étude du rayonnement cosmique à peu près à la même époque, aux alentours de 1900, lorsqu'il fut établi que les électroscopes, dont se servaient alors abondamment les physiciens, se déchargeaient même à grande distance de sources radioactives. L'origine de ce rayonnement ionisant embarrassa les chercheurs. D'autant qu'il semblait plus intense en haut de la tour Eiffel que sur le plancher des autos, contrairement à ce qu'on attendrait s'il avait pour origine la surface de la Terre.

La conclusion définitive que ces rayons provenaient en réalité d'au dessus de nos têtes fut apportée par les expériences de Hess en 1912 et de Kolhörster en 1914, qui n'hésitèrent pas aller mesurer leurs effets jusqu'à cinq, puis neuf kilomètres d'altitude, lors d'expériences en ballons pour le moins périlleuses. Pas de doute, plus on monte, plus il y a de rayons... cosmiques ! De nombreuses expériences suivirent alors pour déterminer leur nature, leur énergie, leurs interactions au sein de l'atmosphère, etc. Cette histoire serait trop longue à retracer ici, mais nous rappellerons toutefois que des années trente aux années cinquante, les rayons cosmiques furent les seules particules à la disposition des physiciens suffisamment énergétiques pour pénétrer à l'intérieur des noyaux. Les premiers développements de la physique des particules sont donc intimement liés aux travaux sur le rayonnement cosmique, ce qui constitue sans nul doute un des titres de noblesse de ce qui est devenu aujourd'hui l'astrophysique des hautes énergies. Citons simplement, à titre d'exemple, quelques découvertes attribuables directement aux rayons cosmiques : celle du positon, bien sûr, première particule d'antimatière observée après la fameuse prédiction de Dirac, mais aussi le *muon*, les *kaons* (K^+ , K^- , K^0), particules dites *étranges*, les particules *lambda* (Λ), les *pions* π^0 , prédits onze ans plus tôt par Yukawa, ou π^+ et π^- , et bien d'autres

encore...

Puis, vers 1953, la technologie des accélérateurs parvint à un stade où il fut possible de produire des ‘rayons cosmiques artificiels’ d’énergie comparable à celle de leurs cousins galactiques, plus authentiques assurément, mais tellement moins contrôlables... La physique des particules et des hautes énergies redescendit alors sur Terre, et même parfois sous terre, au voisinage des grands accélérateurs, et les rayons cosmiques furent rendus à l’Olympe.

1.1.3 Les rayons cosmiques et l’astrophysique

Plus exactement, ils furent rendus aux astrophysiciens, qui n’allaient pas les laisser filer aussi vite, et se priver d’une source d’information particulièrement riche. Qu’on y songe seulement : les rayons cosmiques représentent la seule dérogation autorisée à la sacro-sainte loi qui limite les activités des astrophysiciens, le Premier Commandement (et sans doute le seul) de la Grande Guilde des Chercheurs de Vérité Cosmique;-), à savoir : « Tu tireras l’enseignement de la lumière, et d’elle seule tu éclaireras ton esprit ».

C’est en effet la grande gloire, mais aussi la grande tragédie de l’astrophysique que de tirer sa connaissance des corps célestes de la seule lumière qui nous en parvient sur Terre. Aucune expérience directe n’est permise. Nul n’a jamais ‘pesé’ un nuage interstellaire, trempé un thermomètre dans le cœur d’une étoile, ou déclenché un chronomètre à la naissance des astres pour en mesurer l’âge ou la durée de vie. Tout ce que nous savons ou supposons sur le ciel a été déduit de l’analyse de la lumière. Seule exception, les rayons cosmiques représentent un échantillon authentique de matière extraterrestre, et pour une bonne part extrasolaire. Même s’il n’en parvient chaque seconde qu’un petit microgramme sur toute la surface de la Terre, ce bien est trop précieux pour que les astrophysiciens le négligent.

Après 1953, donc, les rayons cosmiques cessèrent d’intéresser directement les physiciens des hautes énergies, mais gardèrent tout leur intérêt pour les astrophysiciens, qui se tournèrent immédiatement vers l’étude de leur origine et de leur propagation, dans les divers milieux astrophysiques, depuis leur source jusqu’à la Terre. Nous aborderons ce sujet dans le chapitre 3, mais signalons dès à présent qu’une conséquence de leur mode de propagation est qu’ils se ‘mélangent’ rapidement dans le milieu interstellaire et constituent un flux essentiellement isotrope au niveau de la Terre. Cette circonstance les rend malheureusement assez peu exploitable. Imaginons que la lumière stellaire se comporte de même : nous recueillerions sur la Terre un flux moyen, uniforme, dont nous ne saurions rien tirer, pas même qu’il existe des étoiles !

Aussi n’est-ce que vers le début des années cinquante que les rayons cosmiques ont acquis un intérêt astrophysique important. A cette époque, en effet, le visage de l’astronomie a commencé de changer radicalement. Si le Premier Commandement rappelé ci-dessus limite la source d’information cosmique à

la seule lumière, il n'interdit pas en revanche d'en élargir le spectre. C'est ainsi qu'au cours des cinquante dernières années, toute l'étendue du spectre électromagnétique fut ouvert à l'observation, depuis les ondes radio jusqu'aux rayons gamma, en passant par le millimétrique, l'infrarouge, l'ultraviolet et les rayons X. Dès 1950–1953, il fut reconnu qu'une part importante de l'émission radio cosmique était une émission synchrotron, due à des électrons ultrarelativistes spiralant dans les champs magnétiques interstellaires, et même au delà de notre Galaxie.

Il était donc devenu possible d'observer le rayonnement cosmique *in situ*, loin de la Terre, et l'on découvrit d'un même élan l'importance physique d'une composante majeure de l'univers, jusqu'alors méconnue : le plasma relativiste. L'analyse énergétique révéla par ailleurs que des processus mettant en jeu des puissances colossales étaient à l'œuvre (liés aux supernovæ, aux pulsars ou encore aux quasars...), ce qui acheva de sceller **l'alliance entre l'étude du rayonnement cosmique et l'astrophysique des hautes énergies**. Une telle alliance est toujours en vigueur, et s'est même vue renforcer par l'avènement d'un nouvel outil dont les deux disciplines sont conjointement, et naturellement les héritières : *l'astronomie gamma*.

En effet, les particules énergétiques composant le rayonnement cosmique donnent lieu, outre le rayonnement radio synchrotron, à une émission de rayons γ , directe ou indirecte, qui constitue la principale signature de leurs interactions avec la matière interstellaire. Dans les chapitres à venir, nous utiliserons largement ces indices lumineux et montrerons comment il est possible de tirer de l'analyse du rayonnement gamma galactique, et notamment de l'émission d'Orion, de multiples informations sur les processus nucléaires à l'œuvre dans l'univers.

Cela nécessite bien sûr une connaissance préalable des processus élémentaires par lesquels les particules de haute énergie interagissent avec leur environnement, qu'il s'agisse de champ ou de matière. Nous décrirons dans le prochain chapitre celles de ces interactions dont nous ferons ultérieurement usage, mais nous souhaitons auparavant donner quelques indications sur les principales caractéristiques connues du rayonnement cosmique, et en préciser les implications astrophysiques, quitte à anticiper par moments sur certains résultats théoriques.

1.2 Données générales sur le rayonnement cosmique

1.2.1 La composition chimique des rayons cosmiques

Lorsque l'on a affaire à une population nouvelle, comme ce fut le cas pour les rayons cosmiques, le premier travail consiste à faire un recensement. En l'occurrence, combien y a-t-il de particules énergétiques, quelle est leur nature, quel est leur spectre, et comment se répartissent-elles au sein des différentes

classes de leur société?

L'établissement d'un recensement n'est jamais chose aisée, et dans le cas du rayonnement cosmique, si on peut légitimement se concentrer sur un échantillon représentatif, il fallut attendre en revanche le lancement des premiers satellites pour accéder à des données de première main, c'est-à-dire interroger les individus eux-mêmes et non leurs descendants, ou les traces qu'ils ont laissées au cours d'interactions diverses avec l'atmosphère terrestre. Mais passons sur les difficultés techniques, et venons-en aux faits : 98% des particules cosmiques parvenant jusqu'à nous sont des protons ou des noyaux divers, et seulement 2% sont des électrons. Parmi les noyaux, on compte 87% d'hydrogène (protons), 12% d'hélium et 1% de noyaux plus lourds.

L'étude des abondances relatives des différents noyaux au sein du rayonnement cosmique recèle une foule d'informations à la fois sur la composition chimique de leur source et sur les interactions nucléaires qu'ils ont subies tout au long de leur trajet jusqu'à la Terre. D'une façon générale, ces abondances sont très similaires à celles déduites de la spectroscopie solaire ou des analyses météoritiques, qui sont le résultat cumulé des nucléosynthèses primordiale, stellaire et galactique. Ce premier constat tend à prouver que les rayons cosmiques sont accélérés à partir du milieu interstellaire moyen, de composition dite *solaire*.

Toutefois, certaines dérogations à ce schéma de principe général se révèlent dans une analyse plus fine des données, et ce sont ces déviations, ces écarts à la composition canonique, qui renferment en réalité l'essentiel de l'information sur le rayonnement cosmique. Ces écarts sont généralement nommés – qu'on n'y voit nul mépris – des *anomalies chimiques*.

Les noyaux secondaires

L'anomalie la plus frappante que l'on observe au sein du rayonnement cosmique, est l'énorme surreprésentation des éléments s'étendant sous le 'pic du fer' (de Ca à Fe), et plus encore des trois éléments dits *légers* : le lithium (Li), le béryllium (Be) et le bore (B). L'écart aux abondances solaires se monte en effet à un facteur 10^6 dans le cas du ^9Be , et presque autant pour les isotopes ^{10}B et ^{11}B .

Comme nous le verrons plus loin, ces trois éléments forment une classe à part dans le tableau de Mendeleïev. On les désigne d'ailleurs souvent conjointement par le nom générique de *LiBeB*. Ils doivent leur existence principalement aux réactions de *spallation* ayant lieu dans le milieu interstellaire, au cours desquelles un noyau plus lourd qu'eux-mêmes (carbone, azote ou oxygène) se fragmente lors d'une rencontre avec une particule énergétique ($E \gtrsim 10 \text{ MeV/n}$). Inversement, les noyaux énergétiques de carbone peuvent se briser en vol sur les protons essentiellement au repos du milieu interstellaire, et donner naissance à des noyaux de LiBeB. Ces derniers, issus de la rencontre de deux noyaux d'énergies cinétiques différentes, se meuvent alors à une vitesse comparable à celle du noyau le plus lourd, c'est-à-dire ici du carbone incident.

Ainsi, les noyaux C, N et O présents dans le rayonnement cosmique génèrent, par leur simple déplacement dans le milieu interstellaire, des noyaux de LiBeB énergétiques en nombre proportionnel à la quantité de matière traversée (et aux sections efficaces de spallation). Ces noyaux *secondaires* sont de fait intégrés au rayonnement cosmique tel qu'on le mesure au sommet de l'atmosphère terrestre, et la surabondance du LiBeB, loin de poser problème, s'avère être au contraire la conséquence inévitable de la propagation des particules énergétiques au sein de la Galaxie.

Mieux encore, le nombre de noyaux de LiBeB détectés, comparé au nombre de noyaux de CNO, fournit une information capitale sur la quantité de matière traversée par les rayons cosmiques depuis leur source jusqu'à la Terre. En pratique, l'estimation de cette *épaisseur nucléaire*¹ est compliquée par la prise en compte des réactions nucléaires subies par les noyaux secondaires eux-mêmes. De plus, il est peu probable que tous les rayons cosmiques aient traversé la même épaisseur de matière avant de nous atteindre. Enfin, puisque les sections efficaces de spallation dépendent de l'énergie de la particule incidente, la forme du spectre des rayons cosmiques devra être connue, de même que les éventuelles variations de leur énergie cinétique au cours de la propagation (accélération ou décélération).

Néanmoins, les effets précédents peuvent être modélisés avec une assez bonne précision, et le résultat obtenu est globalement peu contestable : **depuis leur source jusqu'à la Terre, les rayons cosmiques ont parcouru un chemin nucléaire de l'ordre de 6 à 10 g cm⁻²**, selon leur énergie (Engelmann et al., 1990; Drury, 1994). L'unité g cm⁻² sera utilisée souvent par la suite. Elle correspond au produit d'une densité par une longueur, et mesure donc l'épaisseur de matière traversée. Pour une densité donnée, le chemin nucléaire est proportionnel au chemin parcouru. Inversement, pour une densité double, le même chemin nucléaire est obtenu après une distance géométrique deux fois plus faible.

Comme nous l'avons déjà dit, les éléments légers (LiBeB) ne sont pas les seuls surabondants parmi les rayons cosmiques. Les éléments précédant le fer, et qui en sont les principaux produits de spallation, permettent de renouveler, et de confirmer l'étude précédente. Il en est de même pour l'isotope ³He, dont l'abondance rapportée à ⁴He (rapport isotopique) est nettement plus élevée dans le rayonnement cosmique que dans le milieu interstellaire local. A nouveau, le résultat précédent est confirmé de manière indépendante.

On peut d'ailleurs comparer plus finement l'effet produit pour chacun des éléments 'anormaux', dont la mesure est le rapport noyaux primaires / noyaux secondaires (produits de spallation), et en déduire une distribution des chemins nucléaires parcourus par les rayons cosmiques. Il s'avère, comme nous l'avons

1. Nous employons ce terme par analogie avec l'épaisseur optique. De même, nous utiliserons le terme de *chemin nucléaire*, par analogie avec le chemin optique, pour traduire le terme anglais *path length*.

évoqué, que certains rayons cosmiques traversent une grande épaisseur de matière avant de parvenir sur Terre, et que d'autres nous rejoignent plus 'rapidement'. On montre en fait que la distribution des chemins nucléaires parcourus est approximativement gaussienne, ce qui fournit une information de première importance sur le mode de propagation des particules énergétiques dans le milieu interstellaire, en plaidant clairement pour un modèle diffusif où les termes de diffusion l'emportent sur les termes convectifs (voir le chapitre 3 à propos du transport des rayons cosmiques).

Les anomalies isotopiques

Si l'analyse des anomalies élémentaires fournit des informations sur la propagation des rayons cosmiques, les anomalies isotopiques nous renseignent sur leur composition à la source, c'est-à-dire avant l'intervention des réactions de spallation. La raison en est que les taux de production spallative de deux isotopes voisins d'un même élément sont toujours assez semblables. Pour le dire simplement, arracher un proton ou un neutron à un noyau est indifférent, du moins au premier ordre. Car au delà des résonances intervenant pour des énergies de quelques dizaines de MeV/n, les sections efficaces de spallation sont gouvernées par la taille de l'espace des phases accessible pour la réaction considérée, laquelle ne dépend pas de la nature du nucléon. Une exception évidente est pourtant celle déjà signalée concernant l'hélium, puisque l'isotope ^3He est le seul à pouvoir être produit de façon significative par spallation (à partir de ^4He), du fait de l'extrême rareté des éléments plus lourds que ^4He . Le cas du deutérium (^2H) est également à part, puisque cet isotope de l'hydrogène est principalement secondaire au sein du rayonnement cosmique, à l'inverse de ^1H .

L'anomalie isotopique la plus marquée concerne le néon, qui affiche un rapport $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$ quatre fois plus grand que dans le système solaire. Un tel écart ne peut avoir son origine que dans la source même des rayons cosmiques, ce qui constitue une contrainte supplémentaire pour les modèles théoriques. On pense notamment à des sources liées aux étoiles Wolf-Rayet, qui produisent presque exclusivement l'isotope 22, lors de la combustion de l'hélium. Leurs vents en sont donc fortement enrichis (voir la partie III). Cette explication a de plus l'avantage de rendre compte de la surabondance des noyaux ^{12}C et ^{16}O , caractéristiques eux-aussi des vents d'étoiles Wolf-Rayet, comme nous aurons maintes occasions de le répéter plus loin.

Les corrélations physiques

En s'interrogeant plus activement sur l'origine des écarts à la composition solaire, les spécialistes ont remarqué une corrélation significative entre l'abondance des éléments et leurs propriétés atomiques. En l'occurrence, les éléments présentant un potentiel de première ionisation (PPI) élevé sont systématiquement

moins abondants dans le rayonnement cosmique que dans le système solaire. Ceci semble fournir une indication sur le degré d'ionisation de la région où les particules sont accélérées. Les éléments à faible PPI doivent être ionisés afin de participer à l'accélération sans modification de leurs abondances relatives. Ceux pour lesquels le potentiel d'ionisation est plus élevé doivent au contraire rester neutres, du moins la plupart d'entre eux, afin d'échapper aux forces électromagnétiques responsables de l'accélération. Leur abondance peut ainsi se trouver réduite jusqu'au facteur 5 impliqué par les observations. Dans le cadre de ce modèle, les conditions physiques requises sont celles d'un gaz partiellement ionisé, dont la température n'excède pas $\sim 10^4$ K.

Cette esquisse d'explication n'est qu'un modèle indicatif des processus de sélection pouvant intervenir lors de l'accélération des rayons cosmiques. En particulier, si la corrélation avec le potentiel de première ionisation est incontestable, il n'est nullement prouvé que ce potentiel intervienne de façon directe. Il se pourrait qu'il influence une autre propriété physique, qui serait la véritable cause de la modulation des abondances. D'ailleurs, le modèle ci-dessus n'explique pas certaines anomalies très fines, mais importantes, relatives aux éléments Na, Ge et Pb.

Tout récemment, une synthèse générale des données relatives à la composition du rayonnement cosmique a été proposée par Jean-Paul Meyer, du Service d'Astrophysique (SAp) du CEA, Don Ellison, collaborateur régulier de nombreux chercheurs du SAp, basé en Caroline du Nord, et Luke Drury, de Dublin. Leur étude est la première à rendre compte de l'ensemble des données observationnelles, y compris de la sous-abondance d'un facteur 10 de l'hydrogène et de l'hélium, au sein d'un modèle unique, complet, cohérent et naturel. L'idée essentielle est que **les anomalies chimiques du rayonnement cosmique sont corrélées non pas avec le potentiel de première ionisation, mais avec la volatilité des divers éléments** (mesurée par la température de condensation). La volatilité étant elle-même globalement anti-corrélée au PPI, les deux interprétations sont essentiellement indifférenciables... Sauf pour les rares éléments échappant à cette corrélation, comme justement Na, Ge et Pb ! Or dans leur cas, les observations désignent très nettement la volatilité, et non le PPI, comme le paramètre pertinent.

Mais le modèle de nos amis sus-mentionnés (modèle MDE/EDM) ne se limite pas à une phénoménologie des abondances : il comprend un traitement quantitatif précis de l'accélération des divers noyaux par les ondes de chocs des supernovæ. L'idée fondamentale, motivée par des simulations numériques probantes, est que l'accélération des *grains* de poussière présents dans le milieu interstellaire, et observés intensivement dans l'infra-rouge, le visible et l'ultra-violet, est particulièrement efficace. Les grains accélérés, qui seront ensuite 'évaporés' en atomes individuels par le processus de *sputtering*, sont par définition très enrichis en les éléments les plus réfractaires (i.e. les moins volatiles). La surabondance de ces derniers au sein du rayonnement cosmique s'explique alors

très simplement.

Quant à l'efficacité particulière de l'accélération des grains, elle tient dans ce modèle à leur grande rigidité magnétique (rapport masse/charge), qui leur fait voir une onde de choc effective plus creusée que les ions individuels. Ce point précis, comme les détails du modèle d'accélération, nécessiterait une explication plus approfondie, mais nous préférons la remettre à plus tard, lorsque nous utiliserons des arguments similaires pour nos propres modèles.

Signalons tout de même pour finir que le modèle MDE/EDM est si précis, malgré ses diverses simplifications, qu'il rend parfaitement compte d'un autre problème subtil : la surabondance des éléments augmente avec la masse de leur noyau pour les éléments volatiles, mais pas pour les réfractaires ! Réponse : Normal ! Les noyaux pris dans les grains sont accélérés tous ensemble, et ne se dissocient qu'ensuite, sans aucun effet de masse, tandis que les éléments volatiles ne sont pas liés au grains (ou s'en séparent plus tôt), et sont de ce fait sensibles à l'effet de rigidité mentionné plus haut, qui favorise les noyaux les plus lourds (A/Z plus élevé). Élégant, non ?

Les horloges cosmiques

Avant de quitter le problème de la composition du rayonnement cosmique, il nous faut aborder la question palpitante des isotopes instables, qui jouent le rôle de véritables horloges cosmiques. De toute évidence, si l'on trouve quelque part un noyau dont la durée de vie est de 1000 ans, on peut attester qu'il a été créé (synthétisé) il y a au plus 1000 ans. Dans le cas contraire, il aurait déjà disparu !

Bien sûr, la désintégration des noyaux radioactifs est un problème statistique, et la probabilité n'est jamais nulle que celui que nous avons considéré ait survécu déjà deux cent millions d'années. Mais dès que l'on dispose d'un nombre assez grand de particules, la comparaison du nombre de noyaux pères et du nombre de noyaux fils ne laisse aucun doute sur l'âge de l'échantillon. Cette circonstance est à la base des principales techniques de datation, aussi bien des objets terrestres que des météorites.

Dans le cas du rayonnement cosmique, l'isotope radioactif le plus important est sans conteste le béryllium 10, ^{10}Be , produit abondamment par spallation à partir des noyaux de carbone et d'oxygène. Il décroît en ^{10}B avec un temps de vie de $3.9 \cdot 10^6$ années. Les abondances relatives des divers isotopes du bore et du béryllium témoignent donc du nombre moyen de désintégrations depuis l'époque de leur synthèse, pour autant que les diverses sections efficaces de production, et par conséquent les abondances relatives à la source soient toutes connues avec une précision convenable. En pratique, c'est le cas à bien mieux qu'un facteur deux près !

Le résultat de cette procédure de datation est que **le temps moyen mis par les rayons cosmiques pour parvenir de leur source jusqu'à la Terre est $\sim 2 \cdot 10^7$ ans**. Ce résultat est confirmé par l'analyse d'autres horloges cosmiques,

telles ^{26}Al , ^{36}Cl , ^{53}Mn , ^{54}Mn et ^{59}Ni , de demi-vies respectives $7.4 \cdot 10^5$ ans, $3.1 \cdot 10^5$ ans, $3.7 \cdot 10^6$ ans, 303 jours et $8.0 \cdot 10^4$ ans.

Pour finir, nous pouvons combiner les résultats sur l'épaisseur nucléaire moyenne traversée par les rayons cosmiques et sur la durée moyenne de leur trajet, pour obtenir la densité moyenne qu'ils ont rencontrée : **les rayons cosmiques parvenant à la Terre se sont propagés dans un milieu de densité moyenne 0.2 cm^{-3}** . Cette valeur n'est rien d'autre que le chemin nucléaire ($6\text{--}10 \text{ g cm}^{-2}$) divisé par la distance linéaire parcourue ($c \times 2 \cdot 10^7$ ans). La densité obtenue de 0.2 particules par cm^{-3} étant environ 5 fois plus faible que la densité moyenne du disque galactique, il en résulte que les rayons cosmiques passent la majeure partie de leur temps hors du disque, c'est-à-dire dans le halo galactique. À moins bien sûr que pour une raison inconnue, les rayons cosmiques ne pénètrent pas dans les régions denses du disque, c'est-à-dire dans les nuages. Mais ceci semble difficilement conciliable avec les données observationnelles, notamment sur la production de π^0 dans les nuages (Isabelle Grenier, communication privée).

1.2.2 Le spectre d'énergie des rayons cosmiques

Après avoir recensé les rayons cosmiques dans l'espace des compositions, faisons-le maintenant dans l'espace des énergies.

Les noyaux primaires et secondaires

Le spectre d'énergie des rayons cosmiques s'étend avec une grande régularité jusqu'aux valeurs impressionnantes de 10^{20} , voire 10^{21} électron-volts, c'est-à-dire plusieurs dizaines de joules ! Des particules individuelles, dont on peut montrer par ailleurs qu'elles sont probablement des noyaux ordinaires, entre l'hydrogène et le fer, possèdent ainsi des énergies macroscopiques : une balle de tennis à 150 km/h ! Comment l'univers a-t-il pu porter des particules à de telles énergies ? Cela reste un mystère...

À des énergies plus modérées – quoique fort respectables, disons de 10 à $10^5\text{--}10^6 \text{ GeV/n}$, **le spectre des rayons cosmiques est assez bien représenté par une loi de puissance de pente logarithmique $\eta \sim 2.5\text{--}2.7$** . Cette propriété fondamentale pose une contrainte sur les modèles d'accélération du rayonnement cosmique. Disons-le tout de suite, elle désigne clairement l'accélération par onde de choc comme le mécanisme le plus probable, du moins pour cette bande d'énergie.

Aux énergies plus élevées, le spectre se raidit, ce qui témoigne sans doute d'un processus d'accélération différent, et peut-être aussi d'une origine spatiale distincte. S'il y a de bonnes raisons de penser que les rayons cosmiques d'énergie inférieure à $10^{14}\text{--}10^{15} \text{ eV/n}$ sont d'origine galactique, il est plus difficile de trancher pour les particules de plus haute énergie.

À l'extrême inverse, au dessous de 10 GeV/n, le spectre dévie également de la 'loi de puissance universelle' en $E^{-\eta}$, et s'éteint progressivement à mesure qu'on approche les énergies de quelques MeV/n. L'énergie au dessous de laquelle cette atténuation se fait sentir, et la forme que prend le décrochement dans le spectre des rayons cosmiques, varient avec la phase du cycle d'activité solaire. Les particules de plus basse énergie arrivent en moins grand nombre sur Terre lorsque le soleil est dans sa phase la plus active. De toute évidence, le vent solaire joue un grand rôle dans cette *modulation*. Nous y reviendrons dans un instant.

Il est instructif de comparer le spectre individuel des différents noyaux. Malheureusement, au dessus de $\sim 10^3$ GeV/n, il n'est plus possible de mesurer le numéro atomique des rayons cosmiques avec précision; uniquement leur énergie totale. Toujours est-il que dans la zone accessible à l'expérience, tous les noyaux ont des spectres semblables, à l'exception des noyaux secondaires évoqués plus haut, qui sont des produits de spallation de noyaux dits *primaires*, accélérés directement à la source du rayonnement cosmique. Ces produits de spallation ont un spectre plus raide, c'est-à-dire que leur abondance relative est plus importante à basse énergie qu'à haute énergie.

Une information capitale peut être tirée de cette observation : **le chemin nucléaire, ou de façon équivalente le temps de confinement du rayonnement cosmique, décroît avec l'énergie.** Ceci pose une sévère contrainte sur le taux de réaccélération des rayons cosmiques durant leur transport jusqu'au système solaire. Si les noyaux étaient accélérés de façon continue dans le milieu interstellaire, comme le suggèrent certains arguments théoriques, les plus énergétiques devraient être aussi ceux qui ont traversé le plus de matière, c'est-à-dire parcouru le chemin nucléaire le plus grand. Or c'est exactement l'inverse. L'accélération originelle, à la source, doit donc l'emporter sur l'accélération séculaire, dans le milieu interstellaire. Nous verrons les implications de ce résultat dans le chapitre dédié à l'accélération des particules, en discutant les mécanismes de Fermi du premier et du second ordre.

Les électrons

Les électrons forment une classe à part parmi les rayons cosmiques. Comme nous l'avons déjà dit, ils ne représentent que 2% du flux détecté, ce qui revient à dire que le rayonnement cosmique n'est pas électriquement neutre ! Le spectre d'énergie des électrons est également différent de celui des noyaux. Au dessus de 10 GeV, il se laisse assez bien décrire par une loi de puissance plus raide, d'indice logarithmique $\eta = 3.3$. Toutefois, aucune détection n'a eu lieu au dessus de 2000 GeV/n. En dessous de 10 GeV, l'influence du vent solaire se fait sentir, et l'on observe à nouveau une forte atténuation du flux d'électrons relativistes.

Nous disposons toutefois de deux indices permettant d'évaluer le spectre et le flux des électrons aux énergies de 10 MeV à 10 GeV, inaccessibles à l'expérience directe. Le premier est l'émission radio galactique entre 10 et 1000 MHz. Nous

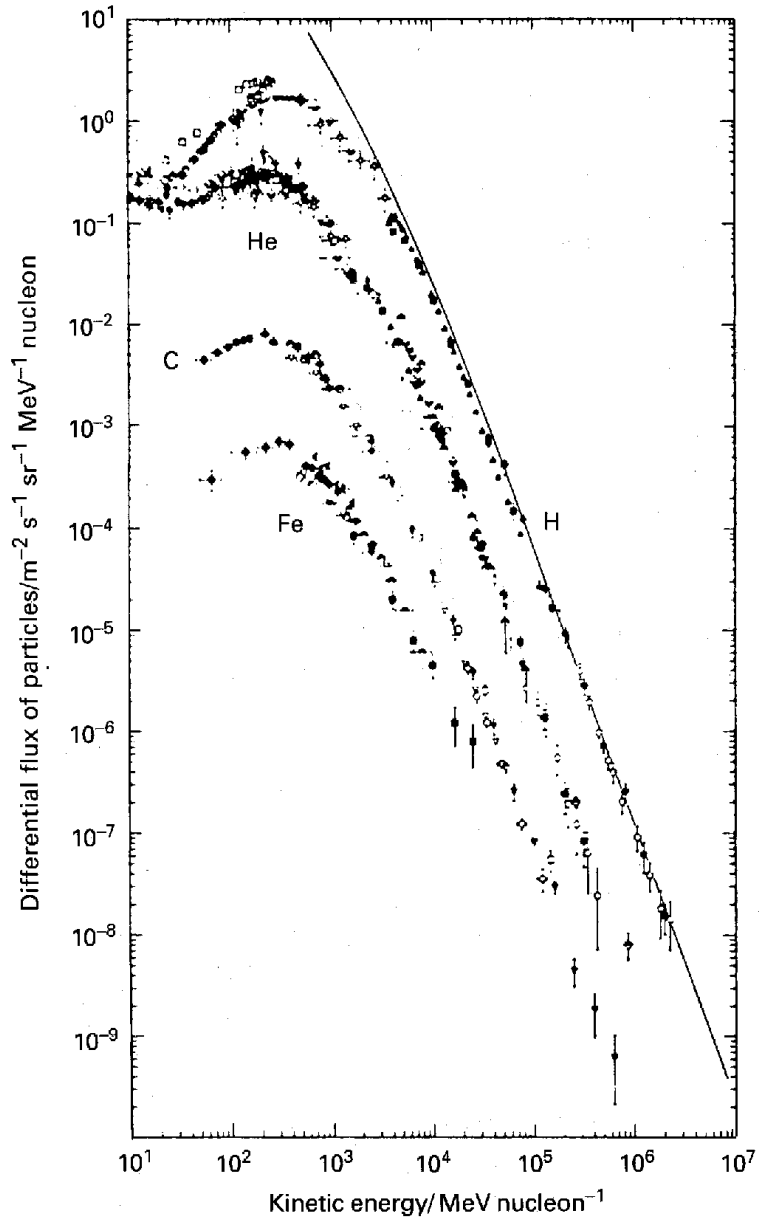


FIG. 1.1: *Exemple de spectre d'énergie des rayons cosmiques (ici H, He et Fe) observés au sommet de l'atmosphère terrestre. On y voit l'effet de la modulation solaire, qui se traduit par un 'décrochement' de la loi de puissance au dessous de 1 à 10 GeV/n. Le trait plein montre le spectre des protons démodulé, obtenu par modélisation des effets de propagation dans le milieu interplanétaire (D'après Simpson, 1983).*

avons déjà mentionné l'importance qu'ont eu ces observations dans l'histoire de l'étude du rayonnement cosmique. Dès le début des années cinquante, on a compris qu'elles ne pouvaient être expliquées en termes de rayonnement de corps noir, ni de rayonnement bremsstrahlung thermique, et qu'elles étaient la signature du mouvement d'électrons relativistes dans les champs magnétiques interstellaires. En un mot, il s'agissait d'un rayonnement synchrotron, comme le confirme d'ailleurs son haut degré de polarisation.

La physique de ce rayonnement étant connue, on peut assez facilement déduire des observations radio le spectre des électrons cosmiques dans la bande d'énergie concernée, moyennant la connaissance du champ magnétique interstellaire. Inversement, en calibrant le flux desdits électrons sur le flux mesuré à 10 GeV, et en supposant que le rayonnement cosmique observé sur Terre est représentatif de toute la Galaxie, on peut tirer des informations sur l'intensité du champ magnétique dans telle ou telle région de l'espace.

Malheureusement, l'émission radio ne peut nous servir à évaluer le flux et le spectre des électrons au dessous de 100 MeV, car les fréquences synchrotron rayonnées deviennent alors trop basses, et sont sujettes à l'absorption bremsstrahlung du milieu interstellaire. Bien que celle-ci soit modélisable, les incertitudes sont trop importantes pour qu'on puisse donner une conclusion fiable. Mais gardons-nous de maudire à la hâte le bremsstrahlung, car il porte en lui-même son propre antidote. L'émission bremsstrahlung des électrons de 30 à 100 MeV est en effet observable dans le domaine des rayons γ de basse énergie (10–100 MeV), et nous permet d'étendre notre connaissance du spectre des électrons cosmiques.

Il ressort de ces analyses que la loi de puissance observée à haute énergie ne se poursuit pas en dessous de 10 GeV, même après correction de la modulation solaire. De manière schématique, le spectre d'énergie des électrons prend une forme de loi de puissance par morceaux, avec un indice plus faible à mesure qu'on descend en énergie. De $\eta = 3.3$ au dessus de 10 GeV, on tombe à $\eta = 1.6$ entre 10 et 100 MeV.

Une telle différence avec le spectre des noyaux de haute énergie renforce le sentiment premier que les électrons forment une composante à part au sein du rayonnement cosmique. Certaines caractéristiques peuvent s'expliquer par le fait que le transport des électrons dans le milieu interstellaire est différent de celui des noyaux. Ceci est du à leur plus faible masse, qui les rend sensibles à des processus de pertes d'énergie différents, comme le rayonnement synchrotron ou l'effet Compton inverse. Corrélativement, leur rigidité est notablement plus faible que celle des protons de même vitesse, ce qui modifie leur dynamique en présence de champs magnétiques. Mais il se pourrait également que cette différence de rigidité se traduise par des comportements très différents dès la source, c'est-à-dire à l'accélération. Nous reviendrons sur ce point important dans le chapitre 3, ainsi que dans la partie III à propos de l'émission γ d'Orion.

1.2.3 La modulation solaire

Le vent solaire

Dans la mesure où nous aurons à considérer plus loin le transport des particules chargées dans un milieu interstellaire ionisé et porteur de champs magnétiques, nous pouvons nous réjouir de disposer d'un véritable laboratoire d'étude à portée de nos satellites et de nos sondes spatiales. Ce laboratoire est bien sûr le milieu interplanétaire, dont les conditions physiques sont dominées par l'influence du mythique vent solaire, responsable entre autres merveilles de la queue des comètes et des aurores polaires.

Le vent solaire consiste en un flot plus ou moins continu de plasma émanant du sommet de la couronne solaire, et portant des champs magnétiques variables de plusieurs dizaines de microgauss (10^{-5} G, où $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$). Sa température est d'environ 10^6 K , comparable à celle de la couronne solaire, et sa vitesse varie autour de quelques centaines de kilomètres par seconde. Le flux de particules est en moyenne $2 \cdot 10^8 \text{ part cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ au niveau de la Terre, ce qui correspond à une densité d'environ 5 protons par cm^3 , et une densité d'énergie de 2500 eV cm^{-3} .

Dans ces conditions de température et de densité, le libre parcours moyen des particules relativement aux collisions coulombiennes est supérieur à une unité astronomique (distance Terre-Soleil). Dès lors, les ondes de chocs qui se forment dans le milieu interstellaire sont des exemples précieux de chocs dits *non collisionnels*, dans lesquels les interactions entre particules, nécessaires à la formation du choc, se font par l'intermédiaire de champs électromagnétiques à grande portée, et non par des collisions binaires. Cette propriété caractérise la plupart des chocs que l'on rencontre en astrophysique des hautes énergies, et qui y jouent un rôle absolument fondamental, notamment pour l'accélération du rayonnement cosmique. Il est donc heureux que nous disposions de spécimens d'étude permettant de tester qualitativement et quantitativement les théories.

Dans le milieu interplanétaire, les chocs se forment parce que le vent solaire est à la fois supersonique et super-alfvénique (voir le chapitre 3). La rencontre avec les planètes entraîne donc des chocs courbés, appelés *bow shocks*. Des perturbations internes au vent solaire peuvent également déclencher des discontinuités libres, non rattachées aux planètes. Dans tous les cas, on peut mesurer les propriétés physiques de part et d'autre de ces chocs, et vérifier la validité des modèles théoriques. On peut même 'voir' en direct l'accélération des particules !

Outre ces propriétés, sur lesquelles nous reviendrons ultérieurement, la présence de champs magnétiques figés dans le plasma à très haute conductivité électrique qu'est le vent solaire, se traduit par une interaction importante avec les particules chargées du rayonnement cosmique.

Influence sur les rayons cosmiques

Lorsqu'un noyau atteint les abords du soleil, il rencontre des inhomogénéités magnétiques 'héliofuges', qui consistent notamment en un système d'ondes plasma plus ou moins isotropes dans le référentiel du vent solaire. Les noyaux de plus basse énergie interagissent de façon résonnante avec ces inhomogénéités (voir le chapitre 3), et tendent à acquérir un mouvement isotrope par rapport au référentiel du plasma. Du fait de l'expansion du vent solaire, ces noyaux sont alors en partie refoulés vers l'extérieur de l'héliosphère dont la limite, fixée par l'équilibre de la pression dynamique du vent et de la pression cumulée du gaz interstellaire et des rayons cosmiques eux-mêmes, se situe à environ 70 unités astronomiques (U.A.) du soleil.

Le nombre de ces noyaux diminue donc à mesure que l'on pénètre vers le cœur de l'héliosphère, et au niveau de la Terre, à 1 U.A., le déficit devient tout à fait notable. Ainsi s'explique l'atténuation du flux de rayons cosmiques observée au dessous de ~ 10 GeV/n. Évidemment, plus l'activité solaire est intense, plus les inhomogénéités magnétiques sont nombreuses dans le milieu interplanétaire. L'interaction du vent solaire et des rayons cosmiques s'en trouve immédiatement renforcée, ce que réduit le flux mesuré au niveau de l'orbite terrestre.

De plus, comme nous le verrons plus loin, la dynamique des particules chargées dans un champ magnétique dépend essentiellement de leur rayon de giration. Si l'intensité du champ magnétique augmente, un rayon de giration identique est obtenu pour des particules de plus haute énergie. En conséquence, l'intensification de l'activité solaire se traduit par une augmentation de l'énergie maximale concernée par la modulation solaire.

Ces idées générales peuvent être intégrées au sein d'un modèle physique précis, permettant des tests quantitatifs. Il serait prématuré d'exposer ce modèle maintenant, mais disons qu'il reproduit remarquablement les diverses caractéristiques de la modulation solaire, ce qui est très encourageant pour la transposition des méthodes utilisées à d'autres environnements astrophysiques, moins accessibles à l'expérience.

1.2.4 L'isotropie du rayonnement cosmique

D'une façon générale, les rayons cosmiques sont déviés par le champ magnétique interplanétaire, de sorte qu'il est difficile d'obtenir des données fiables sur leur direction de propagation dans le milieu interstellaire. Toutefois, pour des énergies supérieures à environ 1000 GeV/n, le rayon de giration des noyaux excède le rayon de l'orbite d'Uranus, et l'on est fondé à négliger leur déviation. Les données sur l'anisotropie du rayonnement cosmique commencent donc à $\sim 10^{12}$ eV. Elles indiquent que le degré d'anisotropie est inférieur à 10^{-3} ($\sim 6 \cdot 10^{-4}$) pour les particules d'énergie $E \lesssim 10^{15}$ eV, c'est-à-dire jusqu'au coude² observé dans le

2. Les anglo-saxons disent le genou (*knee*)...;-)

spectre d'énergie.

Une telle anisotropie est compatible avec une propagation isotrope des rayons cosmiques dans le milieu interstellaire (MIS), moyennant la prise en compte de quelques phénomènes généraux. Tout d'abord, le mouvement propre du système solaire dans le MIS local, à une vitesse d'environ 22 km s^{-1} , produit à lui seul une anisotropie dipolaire apparente de $2 \cdot 10^{-4}$.

Ensuite, il se peut que des sources proches perturbent le fond galactique moyen et renforcent le rayonnement cosmique dans certaines directions privilégiées au voisinage du soleil. Sur de plus grandes distances, le mélange et l'homogénéisation des rayons cosmiques doit être opérante, mais sur quelques centaines de parsec, on peut s'attendre à des fluctuations de densité. Ainsi, la faible anisotropie mesurée pourrait être due en partie à des supernovæ proches et récentes, comme *Loop I* (50 pc, $3 \cdot 10^4$ ans), *Vela* (400 pc, $1.1 \cdot 10^4$ ans) ou la *Lupus Loop* (400 pc, $3.8 \cdot 10^4$ ans).

Enfin, si les sources du rayonnement cosmique sont galactiques, comme il est presque certain pour les énergies dont nous parlons (inférieures à 10^{15} eV), un gradient de densité des rayons cosmiques doit exister entre le centre et la périphérie. Il en résulte un flux diffusif dirigé vers l'extérieur, produisant une anisotropie de l'ordre de :

$$\delta \sim \frac{3D}{v} \frac{\nabla N_{\text{RC}}}{N_{\text{RC}}}, \quad (1.1)$$

où D est le coefficient de diffusion des rayons cosmiques au voisinage du soleil, v leur vitesse, et N leur densité. Si on attribue l'anisotropie observée à ce dernier effet, on peut même en déduire une estimation du coefficient de diffusion D , qui est un paramètre fondamental pour la propagation des rayons cosmiques dans le MIS. Le résultat obtenu est :

$$D(10^{12} - 10^{13} \text{ eV}) \simeq 10^{29} - 10^{30} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}. \quad (1.2)$$

Une telle valeur est compatible avec les valeurs à plus basse énergie, déduites de l'analyse de la composition chimique du rayonnement cosmique (voir plus haut), ou encore des observations radio du halo galactique.

1.2.5 L'énergétique du rayonnement cosmique

Nous avons décrit les caractéristiques générales du rayonnement cosmiques ; il nous reste maintenant à préciser son intensité, c'est-à-dire normaliser son spectre d'énergie.

Au sommet de l'atmosphère terrestre, le flux de rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10 GeV/n est approximativement de $2 \cdot 10^{-2} \text{ particules cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

Le spectre étant en $E^{-2.6}$, l'essentiel de l'énergie est portée par les particules de plus basse énergie. Malheureusement, comme nous l'avons vu, ces particules sont fortement affectées par la modulation solaire. Pour calculer la densité d'énergie totale des rayons cosmiques, il faut donc 'démoduler' leur spectre et estimer leur flux à l'extérieur de l'héliosphère, ce qui – on s'en doute – n'est pas une mince affaire.

Toutefois, les diverses tentatives semblent indiquer que le spectre démodulé fléchit au dessous de 1 GeV/n, un peu comme pour les électrons, qui constituent cependant un cas distinct. Par ailleurs, des limites supérieures au flux de rayons cosmiques de basse énergie ont pu être obtenues par l'analyse de divers mécanismes, comme notamment l'ionisation du milieu interstellaire, qui serait bien supérieure à celle observée si le spectre en $E^{-2.6}$ se poursuivait jusqu'à 50–100 MeV/n (Nath & Biermann, 1994, voir aussi le prochain chapitre).

Il semblerait donc que l'énergie typique (et moyenne) des rayons cosmiques soit de l'ordre de 1 GeV/n. C'est tout du moins le cas de ceux qui pénètrent jusqu'à l'orbite terrestre, et quoi qu'il en soit, il n'est pas faux de dire que **la densité d'énergie des rayons cosmiques de plus de 1 GeV/n est d'environ 1 eV cm⁻³**.

Cette valeur est remarquablement proche de la densité d'énergie moyenne du champ magnétique galactique, également estimée à 1 eV cm⁻³. Ce pourrait n'être qu'une coïncidence, mais on préfère généralement y voir la marque d'un fort couplage entre le champ magnétique et le rayonnement cosmique, comme le suggèrent d'ailleurs bon nombre d'arguments théoriques. En ce sens, la modulation solaire devient une évidence: la densité d'énergie du champ magnétique gelé dans le vent solaire (~ 60 eV cm⁻³) étant grande devant celle des rayons cosmiques, ces derniers 'ne font pas le poids', et se voient repoussés jusqu'aux régions où le rapport de force est plus équilibré, c'est-à-dire aux limites de l'héliosphère.

Connaissant la densité d'énergie des rayons cosmiques, ϵ_{RC} , on peut estimer la puissance nécessaire à leur production au sein de la Galaxie grâce au temps de confinement T_{conf} , ou de façon équivalente au chemin nucléaire parcouru, x_{RC} :

$$P_{\text{RC}} = \frac{\epsilon_{\text{RC}} V}{T_{\text{conf}}} = \frac{\epsilon_{\text{RC}} v M_g}{x_{\text{RC}}} \sim 3 \cdot 10^{40} \text{ erg s}^{-1}. \quad (1.3)$$

On a pris $M_g = 5 \cdot 10^{42}$ g pour la masse totale du gaz interstellaire dans la Galaxie.

Si l'on compare la valeur obtenue à la puissance cinétique fournie par l'ensemble des supernovæ galactiques, soit $\sim 3 \cdot 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$, on déduit que ces dernières pourraient représenter la source d'énergie essentielle du rayonnement cosmique, à condition de disposer d'un mécanisme d'accélération d'une efficacité voisine de 10%. Nous verrons dans le chapitre 3 que l'accélération par onde de choc satisfait cette contrainte, et quelques autres encore. Il importe cependant de

noter que de nombreuses incertitudes sont présentes dans l'équation 1.3, de sorte que le résultat obtenu est uniquement indicatif.

1.3 Discussion

1.3.1 Pourquoi ce chapitre?

Les résultats présentés dans ce chapitre ne sont guère nouveaux. À peine quelques remarques physiques peuvent-elles être considérées comme originales, mais le sujet a été tant de fois traité que nous ne pouvons même pas le garantir.³ Il nous a toutefois semblé important d'introduire un certain nombre de concepts que nous utiliserons abondamment par la suite, et de situer en quelques mots les préoccupations principales des spécialistes du rayonnement cosmique, auxquels nous sommes rattachés d'une manière ou d'une autre. En d'autres termes, il est bon de savoir de quoi nous allons parler.

Les problèmes de spectre et de composition, tout comme l'interaction des particules de haute énergie avec la matière environnante, notamment les réactions de spallation, seront en effet au cœur de nos préoccupations. Il en est de même pour l'accélération et le transport des noyaux en présence de turbulence magnétique et/ou d'ondes de choc. Dans cette optique, nous ne pouvions éviter une brève description de la modulation solaire.

Il était également important de signaler les limites de nos connaissances sur le rayonnement cosmique, notamment en ce qui concerne les particules d'énergie inférieure à 1 GeV/n. Ce sont en effet ces particules qui nous intéresseront spécifiquement par la suite, et le fait qu'on ne connaisse ni leur spectre, ni leur composition, nous laissera une certaine liberté de choix, qu'il fallait néanmoins circonscrire.

Inversement, les techniques que nous allons développer permettent de contraindre les caractéristiques de cette composante de plus basse énergie, et nous verrons toute leur puissance dans le cas particulier des nuages d'Orion.

1.3.2 Les particules énergétiques

De façon générale, nous réservons le terme de rayons cosmiques (RC), ou de rayonnement cosmique galactique (GCR⁴), aux particules non thermiques d'énergie supérieure à 1 GeV/n, pour lesquelles nous avons des données assez

3. Nous avons d'ailleurs considéré que ces connaissances étaient 'du domaine public', et nous nous sommes abstenus de citer chaque fois les auteurs chez qui nous les avons apprises, sachant qu'ils les avaient eux-mêmes en partie puisées ailleurs, etc.

4. Ici comme ailleurs, nous utilisons le sigle anglo-saxon (mis pour *Galactic Cosmic Rays*) consacré par l'usage, plutôt que sa traduction française (RCG) qui, reconnaissons-le, est beaucoup moins utilisé, même dans les discussions entre francophones. On peut le déplorer, mais c'est un fait.

complètes, et dont nous pensons qu’elles occupent de façon relativement uniforme l’ensemble du volume de la Galaxie. Pour les particules de plus basse énergie, une telle universalité n’est pas prouvée. Il se pourrait qu’on les rencontre spécifiquement dans certaines régions de la Galaxie, comme par exemple au voisinage des nuages moléculaire géants, et que de place en place, leur composition et leur spectre soient notablement différents. Leur fort couplage avec le champ magnétique pourrait par exemple être la cause d’une telle ‘localité’.

Afin de distinguer ces particules du GCR ordinaire, nous proposons de les nommer EPs, tout simplement, pour *Energetic Particles*, puisque le fait qu’elles soient énergétiques est finalement tout ce que nous savons d’elles *a priori*.

Un des résultats importants que nous avons rappelé dans ce chapitre est que les rayons cosmiques sont accélérés (probablement par des ondes de choc) à partir du milieu ambiant, moyennant quelques ajustements de composition chimique liés sans doute à la volatilité des différents éléments. Cette conclusion est importante, au moins comme indication, car la composition s’avérera plus loin déterminante pour la prédiction des raies γ nucléaires produites par les EPs. D’une façon générale, une composition spécifique de particules énergétiques peut avoir deux causes distinctes :

1. une composition source différente, due par exemple à un environnement chimique influencé par de la nucléosynthèse stellaire (vents d’étoiles massives) ou explosive (supernovæ) ;
2. une accélération sélective, dont l’efficacité dépend par exemple de la rigidité des particules, c’est-à-dire de leur masse et de leur degré d’ionisation.

1.3.3 Les MeV/n et la rigidité des particules

Dans ce chapitre, comme nous le ferons d’ailleurs systématiquement, nous avons utilisé le eV/n et ses dérivés (MeV/n, etc.) comme unité d’énergie. Le signe ‘/n’ se lit ‘par nucléon’ et indique qu’on rapporte l’énergie totale de la particule considérée à l’énergie portée en moyenne par chacun de ses nucléons. Ainsi, un noyau d’oxygène ^{16}O de 160 MeV possède l’énergie 100 MeV/n. Notons que ce que nous appelons simplement ‘énergie’ est toujours l’énergie cinétique, c’est-à-dire $E = (\gamma - 1)mc^2$. En notant A le nombre de nucléons, et en négligeant l’écart de masse entre les protons et les neutrons, nous avons $m = Am_p$, de sorte que l’énergie exprimée en MeV/n s’écrit $E = (\gamma - 1)m_p c^2$.

Les raisons de ce choix d’unité apparaîtront plus clairement dans le chapitre suivant, mais nous pouvons déjà noter que deux noyaux quelconques ont la même énergie en MeV/n, si et seulement s’ils ont le même γ , c’est-à-dire la même vitesse. Les MeV/n mesurent donc la vitesse, indépendamment de la masse du noyau incriminé.

Nous avons par ailleurs introduit la notion de rigidité, définie pour une particule d’impulsion p et de charge Ze , par :

$$R = \frac{pc}{Ze} = \frac{\gamma m v c}{Ze} = \frac{A}{Z} \beta \gamma \frac{m_p c^2}{e}, \quad (1.4)$$

où v est la vitesse de la particule, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, et $\beta = v/c$.

Dans un champ uniforme B orthogonal à sa vitesse initiale, une particule chargée décrit un cercle de rayon $r_g = R/(Bc)$, nommé *rayon de giration*, et dépendant uniquement de sa rigidité. Si le champ magnétique fait un angle θ avec la vitesse de la particule, le mouvement résultant est une hélice de pas constant et de rayon $r = r_g \sin \theta$. Ainsi, plus la rigidité est élevée, plus le rayon de giration est grand, donc moins la particule est courbée par le champ magnétique. Ceci correspond bien à la notion intuitive de particule *rigide*. Quoiqu'il en soit, deux particules de masse, de charge et de nature différentes décriront une trajectoire exactement semblable si elles ont la même rigidité, ce qui fait de cette dernière le paramètre essentiel présidant au mouvement des particules énergétiques dans un champ magnétique.

Comme le montre l'équation (1.4), à vitesse égale, la rigidité dépend du noyau considéré par le rapport A/Z (*i.e.* masse/charge). Pour tous les noyaux courants (plus légers que le fer) à l'exception de l'hydrogène, on a $A/Z \sim 2$. Ainsi, les noyaux de même vitesse, c'est-à-dire de même énergie-par-nucléon, ont tous approximativement la même rigidité, et donc le même mouvement dans les champs magnétiques. Ceci constitue l'un des avantages de notre choix d'unité. Pratiquement, cela explique également pourquoi la modulation solaire affecte le spectre de tous les noyaux 'au même endroit' sur la figure 1.1. C'est que l'abscisse y représente des GeV/n...

Chapitre 2

Processus élémentaires relatifs aux particules de haute énergie

Résumé

Dans ce chapitre, nous décrivons un certain nombre de processus physiques par lesquels les particules énergétiques (EPs) interagissent avec leur environnement, c'est-à-dire le gaz et le plasma interstellaires et les champs magnétiques qu'ils abritent. Nous ne tenterons nullement d'être exhaustifs, pas même dans le cadre des processus que nous abordons. En particulier, nous ne présenterons que les résultats dont nous ferons usage par la suite, et qui conditionnent la propagation des rayons cosmiques et des EPs dans le milieu interstellaire (MIS), ainsi que l'émission des rayonnements par lesquels ils se manifestent.

2.1 L'ionisation de la matière

Comme nous l'avons rappelé plus haut, les particules énergétiques ont été découvertes, historiquement, en tant que rayons ionisants. Pour le dire trivialement, lorsqu'une particule de haute énergie traverse de la matière (solide, liquide ou gazeuse), elle fait des dégâts, et parmi ces dégâts se trouve l'arrachement d'électrons à leurs hôtes atomiques. Cette propriété reste d'ailleurs à la base d'un des plus importants modes de détection actuels, ce qui en assure le grand intérêt pratique.

Mais ce processus d'ionisation nous intéresse en fait à plus d'un titre :

1. D'abord pour lui-même : dans la mesure où nous aurons affaire à des flux importants de rayons cosmiques, leur effet sur le milieu interstellaire devra être calculé et comparé aux taux d'ionisation mesurés dans les divers sites astrophysiques.
2. Ensuite, parce que les électrons produits par ionisation dans le milieu interstellaire peuvent atteindre des énergies appréciables, et donner lieu à

leur tour à de nouvelles ionisations ou, ce qui sera plus important pour nous, produire un rayonnement Bremsstrahlung principalement dans le domaine des rayons X.

3. Enfin, parce que l'ionisation d'un atome n'est pas gratuite du point de vue énergétique. La particule qui en est responsable doit en effet céder une énergie au moins égale à l'énergie de liaison de l'électron arraché. Cette dernière, donnée par le potentiel d'ionisation I ($I = 13.6$ eV pour l'hydrogène), est négligeable devant l'énergie des particules incriminées (de l'ordre du MeV, ou même du GeV). Mais 'à la longue' l'effet se révèle significatif, et conduit à l'arrêt (c'est-à-dire la thermalisation) de la particule incidente après la traversée d'une épaisseur de matière suffisante, nommée *range* en anglais.

La connaissance du range des divers types de particules au sein de milieux cibles variés est essentielle à tout modèle astrophysique impliquant des rayons cosmiques. Elle fut également une des préoccupations majeures de la physique et de la technologie nucléaires il y a une cinquantaine d'années. Aussi ces questions sont-elles bien connues aujourd'hui.

Essentiellement, le processus élémentaire sous-jacent est l'interaction électromagnétique entre une particule chargée incidente et le ou les électrons encore liés à l'atome cible. Le calcul exact relève en principe de l'électrodynamique quantique, mais il peut être utile d'effectuer un calcul classique approché, donnant une idée intuitive du résultat.

2.1.1 Une approche intuitive non quantique

La première étape consiste à calculer le transfert d'énergie entre une particule incidente de masse m , de charge Ze et de vitesse v , et un électron de masse m_e et de charge e au repos. Les paramètres du calcul se trouvent sur la figure 2.1. Si $m \gg m_e$, comme c'est le cas pour n'importe quel noyau, alors pour des raisons cinématiques évidentes, la vitesse acquise par l'électron lors de la collision ne peut pas excéder $2v$ (en fait $2mv/(m + m_e)$; dans le cas non-relativiste). En conséquence, le transfert maximal d'énergie est :

$$E_{\max} \simeq \frac{1}{2}m_e(2v)^2 = 2m_ev^2, \quad (2.1)$$

ce qui est négligeable devant l'énergie initiale de la particule incidente, soit $\frac{1}{2}mv^2$. Celle-ci ne sera donc pratiquement pas déviée, ce qui justifie que l'on ait représentée sa trajectoire par une droite sur la figure. De même, nous supposons que le déplacement de l'électron dans son mouvement autour du noyau (traitement semi-classique) est négligeable pendant la durée effective de l'interaction, $\tau \sim 2b/v$, où b est le *paramètre d'impact*, défini sur la figure.

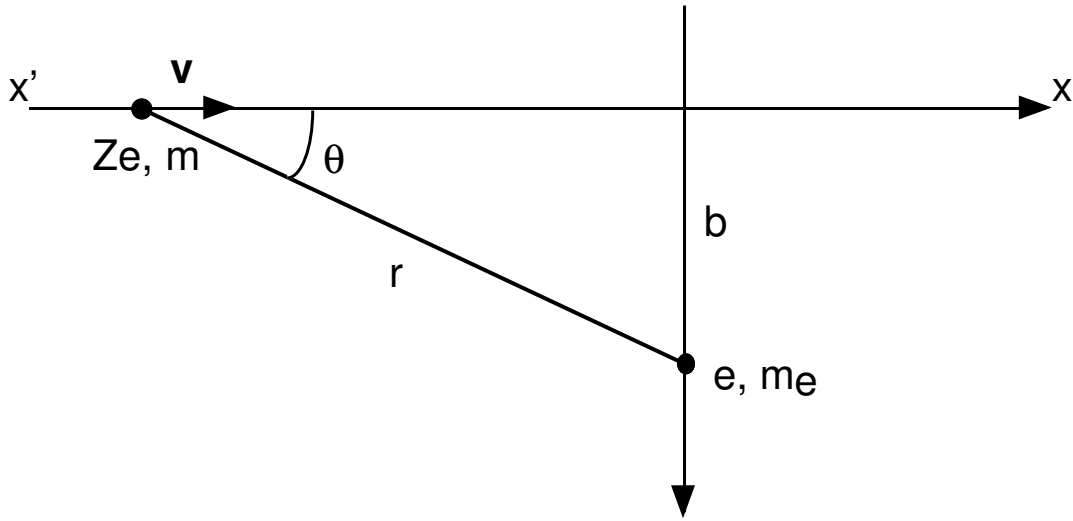


FIG. 2.1: Schéma de l'interaction coulombienne entre une particule énergétique et un électron au repos.

Estimons à présent le transfert d'impulsion au cours de la collision. La force subie par l'électron se décompose en :

$$F_{\parallel} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cos \theta \quad \text{et} \quad F_{\perp} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \sin \theta \quad (2.2)$$

En faisant apparaître explicitement le paramètre d'impact b , et en intégrant sur toute la trajectoire, on obtient :

$$\Delta p_{\parallel} = \int_{-\infty}^{+\infty} F_{\parallel} dt = 0 \quad (2.3)$$

et

$$\Delta p_{\perp} = \int_{-\infty}^{+\infty} F_{\perp} dt = - \int_0^{\pi} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 b^2} \sin^2 \theta \frac{b \sin \theta}{v \sin^2 \theta} d\theta = - \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 b v}, \quad (2.4)$$

où nous avons écrit $dt = dx/v$, $x = b/\tan \theta$, et $r = b/\sin \theta$.

Dans le cas non-relativiste, le transfert d'énergie est donc égal à :

$$\Delta E = \frac{\Delta p_{\perp}^2}{2m_e} = \frac{Z^2 e^4}{8\pi^2 \epsilon_0^2 b^2 m_e v^2}. \quad (2.5)$$

Lorsque la particule traverse une épaisseur dx de matière dans laquelle la densité d'électrons est n_e , le nombre de 'collisions' ayant lieu avec un paramètre

d'impact situé entre b et $b + db$ est $n_e \times 2\pi b db \times dx$. Le spectre d'énergie des électrons ainsi mis en mouvement est donc :

$$n(E)dE = n_e dx \times (2\pi b(\Delta E) \frac{db(\Delta E)}{d(\Delta E)} \times dE) = \frac{Z^2 e^4 n_e}{8\pi \epsilon_0^2 m_e v^2} \frac{dE}{E^2} dx, \quad (2.6)$$

où l'on a effectué le changement de variable $b \rightarrow E$, et $b(\Delta E)$ est donné par l'égalité (2.5).

L'énergie perdue par la particule incidente étant égale à l'énergie gagnée par l'ensemble des électrons dans l'épaisseur dx , on en déduit :

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{1}{dx} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E n(E) dE = -\frac{Z^2 e^4 n_e}{8\pi \epsilon_0^2 m_e v^2} \ln \left(\frac{E_{\max}}{E_{\min}} \right). \quad (2.7)$$

En prenant $E_{\min} = I$ et $E_{\max} = 2\gamma^2 m_e v^2$, qui est l'énergie cinétique maximale qu'une particule de vitesse v et de masse m peut transférer à une autre, de masse $m_e \ll m$ (généralisation relativiste de l'expression (2.1)), on obtient :

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{Z^2 e^4 n_e}{8\pi \epsilon_0^2 m_e v^2} \ln \left(\frac{2\gamma^2 m_e v^2}{I} \right). \quad (2.8)$$

Dans la littérature, la fonction $(-dE/dx)$ est appelée *pouvoir d'arrêt* (ou *stopping power*).

2.1.2 Comparaison avec la formule approchée de Longair (1992) et la formule de Bethe-Bloch

Le résultat (2.8) que venons d'obtenir est exactement un facteur 2 inférieur à celui obtenu par Longair (1992) à l'aide d'un argument similaire, mais en intégrant sur les paramètres d'impact b , et non sur les énergies communiquées aux électrons. Il est inutile de reprendre ici l'ensemble de son calcul. Signalons simplement que notre facteur $\ln(E_{\max}/E_{\min})$ devient dans cette approche $\ln(b_{\max}^2/b_{\min}^2) = 2 \times \ln(b_{\max}/b_{\min})$.

C'est de cette transformation que vient le facteur 2, mais les limites d'intégration sur le paramètre d'impact (b_{\min} et b_{\max}) sont ensuite obtenues par des arguments semi-quantiques fondés sur le modèle atomique de Bohr et le principe d'incertitude de Heisenberg, qui nous paraissent parfois peu convaincants, même s'ils ont le mérite de reproduire, à une correction mineure près, le résultat obtenu par un calcul complet de théorie quantique relativiste, connu sous le nom de *formule de Bethe-Bloch*:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{ion}} = -\frac{Z^2 e^4 n_e}{4\pi \epsilon_0^2 m_e v^2} \left[\ln \left(\frac{2\gamma^2 m_e v^2}{\bar{I}} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right]. \quad (2.9)$$

Notons que la correction $-v^2/c^2$ est toujours très faible devant le terme logarithmique.

Il est à noter aussi que notre approche fournit un résultat supplémentaire, concernant ce qu'on pourrait appeler les 'pertes d'énergies non ionisantes' subies par la particule incidente. En effet, dans notre intégration de l'équation (2.6) conduisant au résultat (2.8), nous nous sommes explicitement limités aux interactions ionisantes, au cours desquelles l'électron acquiert une énergie supérieure au potentiel d'ionisation I . Nous avons ainsi délibérément omis les interactions conduisant pour la particule incidente à des pertes d'énergie plus faibles, c'est-à-dire correspondant à des paramètres d'impact plus élevés. Le désaccord d'un facteur 2 entre notre résultat et la formule de Bethe-Bloch traduit donc le fait que la moitié de l'énergie perdue par une particule énergétique lors de son interaction avec la matière correspond à des collisions ionisantes (petit paramètre d'impact), et que l'autre moitié correspond à des collisions à grand paramètre d'impact, incapables de produire une ionisation. Il apparaît donc plus approprié de parler de *pertes coulombiennes*, comme on le fait parfois, plutôt que de pertes par ionisation.

On peut présenter le résultat précédent sous une forme plus esthétique encore : si l'on cherche le 'paramètre d'impact médian' b_0 , tel que la moitié de l'énergie soit perdue pour des valeurs $b \leq b_0$ et l'autre moitié pour des valeurs $b > b_0$, alors le paramètre d'impact obtenu correspond à une perte d'énergie exactement égale au potentiel d'ionisation.

Avant de quitter cette section, il nous faut encore noter que la valeur du potentiel d'ionisation, notée \bar{I} dans la formule (2.9), doit en principe être proprement moyennée sur l'ensemble des états quantiques des électrons au sein de l'atome. En pratique, le calcul n'est réalisable que dans les cas les plus simples, de sorte que \bar{I} est traité comme un paramètre libre à ajuster expérimentalement.

2.1.3 Les pertes par ionisation utilisées dans nos modèles

Une autre difficulté intervient à très haute énergie, lorsque les collisions à paramètre d'impact élevé commencent à devenir importantes, et qu'il faut alors tenir compte des effets collectifs des électrons du milieu. Dans un milieu dense, en effet, on ne peut pas ajouter indépendamment les énergies transférées à chacun des électrons cibles, et il faut considérer l'influence de l'ensemble des électrons sur le champ produit par la particule incidente. En d'autre terme, il faut tenir compte de la polarisation du milieu. Dans un milieu dilué, l'effet est peu important, mais lorsque l'énergie du projectile atteint le domaine ultra-relativiste, la densité effective devient très élevée ($\propto \gamma$), et il faut apporter une correction à la formule

FIG. 2.2: *Pouvoirs d'arrêt de différents noyaux dans de l'hydrogène pur. Le 'scaling' en $1/Z^2$ est apparent à haute énergie. En revanche, la charge effective du noyau change à basse énergie, en raison des échanges de charge avec le milieu ambiant.*

D'autres problèmes apparaissent également à basse énergie. En premier lieu, on ne peut plus négliger la vitesse de l'électron cible dans son mouvement orbital. Ensuite, il faut tenir compte des variations de la charge de l'ion incident, dues à des pertes ou à des captures électroniques. La charge Z apparaissant dans la formule (2.9) doit alors être remplacée par une charge effective $Z_{\text{eff}} \leq Z$, souvent bien difficile à évaluer, surtout dans les conditions astrophysiques impossibles à reproduire en laboratoire.

D'une manière générale, il n'existe pas de formules analytiques exactes incluant l'ensemble de ces complications. Des méthodes semi-empiriques ont été développées par les physiciens nucléaires pour rendre compte du détail des pertes d'énergie coulombiennes en fonction de l'énergie de la particule incidente. On peut ainsi trouver des tables de pouvoirs d'arrêt pour divers noyaux dans divers matériaux (Barkas & Berger, 1964; Northcliffe & Schilling, 1970). Pour

nos modèles, nous bénéficions des derniers résultats obtenus dans ce domaine par Juergen Kiener, physicien nucléaire au CSNSM¹ à Orsay, avec qui nous collaborons.

Il n'est pas de notre propos de discuter les divers raffinements de son modèle, qui d'ailleurs nous échappent pour la plupart, mais nous présentons sur la figure 2.2 quelques-uns des résultats que nous utiliserons par la suite. On remarquera l'emploi du MeV/n comme unité d'énergie (voir § 1.3.3), qui permet de comparer simplement les pouvoirs d'arrêt pour différents noyaux. Au facteur $1/Z^2$ près, les pertes d'énergie ne dépendent que de la vitesse v de la particule (cf. Eq. 2.9), laquelle est identique pour tous les noyaux de même énergie par nucléon. Toutefois, comme nous l'avons dit, la charge effective diminue à basse énergie pour les noyaux plus lourds que l'hélium, ce qui produit le 'décrochage' des différentes courbes entre 1 et 10 MeV/n.

En dépit de ces déviations, il est aisé d'identifier une tendance en $1/v^2$ pour $E \lesssim m_p c^2$, puis en $\ln \gamma^2$ pour $E \gtrsim m_p c^2$, conformément à la formule de Bethe-Bloch. Le problème de raccord vers 1 MeV/n, visible sur la figure, est du à l'utilisation des valeurs de Northcliffe et Schilling (1970) en dessous de cette énergie, où le code de J. Kiener est moins performant. Signalons toutefois que nous travaillerons par la suite principalement avec des énergies de l'ordre de 1 à 100 MeV/n, pour lesquelles les pouvoirs d'arrêt sont connus avec une très bonne précision.

2.1.4 Le cas d'un milieu ionisé

Un problème supplémentaire intervient lorsque le milieu dans lequel se propage la particule énergétique est déjà ionisé. Dans ce cas, on l'admettra, la présence du potentiel d'ionisation I (ou \bar{I}) dans la formule de Bethe-Bloch semble quelque peu incongrue. De fait, il convient alors de remplacer ce potentiel par la fréquence plasma du milieu :

$$\bar{I} \longrightarrow \hbar \omega_p = \hbar \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \quad (2.10)$$

L'idée est de prendre en compte les pertes d'énergies subies par la particule en contrepartie de la génération d'oscillations plasma. Le calcul détaillé de ce phénomène s'avère relativement complexe pour des ondes quelconques, et dépend des conditions physique de l'environnement. Fort heureusement, dans le domaine d'énergie qui nous concernera le plus souvent, le bilan global de ces estimations est que les pertes d'énergie dans un milieu ionisé sont environ (à $\sim 10\%$ près) deux fois plus importantes que celles calculées pour un milieu neutre.

Ajoutons que les milieux astrophysiques denses (dans lesquels les pertes d'énergie sont les plus importantes) sont rarement très fortement ionisés, ce qui

1. Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse

implique que l'utilisation de la formule de Bethe-Bloch corrigée fournit souvent une approximation convenable, au moins pour les énergies modérées ($\gamma - 1 \lesssim 1$).

2.1.5 Le cas des électrons

Dans le cas où la particule incidente est un électron, certaines hypothèses que nous avons faites ne sont plus valables. En particulier, le rapport de masse entre le projectile et la cible étant équilibré, on ne peut plus considérer que la trajectoire incidente n'est pas déviée lors de l'interaction. De plus, le transfert maximal d'énergie est à présent plus faible :

$$E_{\max}|_{m \gg m_e} = 2\gamma^2 m_e v^2 \longrightarrow E_{\max}|_{m=m_e} = \frac{\gamma^2 m_e v^2}{1 + \gamma} \quad (2.11)$$

Le résultat obtenu prend alors la forme :

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{Z^2 e^4 n_e}{4\pi \epsilon_0^2 m_e v^2} \left[\ln \left(\frac{\gamma^2 m_e v^2}{\bar{I} \sqrt{2(1 + \gamma)}} \right) - \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} + \frac{9}{16} - (1 + \ln 2) \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{2\gamma^2} \right) \right], \quad (2.12)$$

voisine de la formule de Bethe-Bloch, avec un terme logarithmique atténué à haute énergie et quelques corrections mineures.

Ainsi, pour une vitesse v donnée, les pertes d'énergie coulombiennes subies par les électrons sont tout à fait comparables à celles subies par les protons ou les autres noyaux (au facteur $1/Z^2$ près). En revanche, si on compare les pouvoirs d'arrêts pour des électrons et des protons à énergie cinétique donnée, il en va tout autrement. Dans le régime non relativiste, le proton va beaucoup moins vite que l'électron de même énergie, et communique donc une plus grande impulsion à l'électron cible. En conséquence, il subit des pertes beaucoup plus importantes. Lorsque le régime relativiste est atteint, la vitesse des particules n'intervient plus (elle vaut c dans tous les cas) et c'est la dépendance en γ qui importe. Là encore, pour une même énergie cinétique, le proton a un γ plus faible que l'électron. Mais la variation de dE/dx étant plus lente, les pertes d'énergie deviennent comparables pour les deux espèces.

On retiendra donc qu'à des énergies vérifiant $m_e c^2 \ll E \ll m_p c^2$, les pertes coulombiennes des électrons, rapportées à leur énergie cinétique, sont beaucoup plus faibles que celles des noyaux. Nous verrons dans le paragraphe suivant que les électrons sont soumis à d'autres mécanismes de perte d'énergie, qui excèdent bien souvent celui que nous venons de décrire.

2.1.6 Les électrons de recul ou « knock-on »

Comme nous l'avons déjà signalé, les électrons arrachés aux noyaux du milieu interstellaire, encore appelés électrons de recul ou électrons *knock-on*, peuvent produire à leur tour des effets observables, principalement par rayonnement Bremsstrahlung². Ils nous intéressent donc non seulement pour l'énergie qu'ils 'enlèvent' aux particules énergétiques se propageant dans le MIS, mais aussi directement pour celle qu'ils acquièrent au cours du processus.

Le calcul de l'émission Bremsstrahlung secondaire requiert la connaissance préalable du spectre d'énergie des électrons de recul. Plus précisément, si l'on désire en outre normaliser le flux émis, il nous faudra connaître la section efficace différentielle de production des électrons knock-on. En fait, grâce à l'approche que nous avons adoptée au paragraphe 2.1.1 pour dériver le pouvoir d'arrêt des particules énergétiques, nous pouvons écrire cette section efficace immédiatement.

La formule (2.6) donne en effet le nombre d'électrons $dN = N(E)dE$ produits entre E et $E + dE$ par une particule incidente de vitesse v traversant une épaisseur dx de matière. Or par définition de la section efficace différentielle (voir Sect. 2.4.5), le taux de production d'électrons s'écrit :

$$\frac{dN(E)}{dt} = n_e \sigma_{k-o}(E_0, E)v, \quad (2.13)$$

où $E_0 = (\gamma - 1)mc^2$ est l'énergie cinétique initiale de la particule incidente. L'équation 2.13 s'intègre immédiatement en :

$$dN = n_e \sigma_{k-o} dx, \quad (2.14)$$

qui, par comparaison avec (2.6), donne :

$$\sigma_{k-o}(E_0, E)dE = \frac{Z^2 e^4}{8\pi \epsilon_0^2 m_e v^2} \frac{dE}{E^2} \times f(E_0, E). \quad (2.15)$$

Dans l'expression ci-dessus, nous avons ajouté un facteur correctif $f(E_0, E)$ qui tient compte des effets quantiques totalement négligés dans notre calcul. Toutefois, il est assez remarquable que nous ayons obtenu un résultat essentiellement correct, puisque dans tous les cas pratiques intéressants, $f(E_0, E)$ est très voisin de 1. Dans un souci de précision, nous donnons néanmoins l'expression de ce facteur, qui dépend du spin de la particule incidente (Hayakawa, 1969) :

2. Notons toutefois que ce rayonnement est généralement dominé par d'autres formes d'émission X, tel le « Bremsstrahlung inverse », ainsi que l'ont montré Ramaty et al. (1997d)

$$f(E_0, E) = \begin{cases} 1 - \beta^2 \frac{E}{E_{\max}} & \text{si } s = 0, \\ 1 - \beta^2 \frac{E}{E_{\max}} + \frac{1}{2} \frac{E^2}{E_{\text{tot}}^2} & \text{si } s = 1/2, \\ (1 - \beta^2 \frac{E}{E_{\max}})(1 + \frac{1}{3} \frac{m_e}{m} \frac{E}{mc^2}) + \frac{1}{3} \frac{E^2}{E_{\text{tot}}^2} (1 + \frac{1}{2} \frac{m_e}{m} \frac{E}{mc^2}) & \text{si } s = 1, \end{cases} \quad (2.16)$$

où $E_{\text{tot}} = E_0 + mc^2$ est l'énergie totale de la particule incidente, et E_{\max} est comme plus haut l'énergie cinétique maximale transférée lors de la collision coulombienne :

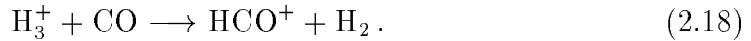
$$E_{\max} = 2\gamma^2 m_e v^2 \frac{m^2}{m^2 + 2\gamma m m_e + m_e^2}. \quad (2.17)$$

2.1.7 L'ionisation et le chauffage du MIS

Nous terminons notre présentation du phénomène d'ionisation en évaluant le taux d'ionisation du milieu cible et l'énergie thermique que les particules énergétiques y déposent. Ces grandeurs sont très importantes pour contraindre les modèles que nous développerons ensuite, car elles fournissent des observables indépendantes de l'émission γ que nous cherchons soit à prédire, soit à reproduire. Dans le cas d'Orion, par exemple, les flux de EPs postulés pour rendre compte des raies γ observées sont si élevés qu'on ne pourra pas se passer d'en vérifier la compatibilité avec le taux d'ionisation mesuré ou estimé dans les nuages.

Le taux d'ionisation

Le principe d'une telle estimation repose sur la détermination (par la mesure de raies d'absorption interstellaires) de l'abondance d'espèces ioniques particulièrement sensibles au taux d'ionisation. Citons par exemple le cas de l'ion moléculaire H_3^+ (Black et al., 1990; Black & van Dishoeck, 1991). L'ionisation par les rayons cosmiques de la plus abondante des molécules, H_2 , forme d'abord H_2^+ , qui réagit rapidement avec une autre molécule H_2 pour former H_3^+ . Dans les régions de faible ionisation, l'espèce H_3^+ est détruite principalement par des réactions avec l'espèce la plus abondante contenant du carbone ou de l'oxygène. Ainsi, au cœur des nuages moléculaires, la réaction principale est :



La spectroscopie infrarouge à haute résolution permet de mesurer les trois espèces H_2 , H_3^+ et CO en même temps, pour la même densité de colonne d'absorption. On dispose donc là d'un outil exceptionnel pour contraindre, entre

autres choses, le taux de formation de H_3^+ , et donc le taux d'ionisation induit par le rayonnement cosmique, ou plus généralement par les EPs.

Mais venons-en maintenant au calcul. Le taux d'ionisation est défini simplement comme le nombre d'ionisations par seconde provoquées par les particules énergétiques, rapporté à 1 atome d'hydrogène (c'est-à-dire tout simplement divisé par le nombre d'atomes H dans le volume considéré). Si les EPs ont un flux, supposé isotrope :

$$\Phi(E)dE = N(E)dE \times v \quad (2.19)$$

représentant leur nombre entre E et $E + dE$ par cm^2 et par seconde, le nombre d'ionisation par atome d'hydrogène (espèce très largement dominante) est donné par :

$$\zeta = \int \Phi(E)\sigma_{\text{ion}}(E)dE, \quad (2.20)$$

où σ_{ion} est la section efficace d'ionisation dérivée par exemple de la formule de Bethe-Bloch (2.9). On a ainsi (Spitzer & Tamasko, 1968; Bethe, 1933, Eq.(55.13)) :

$$\sigma_{\text{ion}}(\beta) = \frac{1.23 \cdot 10^{-20} Z^2}{\beta^2} (6.20 + \log_{10} \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} - 0.43\beta^2), \quad (2.21)$$

où, comme d'habitude, $\beta = v/c$ et Ze est la charge de la particule incidente. Cette formule est valable pour $\beta \gtrsim 2.6 \cdot 10^{-2}$, c'est-à-dire $E \gtrsim 0.3 \text{ MeV}/n$.

Une subtilité doit toutefois être prise en compte. Comme nous l'avons mentionné plus haut, les électrons arrachés à leur noyau hôte lors d'une première ionisation ont parfois suffisamment d'énergie pour ioniser à leur tour un nouvel atome. Le véritable taux d'ionisation est donc globalement plus élevé que celui exprimé par la formule (2.20), qui ne tient compte que des ionisations primaires.

L'effet des électrons secondaires a été étudié par plusieurs auteurs (Spitzer & Tamasko, 1968; Spitzer & Scott, 1969). Il ressort de leur étude qu'une ionisation primaire conduit en moyenne à $\sim 5/3$ d'ionisations au total. Il suffira donc en pratique de réévaluer la formule (2.20) :

$$\zeta = \frac{5}{3} \int \Phi(E)\sigma_{\text{ion}}(E)dE. \quad (2.22)$$

Le taux d'échauffement

Puisque les rayons cosmiques perdent de l'énergie dans le milieu interstellaire, on peut s'interroger sur le devenir de cette énergie. Sera-t-elle entièrement

rayonnée, ou au contraire thermalisée, c'est-à-dire restituée au milieu ambiant sous forme d'énergie cinétique désordonnée, autrement dit de chaleur?

Si chaque électron arraché aux noyaux apporte *in fine* une énergie thermique moyenne E_{th} , le taux de chauffage du milieu s'écrit :

$$\Gamma_{th} = n_H \zeta E_{th}, \quad (2.23)$$

où ζ est donné par (2.22).

L'énergie moyenne des électrons de première génération libérés par ionisation est de plusieurs dizaines d'électron-volts. Mais cette énergie sera ensuite perdue principalement par des collisions inélastiques – ionisantes ou excitantes – qui ne contribueront pas au chauffage du milieu. En effet, les collisions élastiques (chauffantes) avec les noyaux d'hydrogène du milieu sont très peu efficaces, c'est-à-dire transmettent très peu d'énergie, en raison de la différence de masse entre l'électron et le proton.

Le rôle des collisions élastiques ne devient important que lorsque l'ionisation et l'excitation ne sont plus possibles, c'est-à-dire lorsque l'énergie de l'électron est tombée au dessous de l'énergie d'excitation du premier niveau de l'hydrogène, à savoir 10.2 eV ($= \frac{3}{4}I$). Les collisions ultérieures seront alors nécessairement élastiques, et contribueront intégralement à chauffer le milieu ambiant.

L'énergie déposée par un électron quelconque, primaire ou secondaire, sera donc finalement égale à l'énergie qu'il possède lorsqu'il tombe pour la première fois sous le seuil des 10.2 eV. Spitzer et Tamasko (1968) ont montré, par des arguments simples mais inutiles à reproduire ici, que cette énergie est en moyenne 3.4 eV. Elle dépend en fait du spectre initial des rayons cosmiques. Ainsi, Nath et Biermann (1994) donnent 3.8 eV, et Field et al. (1969) donnent 5.1 eV. En tout état de cause, il nous suffira de retenir une valeur approchée, que nous fixons arbitrairement à $E_{\text{th}} = 4$ eV.

2.2 Le rayonnement d'une charge accélérée

L'émission de rayonnement est la signature la plus directe de l'interaction des particules énergétiques avec le milieu interstellaire. Son importance pour l'astrophysique des hautes énergies est évidemment de premier ordre, et dépasse le cadre strict de l'astronomie γ , puisque comme nous l'avons indiqué, c'est dans le domaine radio que sont apparues les premières preuves de l'universalité du rayonnement cosmique.

Depuis Maxwell, et ses glorieux congénères, nous savons que la lumière est une onde électromagnétique, qui consiste en une excitation des champs électriques et magnétiques se propageant à la vitesse de la lumière, c , dans l'espace libre de charge. Un des points clé de la théorie maxwellienne est la description précise de l'interaction entre les champs et les charges.

Nous ne ferons pas au lecteur l'affront d'écrire ici les équations de Maxwell, mais nous rappellerons simplement qu'elles aboutissent à une prédiction majeure : **dès l'instant qu'une particule chargée est accélérée, elle émet un rayonnement électromagnétique.** Les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} correspondants se calculent à partir des potentiels vecteur et scalaire donnés dans le cas général relativiste par les formules de Liénard-Wiechert :

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r} \left[\frac{q}{1 - \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}/c} \right]_{t'=t-\frac{r}{c}}, \quad (2.24)$$

et

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi r} \left[\frac{q\mathbf{v}}{1 - \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}/c} \right]_{t'=t-\frac{r}{c}} \quad (2.25)$$

où q est la charge de la particule, \mathbf{v} son vecteur vitesse, et \mathbf{n} le vecteur unitaire pointant de la charge en mouvement, située en $\mathbf{r}_0(t')$, vers le point $\mathbf{r}(t)$ où sont écrits les potentiels. L'indication $t' = t - r/c$ exprime le fait que la présence de la charge en un point donné de l'espace ne se fait sentir en un autre point quelconque qu'avec un retard équivalent au temps mis pour y parvenir à la vitesse de la lumière. Enfin, il est supposé que le point où l'on cherche à estimer les champs est très loin de la charge, de sorte que celle-ci peut être considérée toujours infiniment proche de l'origine de l'espace ($r \gg vt$).

2.2.1 Les caractéristiques du rayonnement

Dans le cas non relativiste ($v \ll c$), il est aisé de dériver les potentiels écrits ci-dessus pour obtenir les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} :

$$\mathbf{E} = \frac{q\dot{v}}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \sin \theta \mathbf{n}_\theta \Big|_{t'=t-\frac{r}{c}} \quad (2.26)$$

et

$$\mathbf{B} = \frac{q\dot{v}}{4\pi\epsilon_0 c^3 r} \sin \theta \mathbf{n}_\phi \Big|_{t'=t-\frac{r}{c}}, \quad (2.27)$$

où les angles θ et ϕ se réfèrent aux coordonnées polaires autour de la direction z prise tangentiellement à la trajectoire de la particule.

On peut alors, par le recours au vecteur de Poynting, calculer l'énergie totale rayonnée par unité de temps et par unité d'angle solide, $d\Omega = dS_\perp/r^2$:

$$\frac{d^2 E}{dt d\Omega} = \frac{q^2 \dot{v}^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \sin^2 \theta \Big|_{t'=t-\frac{r}{c}}. \quad (2.28)$$

Les équations (2.26), (2.27) et (2.28) montrent que :

1. l'onde émise à grande distance est une onde plane transverse, où les vecteurs \mathbf{k} , \mathbf{E} et \mathbf{B} forment un trièdre direct, avec $\|\mathbf{E}\| = \|\mathbf{B}\| \times c$ (onde lumineuse),
2. le diagramme de rayonnement est dipolaire,
3. la radiation émise est polarisée, avec un champ électrique situé dans la direction du vecteur accélération projeté sur la sphère à grande distance où sont mesurés les champs, ou détectées les ondes.

Cette dernière circonstance sera fort utile en astronomie, puisque les mesures de polarisation sont possibles.

2.2.2 La focalisation relativiste

Nous avons dit que l'émission était dipolaire, c'est-à-dire en $\sin \theta$ pour les champs, ou en $\sin^2 \theta$ pour l'énergie. Mais ceci n'est vrai que dans la limite non relativiste où $v \rightarrow 0$ (avec $\dot{v} \neq 0$), ou si l'on préfère, dans le référentiel propre instantané de la particule accélérée. Pour préciser le diagramme de rayonnement dans le cas relativiste, il suffit d'effectuer un changement de référentiel galiléen en utilisant la transformation de Lorentz, qui donne pour les angles :

$$\sin \theta = \frac{1}{\gamma} \frac{\sin \theta'}{1 + \beta \cos \theta'} \quad \text{et} \quad \cos \theta = \frac{\cos \theta' + \beta}{1 + \beta \cos \theta'}, \quad (2.29)$$

où les grandeurs primées sont celles du référentiel propre, et comme d'habitude, $\beta = v/c$ et $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$.

D'après (2.28), la puissance rayonnée est maximale dans la direction perpendiculaire à l'accélération, *i.e.* pour $\theta' = \pi/2$, et elle est moitié moindre à 45° , *i.e.* pour $\theta'_{1/2} = \pi/4$. Conformément à (2.29), cet angle se transforme en :

$$\theta_{1/2} \simeq \sin \theta_{1/2} \sim \frac{1}{\gamma} \quad (2.30)$$

pour une particule relativiste.

Ce qu'exprime cette relation, c'est que **pratiquement toute l'énergie est rayonnée dans un cône d'ouverture $\sim 1/\gamma$ centré sur la vitesse instantanée de la particule**. Cet effet de focalisation joue un rôle très important dans de nombreux cas pratiques.

2.2.3 Les pertes d'énergie par rayonnement

De même que le phénomène d'ionisation de la matière s'accompagne d'une perte d'énergie pour la particule impliquée, l'émission d'un rayonnement électromagnétique s'accompagne de *pertes par rayonnement*. L'énergie perdue par unité de temps est évidemment égale à la somme des puissances rayonnées dans toutes les directions, qui s'obtient immédiatement à partir de l'équation (2.28) :

$$\left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{ray}} = - \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{d^2E}{dt d\Omega} \sin \theta d\theta d\phi = - \frac{q^2 \dot{v}^2}{6\pi \epsilon_0 c^3}. \quad (2.31)$$

Cette formule est très générale, et ne présume pas du type d'accélération que subit la particule considérée. Par la suite, nous l'appliquerons à deux cas particuliers importants : les *pertes synchrotron* et les *pertes bremsstrahlung*. Dans le cas général, toutefois, nous aurons affaire à des particules relativistes, et nous devons donc généraliser notre résultat.

Une telle généralisation s'obtient en fait très simplement, en remarquant que la formule (2.31) reste valable dans le référentiel de la particule en mouvement, à condition toutefois que l'accélération soit faible dans ce référentiel, ce qui est généralement le cas. Lors du passage au référentiel de l'observateur, la perte d'énergie par unité de temps ne change pas, puisque l'énergie et le temps représentent tous deux la composante '0' d'un quadri-vecteur. Autrement dit, dans la transformation de Lorentz, dE et dt sont tous deux 'dilatés' du même facteur γ , et leur rapport est inchangé. Tous ce que nous avons à faire, c'est donc transformer l'accélération propre $\mathbf{a}_0 = \dot{\mathbf{v}}_0$ intervenant dans l'équation (2.31), pour faire apparaître les grandeurs du nouveau référentiel.

Un peu de cinématique relativiste donne :

$$\mathbf{a}_0^2 = \gamma^4 \left[\mathbf{a}^2 + \gamma^2 \left(\frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{a}}{c} \right)^2 \right], \quad (2.32)$$

ce qui conduit à l'expression recherchée, où l'on a distingué les composantes de l'accélération parallèlement et orthogonalement à la vitesse de la particule :

$$\boxed{\left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{ray}} = - \frac{q^2 \gamma^4}{6\pi \epsilon_0 c^3} (a_\perp^2 + \gamma^2 a_\parallel^2)}. \quad (2.33)$$

2.2.4 Le spectre rayonné

Pour connaître la répartition de l'énergie rayonnée en fonction de la fréquence, ν , ou de la pulsation $\omega = 2\pi\nu$, il suffit de décomposer l'accélération $\dot{v}(t)$, en ses composantes de Fourier, $\dot{v}(\omega)$:

$$\dot{v}(t) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{1}{2}}} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{v}(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega, \quad (2.34)$$

où :

$$\dot{v}(\omega) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{1}{2}}} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{v}(t) \exp(i\omega t) dt. \quad (2.35)$$

En réécrivant l'énergie totale rayonnée comme :

$$E_{\text{tot}} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dE}{dt} dt = \int_0^{+\infty} I(\omega) d\omega, \quad (2.36)$$

on dérive de (2.31) le spectre recherché, où le flux est sommé sur toute la durée de l'accélération :

$$I(\omega) = \frac{q^2}{6\pi^2 \epsilon_0 c^3} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{v}(t) \exp(i\omega t) dt \right|^2 = \frac{q^2 \dot{v}(\omega)^2}{3\pi \epsilon_0 c^3}. \quad (2.37)$$

Notons qu'un facteur 2 s'est glissé dans ces expressions, car $\dot{v}(\omega)^2 = \dot{v}(-\omega)^2$ (en raison de la réalité de la fonction $\dot{v}(t)$).

En appliquant la même procédure au cas relativiste, c'est-à-dire en partant des potentiels de Liénard-Wiechert, et en conservant l'information sur la direction de rayonnement, comme en (2.28), on obtient la généralisation suivante :

$$\frac{dI(\omega)}{d\Omega} = \frac{q^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \mathbf{n} \times \left[\left(\mathbf{n} - \frac{\mathbf{v}}{c} \right) \times \frac{\dot{\mathbf{v}}}{c} \right] \kappa^{-3} \right\}_{t'=t-\frac{r}{c}} \exp(i\omega t) dt \right|^2, \quad (2.38)$$

où $\kappa \equiv 1 - \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}}{c}$ est la correction relativiste apparaissant dans les potentiels de Liénard-Wiechert (2.24) et (2.25).

Hélas, l'expression (2.38) est d'usage difficile, puisque l'intégration se fait sur le temps t alors que l'intégrant doit être estimé au *temps retardé* :

$$t' = t - r(t')/c. \quad (2.39)$$

Ici, $r(t')$ représente la distance entre l'observateur, en \mathbf{r} , et la charge rayonnante, prise au point où elle était lorsqu'elle a émis le train d'onde reçu 'maintenant', c-à-d au temps t . Sa position était alors $\mathbf{r}_0(t')$, et on a $r(t') = |\mathbf{r}| - \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}_0(t')$. Ainsi, :

$$\frac{dr(t')}{dt'} = -\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}(t') \quad (2.40)$$

et on peut dériver (2.39) pour obtenir :

$$dt = dt' \left(1 - \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}}{c} \right) = \kappa dt' \quad (2.41)$$

Ceci exprime simplement le décalage Doppler des fréquences émises par la particule, d'un facteur κ (résultat bien connu).

Ces petites manipulations élémentaires nous permettent de réécrire l'intégrale (2.38) en ne gardant qu'un seul temps, en l'occurrence t' . En utilisant l'identité :

$$\mathbf{n} \times \left[\left(\mathbf{n} - \frac{\mathbf{v}}{c} \right) \times \frac{\dot{\mathbf{v}}}{c} \right] \kappa^{-2} = \frac{d}{dt'} \left\{ \kappa^{-1} \left[\mathbf{n} \times \left(\mathbf{n} \times \frac{\mathbf{v}}{c} \right) \right] \right\} \quad (2.42)$$

et en intégrant par partie, on obtient finalement :

$$\boxed{\frac{dI(\omega)}{d\Omega} = \frac{q^2 \omega^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{n} \times \left(\mathbf{n} \times \frac{\mathbf{v}}{c} \right) \exp \left[i\omega \left(t' - \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}_0(t')}{c} \right) \right] dt' \right|^2}. \quad (2.43)$$

Voilà ! Nous sommes parvenus à une expression directement maniable, permettant de calculer la densité spectrale d'énergie rayonnée dans chaque direction par une particule chargée subissant une accélération quelconque. Nous avons tenu à la présenter en raison de son esthétique, et parce qu'elle contient sous une forme explicite l'essentiel des propriétés physiques de l'émission.

Tout d'abord, l'accélération de la particule chargée n'intervient plus dans la formule (2.43) ! Seule sa dynamique est présente. Mais bien sûr, si l'accélération est nulle, c'est-à-dire $\mathbf{v} = cte$ et $\mathbf{r}_0(t') = \mathbf{r}_0^0 + \mathbf{v}t'$, le terme dans l'exponentielle est proportionnel à $i\omega t'$, à une phase constante près, et l'intégrale oscillante sur t' est alors nulle. L'accélération est donc cachée, mais bien présente implicitement dans le terme exponentiel.

Tout se passe donc dans le terme oscillant, et il apparaît que pour obtenir une intégrale non nulle, il faut affecter le produit scalaire $\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}_0(t')$ afin de 'perturber' l'oscillation de l'exponentielle complexe. Il y a deux manières essentiellement distinctes de le faire :

1. garder une trajectoire rectiligne, mais changer le module de $\mathbf{r}_0(t')$ de sorte qu'il ne soit plus linéaire en t' , ce qui nous ramènerait au cas précédent ;
2. conserver la norme du vecteur vitesse, mais modifier le produit scalaire $\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}_0$ en changeant la direction de la particule.

Le second cas s'applique notamment au rayonnement synchrotron, mais bien sûr, toutes les combinaisons sont possibles.

L'effet Doppler est également explicite dans l'expression (2.43), puisqu'en écrivant $\mathbf{r}_0(t') = \mathbf{r}_0(t'_0) + \mathbf{v}(t' - t'_0) + \dots$, le terme oscillant devient $\exp(i\omega't')$, où $\omega' = \omega(1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}/c)$.

Enfin, la présence de κ dans l'exponentielle oscillante permet également de retrouver l'effet de focalisation du rayonnement le long de la vitesse de la particule, lorsque celle-ci a une vitesse proche de c . En effet, κ s'approche alors de zéro lorsque $(\mathbf{v} \parallel \mathbf{n})$, ce qui 'ralentit' l'oscillation de l'intégrant, et accroît du même coup la valeur de l'intégrale.

2.3 Le rayonnement synchrotron

2.3.1 Les pertes d'énergie

Venons-en maintenant à la première application : lorsqu'une particule chargée, de vitesse v , rencontre un champ magnétique B , elle se met à décrire une spirale à *pitch-angle*³ constant, α . La vitesse de la particule est également constante, et le rayon de courbure de la spirale est :

$$r_{\text{sp}} = \frac{r_g}{\sin \alpha} \quad \text{où} \quad r_g = \frac{\gamma m v}{q B}. \quad (2.44)$$

Il est alors immédiat d'écrire les composantes de l'accélération :

$$a_{\parallel} = 0 \quad \text{et} \quad a_{\perp} = \frac{v^2}{r_{\text{sp}}}. \quad (2.45)$$

Conformément à l'étude du paragraphe précédent, l'accélération étant non nulle, la particule va émettre un rayonnement, nommé rayonnement gyro-magnétique ou plus usuellement, pour des raisons historiques, rayonnement synchrotron. Le taux de perte d'énergie consécutif à ce rayonnement est obtenu simplement en reportant les expressions pour a_{\parallel} et a_{\perp} dans l'équation (2.33). Avec l'aide de (2.44), on obtient :

$$\begin{aligned} \left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{syn}} &= -\frac{q^2 \gamma^4}{6\pi \epsilon_0 c^3} \frac{q^2 v^2 B^2 \sin^2 \alpha}{\gamma^2 m^2} \\ &= -\frac{q^4 B^2}{6\pi \epsilon_0 m^2 c} \beta^2 \gamma^2 \sin^2 \alpha. \end{aligned} \quad (2.46)$$

3. Le pitch-angle est l'angle entre la vitesse de la particule et le champ magnétique. Si $\mathbf{v} \parallel \mathbf{B}$, on a $\alpha = 0$, et si $\mathbf{v} \perp \mathbf{B}$, $\alpha = \pi/2$.

Comme on peut le voir, le carré de la masse intervient au dénominateur, de sorte que les pertes synchrotron seront incomparablement plus importantes pour les électrons que pour les noyaux. L'étude de ce rayonnement en astrophysique se borne donc toujours au cas des électrons. On peut dès lors poser $q = e$ et $m = m_e$. Par ailleurs, il est élégant de faire apparaître la densité d'énergie magnétique :

$$\epsilon_m = \frac{B^2}{2\mu_0} = \epsilon_0 B^2 c^2, \quad (2.47)$$

afin de réécrire (2.46) comme :

$$\left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{syn}} = -\epsilon_m \sigma_T c \times 2\beta^2 \gamma^2 \sin^2 \alpha, \quad (2.48)$$

où σ_T est la section efficace de Thomson (voir § 2.5.2) :

$$\sigma_T = \frac{e^4}{6\pi\epsilon_0^2 m_e^2 c^4}. \quad (2.49)$$

L'expression (2.48) fait apparaître un terme dynamico-géométrique, à savoir $2\beta^2 \gamma^2 \sin^2 \alpha$, ainsi que le terme 'physique' $\epsilon_m \sigma_T c$, qui exprime que les pertes d'énergie proviennent de la 'collision' du champ magnétique et de la particule chargée, avec la section efficace de Thomson. Les raisons profondes de ce résultat seront explicitées plus loin, mais disons dès à présent qu'au niveau fondamental, on peut décrire l'émission synchrotron comme une diffusion Compton sur les photons virtuels constituant le champ magnétique statique.

Avant d'en venir à la description du spectre rayonné, calculons la valeur moyenne des pertes d'énergie, pour une distribution isotrope d'électrons. Ceci peut s'appliquer soit à un ensemble d'électrons en mouvement isotrope dans un champ magnétique, soit à un électron unique qui serait diffusée aléatoirement, et qui au bout d'un certain temps, serait passée par toutes les orientations, c'est-à-dire tous les pitch-angles possibles (voir le chapitre 3). Pour une distribution isotrope, on $p(\alpha)d\alpha = \frac{1}{2} \sin \alpha d\alpha$, ce qui donne en moyenne :

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_{\text{syn}} = -\frac{4}{3} \epsilon_m \sigma_T c \times \beta^2 \gamma^2. \quad (2.50)$$

2.3.2 Le spectre rayonné

Traitement simplifié

Commençons par le cas simple d'un électron non relativiste. Il décrit dans le champ magnétique ambiant une spirale à α constant, avec la fréquence ν_g , appelée gyrofréquence :

$$\nu_g = \frac{eB}{2\pi m_e}. \quad (2.51)$$

Ce qu'on observe alors n'est rien d'autre qu'un dipôle oscillant, et l'émission s'effectue à la fréquence unique ν_g . Si le champ magnétique est perpendiculaire à la ligne de visée, le mouvement de rotation de l'électron est vu 'par la tranche', et apparaît comme une oscillation à une dimension, perpendiculairement au champ et à la ligne de visée. La polarisation du rayonnement émis est donc dans ce cas totalement rectiligne.

Si au contraire le champ magnétique est parallèle à la ligne de visée, nous voyons l'axe de l'accélération centripète de l'électron tourner à la fréquence ν_g , et le rayonnement est alors de polarisation totale circulaire. Enfin, si le champ magnétique fait un angle θ avec la ligne de visée, l'onde est polarisée elliptiquement, avec un rapport d'axes égal à $\cos \theta$.

Considérons maintenant l'effet de la vitesse propre de l'électron. Comme nous l'avons noté plus haut, l'émission vue dans le référentiel de l'observateur est focalisée dans la direction du mouvement, de sorte que nous recevons plus de lumière quand l'électron vient vers nous. En pratique, pour un électron relativiste, on ne reçoit le rayonnement que lorsque la vitesse instantanée \mathbf{v} fait un angle inférieur à $\sim 1/\gamma$ avec la ligne de visée (voir § 2.2.2).

Cela s'ignifie qu'un observateur donné ne recevra pas le rayonnement émis par tous électrons, mais seulement par ceux qui ont un pitch-angle tel que leur spirale soit tangente, à un moment donné, à la ligne de visée (à $1/\gamma$ près). De tels électrons ne pourront en outre être considérés comme émetteurs, pour l'observateur en question, que pendant la fraction de leur mouvement circulaire où ils se dirigent dans sa direction (toujours à $1/\gamma$ près). Le temps pendant lequel l'électron est émetteur correspond donc à une fraction $\sim \frac{1/\gamma}{2\pi}$ de la gyropériode T :

$$\delta t \sim \frac{1}{2\pi\gamma} \frac{2\pi r_{\text{sp}}}{v} = \frac{m_e}{eB \sin \alpha}, \quad (2.52)$$

où on a utilisé (2.44).

L'électron émet donc une série de 'pulses' de durée δt , qui correspondent, dans l'espace de Fourier, à un spectre étendu dont la composante principale se situe à la fréquence $\nu' \sim \delta t^{-1}$. Il nous reste à prendre en compte l'effet Doppler, en remarquant que $\mathbf{n} \cdot \mathbf{v} = v$, puisque l'émission se produit lorsque la particule vient vers l'observateur. On a alors :

$$\nu = \frac{\nu'}{1 - \frac{v}{c}} \sim 2\gamma^2 \nu' \quad (2.53)$$

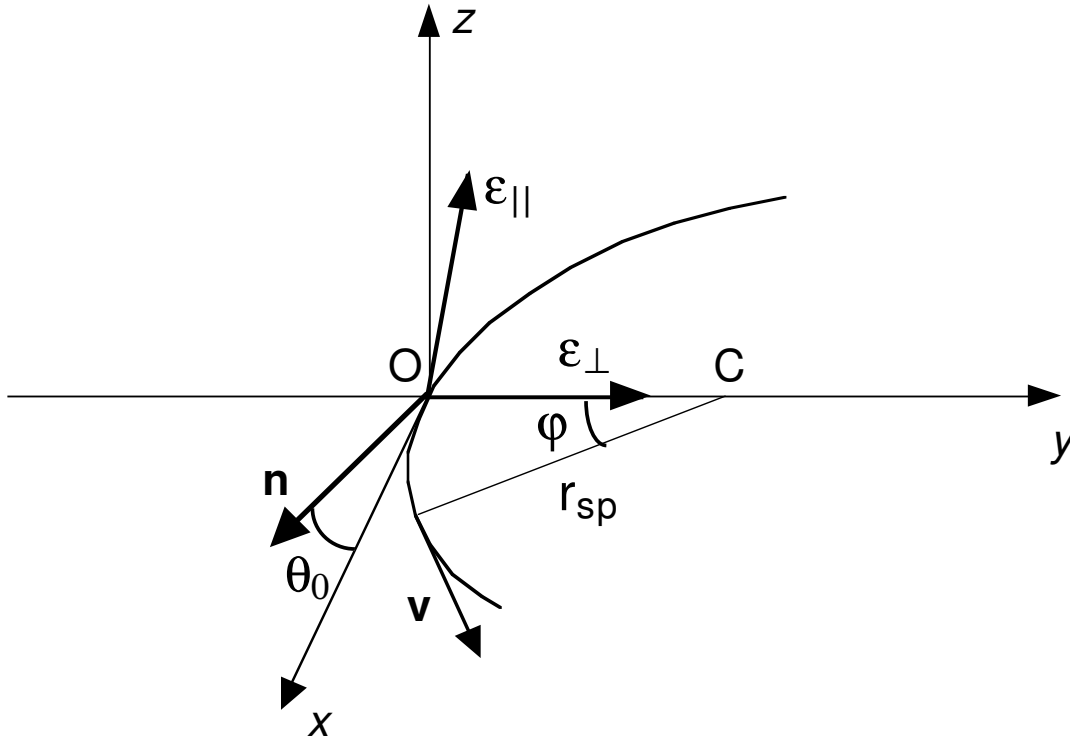


FIG. 2.3: Schéma de l'émission synchrotron d'une particule chargée sur une trajectoire hélicoïdale. En raison de la focalisation relativiste, la particule n'émet de façon significative que lorsque son vecteur vitesse \mathbf{v} pointe grosso modo vers l'observateur (direction \mathbf{n}), c'est-à-dire lorsqu'elle est au voisinage du point O . L'angle ϕ décrit ici la position de la particule chargée sur son hélice.

La fréquence principale reçue est alors :

$$\nu = 2\gamma^2 \frac{eB}{m_e} \sin \alpha. \quad (2.54)$$

Passons maintenant à l'étude générale.

Traitement complet

L'essentiel du travail physique a été fait au § 2.2.4. Il nous reste à calculer l'intégrale (2.43), dans le cas particulier d'une trajectoire hélicoïdale. Le plus délicat consiste à choisir un repère maniable. Nous prendrons celui de la figure 2.3, en nous souvenant que l'émission a lieu uniquement lorsque l'électron est au voisinage du point O , c'est-à-dire quand les vecteurs \mathbf{v} et \mathbf{n} sont 'le plus parallèles possible'. L'angle entre ces deux vecteurs est alors noté θ_0 .

On définit le plan xOy comme le plan osculateur de l'hélice au point O . L'axe Oy est pris comme celui contenant le centre de courbure instantané, C , et l'axe

Ox est tangent à l'hélice. Par définition, le point O étant le point optimal pour l'émission (angle minimal entre \mathbf{v} et \mathbf{n}), le vecteur \mathbf{n} se trouve dans le plan xOz . La trièdre orthonormé que nous choisissons est alors constitué des vecteurs \mathbf{n} , ϵ_\perp et ϵ_\parallel représentés sur la figure, où ϵ_\perp est suivant Oy et ϵ_\parallel complète la base dans le plan xOz .

Il ne reste plus maintenant qu'à calculer. La vitesse de l'électron se décompose comme :

$$\mathbf{v} = v(\mathbf{i}_x \cos \phi + \epsilon_\perp \sin \phi) \quad \text{où} \quad \phi = \frac{vt'}{r_{\text{sp}}} \ll 1, \quad (2.55)$$

et finalement :

$$\mathbf{v} = v(\epsilon_\perp \sin \phi + \mathbf{n} \cos \theta_0 \cos \phi - \epsilon_\parallel \sin \theta_0 \cos \phi). \quad (2.56)$$

Le triple produit vectoriel présent dans (2.43) s'écrit alors :

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{v}) = v(-\epsilon_\perp \sin \phi + \epsilon_\parallel \sin \theta_0 \cos \phi). \quad (2.57)$$

Enfin, on a :

$$\mathbf{r}_0(t') = 2r_{\text{sp}} \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) \left[\epsilon_\perp \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) + \mathbf{n} \cos \theta_0 \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) - \epsilon_\parallel \sin \theta_0 \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \right], \quad (2.58)$$

ce qui permet d'écrire le terme exponentiel de (2.43) comme :

$$\left(t' - \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}_0(t')}{c} \right) = t' - \frac{r_{\text{sp}}}{c} \cos \theta_0 \cos \phi. \quad (2.59)$$

En développant (2.57) et (2.59) au troisième ordre en $\phi = vt'/r_{\text{sp}}$ et en θ_0 , on réécrit finalement (2.43) comme :

$$\begin{aligned} \frac{dI_\perp(\omega)}{d\Omega} &= \frac{e^2 \omega^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{vt'}{r_{\text{sp}}} \exp \left\{ \frac{i\omega}{2\gamma^2} \left[t'(1 + \gamma^2 \theta_0^2) + \frac{c^2 \gamma^2}{3r_{\text{sp}}^2} t'^3 \right] \right\} dt' \right|^2 \\ \frac{dI_\parallel(\omega)}{d\Omega} &= \frac{e^2 \omega^2 \theta_0^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left\{ \frac{i\omega}{2\gamma^2} \left[t'(1 + \gamma^2 \theta_0^2) + \frac{c^2 \gamma^2}{3r_{\text{sp}}^2} t'^3 \right] \right\} dt' \right|^2, \end{aligned} \quad (2.60)$$

où on a séparé les composantes du rayonnement sur ϵ_\perp et sur ϵ_\parallel .

Ces intégrales ne sont pas exprimables à l'aide des fonctions usuelles, mais on peut les présenter sous une forme plus élégante à l'aide ce qu'on appelle des fonctions de Bessel modifiées :

$$\begin{aligned}\frac{dI_{\perp}(\omega)}{d\Omega} &= \frac{e^2\omega^2}{12\pi^3\epsilon_0 c} \left(\frac{r_{\text{sp}}(1 + \gamma^2\theta_0^2)}{c\gamma^2} \right)^2 K_{2/3}^2 \left(\frac{\omega r_{\text{sp}}(1 + \gamma^2\theta_0^2)^3}{3c\gamma^3} \right) \\ \frac{dI_{\parallel}(\omega)}{d\Omega} &= \frac{e^2\omega^2\theta_0^2}{12\pi^3\epsilon_0 c} \left(\frac{r_{\text{sp}}(1 + \gamma^2\theta_0^2)}{c\gamma^2} \right)^2 K_{1/3}^2 \left(\frac{\omega r_{\text{sp}}(1 + \gamma^2\theta_0^2)^3}{3c\gamma^3} \right),\end{aligned}\quad (2.61)$$

où :

$$\begin{aligned}K_{1/3}(\eta) &= \sqrt{3} \int_0^\infty \cos \left[\frac{3\eta}{2} \left(x + \frac{1}{3}x^3 \right) \right] dx \\ K_{2/3}(\eta) &= \sqrt{3} \int_0^\infty x \sin \left[\frac{3\eta}{2} \left(x + \frac{1}{3}x^3 \right) \right] dx.\end{aligned}\quad (2.62)$$

La densité spectrale d'énergie moyenne rayonnée dans toutes les directions s'obtient alors en intégrant (2.62) sur θ_0 . En divisant le résultat par une période, $T = 2\pi\gamma m_e/eB$, on obtient l'énergie rayonnée par seconde, c'est-à-dire la puissance rayonnée entre ω et $\omega + d\omega$, encore nommée *émissivité* :

$$\begin{aligned}j_{\perp}(\omega)d\omega &= \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \alpha}{16\pi^2\epsilon_0 m_e c} \frac{\omega}{\omega_c} \left[\int_{\omega/\omega_c}^\infty K_{5/3}(x)dx + K_{2/3} \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right) \right] d\omega \\ j_{\parallel}(\omega)d\omega &= \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \alpha}{16\pi^2\epsilon_0 m_e c} \frac{\omega}{\omega_c} \left[\int_{\omega/\omega_c}^\infty K_{5/3}(x)dx - K_{2/3} \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right) \right] d\omega,\end{aligned}\quad (2.63)$$

où l'on a introduit la pulsation dite *critique* :

$$\omega_c = \frac{3c\gamma^3}{2r_{\text{sp}}} = \frac{3}{2\beta} \gamma^2 \frac{eB}{m_e} \sin \alpha. \quad (2.64)$$

Cette fréquence est remarquablement proche de celle donnée par l'équation (2.54), pour laquelle nous avons évalué que l'émission était maximale.

La polarisation

Peut-être n'avons-nous pas été suffisamment clairs sur les raisons de la décomposition du rayonnement en deux composantes, 'orthogonale' et 'parallèle'. En réalité, si $\mathbf{B}_{\perp n}$ désigne la projection du vecteur champ magnétique \mathbf{B} sur un plan orthogonal à la ligne de visée, on a :

$$\epsilon_{\perp} \perp \mathbf{B}_{\perp n} \quad \text{et} \quad \epsilon_{\parallel} \parallel \mathbf{B}_{\perp n}. \quad (2.65)$$

D'après l'étude faite au début de cette section, ceci s'ignifie que les émissivités $j_{\perp}(\omega)$ et $j_{\parallel}(\omega)$ correspondent à des polarisations rectilignes respectivement

orthogonales et parallèles à la projection de \mathbf{B} . Le degré de polarisation de l'émission synchrotron est alors donné par :

$$\Pi = \frac{j_{\perp}(\omega) - j_{\parallel}(\omega)}{j_{\perp}(\omega) + j_{\parallel}(\omega)} = \frac{K_{2/3}(\omega/\omega_c)}{\int_0^{\infty} K_{5/3}(x)dx} \sim \begin{cases} \frac{1}{2} & \text{pour } \omega \ll \omega_c, \\ 1 - \frac{2\omega_c}{3\omega} & \text{pour } \omega \gg \omega_c. \end{cases} \quad (2.66)$$

Π dépend donc de la fréquence. Il est toujours supérieur à 50 %, et tend vers 1 assez rapidement, en $1/\omega$.

L'émissivité totale

La puissance totale rayonnée par l'électron, indépendamment de sa polarisation, est la somme :

$$j(\omega) = j_{\perp}(\omega) + j_{\parallel}(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \alpha}{8\pi^2 \epsilon_0 m_e c} \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(x)dx. \quad (2.67)$$

Un développement asymptotique de l'intégrale donne alors :

$$j(\omega) = \frac{e^2}{2^{1/3} \Gamma(\frac{1}{3}) 2\pi \epsilon_0 c} \left(\frac{eB \sin \alpha}{\gamma m_e} \right)^{2/3} \omega^{1/3} \quad \text{pour } \omega \ll \omega_c$$

$$j(\omega) = \frac{e^2 \sqrt{\beta/\gamma}}{8\pi^{3/2} \epsilon_0 c} \left(\frac{eB \sin \alpha}{\gamma m_e} \right)^{1/2} \omega^{1/2} \exp\left(-\frac{\omega}{\omega_c}\right) \quad \text{pour } \omega \gg \omega_c. \quad (2.68)$$

La pulsation critique ω_c apparaît bien comme la pulsation d'émission maximale, et la coupure exponentielle en $\exp(-\omega/\omega_c)$ se comprend aisément à l'aide de l'argument donné plus haut lors de l'approche physique simplifiée.

2.3.3 Le cas d'une distribution d'électrons

L'étude précédente concernait un électron unique d'énergie cinétique E donnée (ou de facteur de Lorentz $\gamma = 1 + E/m_e c^2$ donné). L'énergie intervient dans le calcul de l'émissivité (2.67) par l'intermédiaire de la pulsation critique : $\omega_c \propto E^2 \sin \alpha$. Ainsi, pour un ensemble d'électrons, la puissance rayonnée à une fréquence donnée intègre en réalité des contribution d'électrons ayant des énergies et des pitch-angle différents. L'émissivité synchrotron totale s'obtient alors en intégrant à la fois sur les énergies et sur les pitch-angle, α , supposés distribués de façon aléatoire (isotrope).

Pour un spectre d'énergie des électrons de la forme :

$$N(E)dE = \kappa E^{-p}dE, \quad (2.69)$$

on obtient le résultat suivant :

$$J(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \kappa}{16\pi^2 \epsilon_0 m_e c (p+1)} \left(\frac{\omega m_e^3 c^4}{3eB} \right)^{-(p-1)/2} \times \frac{\sqrt{\pi} \Gamma\left(\frac{p}{4} + \frac{19}{12}\right) \Gamma\left(\frac{p}{4} - \frac{1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{p}{4} + \frac{5}{4}\right)}{\Gamma\left(\frac{p}{4} + \frac{7}{4}\right)}, \quad (2.70)$$

où l'on a utilisé les identités :

$$\int_0^\infty dx x^{\mu+1} \int_x^\infty K_{5/3}(y) dy = \frac{2^{\mu+1}}{\mu+2} \Gamma\left(\frac{\mu}{2} + \frac{7}{3}\right) \Gamma\left(\frac{\mu}{2} + \frac{2}{3}\right) \quad (2.71)$$

et

$$\frac{1}{2} \int_0^\pi \sin^{(p+3)/2} \alpha d\alpha = \frac{\sqrt{\pi} \Gamma\left(\frac{p+5}{4}\right)}{2 \Gamma\left(\frac{p+7}{4}\right)}. \quad (2.72)$$

Le résultat (2.70) est très important. Il montre que le spectre synchrotron rayonné par une distribution d'électron ayant un spectre en loi de puissance d'indice p , est lui-même une loi de puissance, d'indice $\alpha = (p-1)/2$. Autrement dit, le spectre rayonné dépend uniquement du 'spectre source' (celui des électrons), et pas du tout de la forme du spectre synchrotron (2.67) rayonné individuellement par les électrons.

Ceci se comprend simplement si l'on se souvient que chaque électron rayonne essentiellement à une seule fréquence : la fréquence critique (2.64). En faisant l'hypothèse simplificatrice que l'émission de chaque électron est monochromatique, on serait parvenu au résultat en quelques lignes, en ne manquant que quelques facteurs Γ dans la constante numérique, ce qui somme toute n'est pas si grave. Il semblerait donc que nous ayons sacrifié l'élégance à la rigueur... Une fois n'est pas coutume : nous tâcherons dorénavant d'être moins lourd, quitte à escamoter quelques détails techniques.

Avant de quitter le rayonnement synchrotron, indiquons le degré de polarisation produit par un ensemble d'électron ayant le spectre (2.69). Voici :

$$\Pi = \frac{\int_0^\infty K_{2/3}(x) x^{(p-1)/2} dx}{\int_0^\infty \left(\int_x^\infty K_{5/3}(y) dy \right) x^{(p-1)/2} dx} = \frac{p+1}{p+\frac{7}{3}}. \quad (2.73)$$

Ainsi, pour une valeur typique de $p = 2.5$, le degré de polarisation du rayonnement synchrotron dans un champ magnétique uniforme est $\sim 72\%$, ce qui est considérable.

2.4 Le rayonnement de freinage ou rayonnement Bremsstrahlung

Passons maintenant à une deuxième application du rayonnement d'une charge accélérée. Nous avons étudié dans la section 2.1 l'accélération subie par un électron dans le champ électrostatique d'un noyau de haute énergie. Par un simple changement de référentiel, nous pouvons inverser les rôles et étudier l'accélération d'un électron énergétique dans le champ d'un noyau au repos. Conformément à notre étude précédente, l'électron défléchi, accéléré, va émettre un rayonnement calculable par la formule (2.43). Ce faisant, il va perdre de l'énergie, et donc ralentir.

C'est en constatant, au cours des années trente, que les pertes d'énergie subies par un électron traversant la matière étaient beaucoup plus élevées à haute énergie que celles calculées pour le phénomène d'ionisation, que les physiciens commencèrent à envisager le rayonnement induit par l'interaction électron/noyau. Ce rayonnement fut nommé en allemand *Bremsstrahlung*, qui signifie littéralement rayonnement de freinage.

2.4.1 À la devinette

Avant d'effectuer le calcul, tentons de deviner le résultat. Comme nous l'avons noté au § 2.1.1, l'interaction entre l'électron et le noyau dure environ un temps $\tau \sim 2b/\gamma v$, où b est le paramètre d'impact (voir Fig. 2.1). Telle sera donc également la durée de l'émission. En effectuant une transformation de Fourier, une 'fréquence de coupure' va alors apparaître, autour de $\omega \sim 2\pi/\tau \sim \gamma v/b$, au delà de laquelle le spectre va décroître exponentiellement, exactement comme dans le cas du rayonnement synchrotron :

$$I(\omega) \propto \exp\left(-\alpha \frac{\omega b}{\gamma v}\right) \quad \text{pour } \omega \gg \frac{\gamma v}{b}, \quad (2.74)$$

où α est une constante positive d'ordre unité.

Pour les basses fréquences, correspondant à des périodes grandes devant la durée de l'émission τ , l'interaction est vue essentiellement comme une fonction delta. Or nous savons bien que la transformée de Fourier d'un delta est une fonction constante. Ainsi :

$$I(\omega) \sim \text{cste} \quad \text{pour } \omega \ll \frac{\gamma v}{b}. \quad (2.75)$$

Ceci étant établi, passons à une étude plus rigoureuse.

2.4.2 Le spectre élémentaire rayonné

L'étude générale de la section 2.2 nous permet d'obtenir très rapidement le spectre du rayonnement émis par un électron rencontrant un noyau de charge Ze , avec le paramètre d'impact b . Nous nous plaçons dans le référentiel propre initial de l'électron, mais afin de ne pas alourdir les formules, nous omettons le signe 'prime' pour les grandeurs physiques dépendant du référentiel, et ne les rétablirons qu'à la fin du calcul.

Dans le référentiel choisi, on peut utiliser la formule (2.37) qui requiert uniquement la connaissance des composantes de Fourier de l'accélération. En adoptant les notations de la figure 2.1, nous avons :

$$\begin{aligned} a_{\perp} &= \frac{\gamma Z e^2 b}{4\pi\epsilon_0 m_e [b^2 + (\gamma vt)^2]^{\frac{3}{2}}} \\ a_{\parallel} &= \frac{\gamma Z e^2 vt}{4\pi\epsilon_0 m_e [b^2 + (\gamma vt)^2]^{\frac{3}{2}}}, \end{aligned} \quad (2.76)$$

où l'on a écrit $r^2 = b^2 + (vt)^2$ et procédé à une transformation de Lorentz des équations (2.2).

Une transformée de Fourier donne alors :

$$\begin{aligned} a_{\perp}(\omega) &= \frac{1}{(2\pi)^{\frac{1}{2}}} \frac{Z e^2 b}{4\pi\epsilon_0 m_e} \frac{1}{bv} I_2 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) \\ a_{\parallel}(\omega) &= \frac{1}{(2\pi)^{\frac{1}{2}}} \frac{Z e^2 b}{4\pi\epsilon_0 m_e} \frac{1}{\gamma bv} I_1 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right), \end{aligned} \quad (2.77)$$

où l'on a posé :

$$I_1(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x}{(1+x^2)^{\frac{3}{2}}} \exp(ixy) dx = 2iy K_0(y),$$

et

$$I_2(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{(1+x^2)^{\frac{3}{2}}} \exp(ixy) dx = 2y K_1(y), \quad (2.78)$$

K_0 et K_1 étant à nouveau des fonctions de Bessel modifiées, d'ordre 0 et 1.

En reportant les expressions ci-dessus dans (2.37), on obtient immédiatement :

$$\begin{aligned} I(\omega) &= \frac{e^2}{3\pi\epsilon_0 c^3} (|a_{\perp}(\omega)|^2 + |a_{\parallel}(\omega)|^2) \\ &= \frac{Z^2 e^6}{24\pi^4 \epsilon_0^3 m_e^2 c^3} \frac{\omega^2}{\gamma^2 v^4} \left[\frac{1}{\gamma^2} K_0^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) + K_1^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) \right]. \end{aligned} \quad (2.79)$$

Le développement asymptotique des fonctions de Bessel est le suivant :

$$\begin{aligned} \text{Pour } y \ll 1, \quad K_0(y) &= -\ln y \quad \text{et} \quad K_1(y) = 1/y; \\ \text{Pour } y \gg 1, \quad K_0(y) &= K_1(y) = (\pi/2y)^{\frac{1}{2}} \exp(-y). \end{aligned} \quad (2.80)$$

Il est alors plaisant de retrouver la forme générale du spectre telle que nous l'avons déduite ci-dessus d'arguments physiques très simples. À haute fréquence, (2.79) devient :

$$I(\omega) = \frac{Z^2 e^6 \omega}{48 \pi^3 \epsilon_0^3 m_e^2 c^3 \gamma v^3 b} \left(\frac{1}{\gamma^2} + 1 \right) \exp \left(-\frac{2\omega b}{\gamma v} \right), \quad (2.81)$$

où la décroissance exponentielle est effectivement présente ; et dans la limite des basses fréquences, où $\omega b/\gamma v \ll 1$, on retrouve un spectre essentiellement plat :

$$I(\omega) = \frac{Z^2 e^6}{24 \pi^3 \epsilon_0^3 m_e^2 c^3 b^2 v^2}. \quad (2.82)$$

Juste pour le plaisir mathématique, indiquons que la décroissance exponentielle pour $\omega b/\gamma v \gg 1$ se *lit* sur l'expression des fonctions de Bessel $K_0(\omega b/\gamma v)$ et $K_1(\omega b/\gamma v)$ (Eq. (2.78)), qui sont des intégrales oscillantes du même type que celle discutée précédemment (Eq. (2.43)). Lorsque l'oscillation devient rapide devant le taux de variation de l'intégrand, ses valeurs sont moyennées essentiellement à 0.

2.4.3 Le spectre moyen rayonné

La formule (2.79) établie ci-dessus donne le spectre bremsstrahlung rayonné par un électron rencontrant un noyau unique avec un paramètre d'impact b . En réalité, chaque seconde, l'électron rencontre $Nv \times 2\pi b db$ noyaux avec un paramètre d'impact entre b et $b + db$. Le spectre moyen rayonné est donc donné par l'intégration :

$$j(\omega') = \int_{b'_{\min}}^{b'_{\max}} N'v I(\omega', b) \times 2\pi b' db' \quad (2.83)$$

où l'on a rétabli les signes 'prime' indiquant que nous sommes dans le référentiel de l'électron. Comme plus haut, on désigne par la lettre j l'émissivité, c'est-à-dire la densité spectrale de l'énergie rayonnée par seconde.

En pratique, il est justifié de ne conserver pour ce calcul que la partie constante du spectre élémentaire, en négligeant l'émission aux fréquences supérieures à la fréquence de coupure. La raison en est la même que dans le cas du rayonnement synchrotron, où nous avons montré que l'émission d'une distribution d'électrons

(analogue ici à une distribution de paramètres d'impacts) pouvait s'obtenir en considérant que chaque électron n'émet qu'à une seule fréquence, celle où le flux rayonné est maximal.

On peut donc retenir la forme (2.82), et intégrer (2.83) en :

$$j(\omega') = \frac{Z^2 e^6 N'}{12\pi^3 \epsilon_0^3 m_e^2 c^3 v} \ln \left(\frac{b'_{\max}}{b'_{\min}} \right) \times H(\omega'_{\max} - \omega'), \quad (2.84)$$

où $H(x)$ est la fonction de Heavyside, nulle pour x négatif, et égale à 1 pour x positif. La pulsation ω'_{\max} est bien sûr la fréquence de coupure, donnée par :

$$\omega'_{\max} \sim \frac{\gamma v}{b'_{\min}}. \quad (2.85)$$

Il ne reste qu'à évaluer les paramètres d'impact limites.

Estimation de b'_{\max}

Comme nous l'avons vu, pour des paramètres d'impact $b' \gtrsim \gamma v / \omega'$, l'émission à la pulsation ω tombe dans la queue exponentielle du spectre élémentaire. On peut donc écrire simplement :

$$b'_{\max} = \frac{\gamma v}{\omega'}. \quad (2.86)$$

Toutefois, dans le cas ultra-relativiste, γ peut devenir très grand, et entraîner b'_{\max} jusqu'à des valeurs supérieures à la taille de l'atome diffuseur. Dans ce cas, l'interaction ne se fait plus avec le noyau nu, de charge Ze , comme nous l'avons supposé, mais avec un noyau écranté par le nuage électronique. Le potentiel électrostatique créé par le noyau décroît en effet avec la distance selon la loi approchée :

$$V(r) = \frac{Ze^2}{r} \exp\left(-\frac{r}{a}\right) \quad \text{où} \quad a = 1.4Z^{-\frac{1}{3}}a_{\infty}, \quad (2.87)$$

et $a_{\infty} = r_e \alpha^{-2} = 4\pi\epsilon_0 \hbar^2 / m_e e^2$ est le rayon de Bohr (à masse du noyau infinie). Il est donc naturel de prendre la valeur :

$$b'_{\max} = 1.4Z^{-\frac{1}{3}}a_{\infty}, \quad (2.88)$$

dès lors que cette valeur est inférieure à $\gamma v / \omega'$. Ceci correspond à :

$$1.4Z^{-\frac{1}{3}} \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{m_e e^2} \lesssim \frac{\gamma v}{\omega'} \iff \beta\gamma \gtrsim \frac{192}{Z^{\frac{1}{3}}} \left(\frac{\hbar\omega'}{m_e c^2} \right), \quad (2.89)$$

où l'on a écrit $e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c = \alpha \sim 1/137$.

La condition ci-dessus peut encore s'écrire $\omega' < \omega'_s$, où la pulsation de saturation est définie par :

$$\omega_s = \frac{Z^{\frac{1}{3}}}{192} \frac{\gamma m_e c^2}{\hbar}. \quad (2.90)$$

Estimation de b'_{\min}

Pour ce qui est de b'_{\min} , il nous faut faire valoir une limitation quantique, liée aux relations d'incertitude de Heisenberg. On ne peut localiser un électron sur des distances plus courtes que $\Delta x \sim \hbar/m_e c$, sans introduire une énergie au moins égale à $\sim m_e c^2$. Autrement dit, sur des distances plus courtes que Δx , l'électron perd sa 'cohérence', en ce sens qu'il s'entoure, ou plutôt qu'il *devient* un nuage de paires électron-positron, interagissant chacun de façon indépendante. Ces 'interférences' détruisent l'émission de rayonnement, de sorte que le Bremsstrahlung n'a plus lieu pour des paramètres d'impacts inférieurs à :

$$b'_{\min} = \frac{\hbar}{m_e c}. \quad (2.91)$$

Une légère complication intervient cependant, à basse énergie cette fois. La raison en est simple. Comme nous l'avons vu lors de notre étude du phénomène d'ionisation, le transfert d'énergie entre l'électron et le noyau est d'autant plus grand, à paramètre d'impact fixé, que la vitesse relative est plus faible (voir Eq. (2.5)). Ceci vient simplement du fait que l'interaction dure alors plus longtemps. Si nous faisons tendre la vitesse vers zéro, on obtient une perte d'énergie infinie, ce qui est pour le moins paradoxal.

Bien sûr, le cas d'une vitesse nulle est abusif, puisque dans ce cas certaines de nos hypothèses implicites sont transgressées. Mais ce qu'il faut retenir de la remarque précédente, c'est qu'il faut prendre garde à ce que l'énergie rayonnée par l'électron n'excède pas son énergie cinétique initiale ! Pour un paramètre d'impact donné, ceci s'ignore que notre calcul n'est plus valable en dessous d'une certaine valeur de la vitesse. En inversant l'argument, nous pouvons dire également que pour une vitesse donnée, une limite inférieure physique au paramètre d'impact est fournie par la condition que l'énergie cédée par l'électron doit être inférieure à $E_0 = \frac{1}{2}m_e v^2$ (ou $(\gamma - 1)m_e c^2$ dans le cas relativiste).

C'est cette limite $b'_{\min}^{(C)}$, d'origine classique, qu'il nous faudra adopter si d'aventure elle s'avère plus contraignante que la limite d'origine quantique,

$b'_{\min}{}^{(Q)}$, discutée plus haut. Voyons dans quel cas cela se produit. Nous allons anticiper quelque peu le résultat en supposant que la limite classique s'applique à des vitesses faibles, non relativistes. On peut alors réécrire (2.5) avec $\Delta E = \frac{1}{2}m_e v^2$:

$$b'_{\min}{}^{(C)} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m_e v^2}. \quad (2.92)$$

La condition de prédominance de la limite classique s'écrit donc :

$$b'_{\min}{}^{(C)} \gtrsim \frac{\hbar}{m_e v} \iff v \lesssim \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar} \iff \beta \lesssim \frac{Z}{137}, \quad (2.93)$$

ce qui justifie du même coup l'hypothèse non-relativiste.

On a donc obtenu des valeurs effectives pour b'_{\min} et b'_{\max} dans les différents régimes de vitesse. Il ne nous reste plus qu'à préciser comment s'effectue le passage au référentiel de l'observateur.

Le spectre

Dans le cas non relativiste, il nous suffit d'ôter les signes 'prime' dans l'expression (2.84) :

$$j(\omega) = \frac{Z^2 e^6 N}{12\pi^3 \epsilon_0^3 m_e^2 c^3 v} \ln \Lambda \times H(\omega_{\max} - \omega) \quad (2.94)$$

avec

$$\Lambda = \frac{2\pi\epsilon_0 m_e v^3}{Ze^2 \omega} \quad \text{et} \quad \omega_{\max} = \frac{m_e v^3}{Z(e^2/4\pi\epsilon_0)} \quad \text{pour } \beta < \frac{Z}{137}, \quad (2.95)$$

et

$$\Lambda = \frac{m_e v^2}{\hbar \omega} \quad \text{et} \quad \omega_{\max} = \frac{m_e v^2}{\hbar} \sim \frac{E_0}{\hbar} \quad \text{pour } v > \frac{Z}{137}. \quad (2.96)$$

Dans le cas relativiste, on doit prendre en compte la dilatation des intervalles de fréquence : $\Delta\omega = \gamma\Delta\omega'$. On a donc $j(\omega) = j(\omega')/\gamma$. Cependant, la densité effective vue par l'électron s'écrit $N' = \gamma N$, ce qui compense le facteur ci-dessus. Par ailleurs, les paramètres d'impact sont invariants lors du changement de référentiel, puisque ce sont des longueurs orthogonales à la vitesse. Le spectre est donc à nouveau donné par la formule (2.94), avec :

$$\Lambda = \frac{\gamma m_e v c}{\hbar \omega} \quad \text{pour } \beta\gamma < \frac{192}{Z^{\frac{1}{3}}} \left(\frac{\hbar \omega}{m_e c^2} \right) \iff \omega > \omega_s, \quad (2.97)$$

$$\Lambda = \frac{192}{Z^{\frac{1}{3}}} \quad \text{pour } \beta\gamma > \frac{192}{Z^{\frac{1}{3}}} \left(\frac{\hbar\omega}{m_e c^2} \right) \iff \omega < \omega_s, \quad (2.98)$$

et

$$\omega_{\max} = \frac{E_0}{\hbar} \quad (2.99)$$

où l'on a pris acte du changement de fréquence : $\omega' = \omega/\gamma$. De même, $\omega_s = \gamma\omega'_s$. La valeur obtenue pour ω_{\max} est en fait triviale, puisque l'énergie maximale d'un photon émis par Bremsstrahlung n'est rien d'autre que l'énergie cinétique initiale E_0 de l'électron.

2.4.4 Les pertes d'énergie par Bremsstrahlung

Toujours dans le soucis de traiter proprement le transport des électrons énergétiques dans le milieu interstellaire, nous devons maintenant calculer les pertes d'énergie consécutives au rayonnement Bremsstrahlung dérivé plus haut.

Un tel calcul est immédiat. Par définition :

$$\left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{brem}} = - \int_0^{\omega_{\max}} j_{\omega} d\omega. \quad (2.100)$$

Avec la valeur de ω_{\max} , on a donc :

$$\left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{brem}} = - \frac{Z^2 e^6 N}{12\pi^3 \epsilon_0^3 m_e^2 c^3 \hbar} \frac{E}{v} \ln \Lambda, \quad (2.101)$$

où Λ a été donné dans le paragraphe précédent pour les différents régimes de vitesse.

Il est à noter que la variation des pertes bremsstrahlung en fonction de l'énergie est différente suivant que l'électron est relativiste ou non. Dans le régime non relativiste, on a $E \propto v^2$, et $-dE/dt \propto E^{1/2}$. En revanche, dans le régime relativiste, on a essentiellement $v = c$, de sorte que $-dE/dt \propto E$.

2.4.5 La section efficace de Bremsstrahlung

L'étude que nous venons de mener nous a permis d'obtenir les deux résultats essentiels dont nous avons besoin :

1. le spectre du rayonnement émis, et
2. les pertes d'énergie encourues par l'électron, en fonction de son énergie.

Il est parfois pratique, néanmoins, de présenter ces résultats sous une forme différente, quoique équivalente, utilisant le formalisme des sections efficaces. Ceci permet de traiter le Bremsstrahlung sur le même plan que n'importe quelle autre interaction fondamentale, comme par exemple l'excitation nucléaire. C'est pourquoi nous utilisons ce formalisme dans nos modèles.

La notion de section efficace

D'une façon générale, la section efficace associée à un processus élémentaire exprime la probabilité pour qu'une interaction donnée ait lieu, c'est-à-dire pour qu'un *état initial* (avec un certain nombre de particules de type, de spin, d'énergie, etc. donnés) se transmute en un *état final* (avec d'autres particules, ou les mêmes, ayant d'autres énergies, directions, etc.)

Comme son nom l'indique, elle a les dimensions d'une surface (cm^2), et peut se comprendre intuitivement comme la surface, σ , qu'offre la particule cible à la particule incidente. Si les particules étaient des points se déplaçant suivant des trajectoires géométriques, on pourrait dire que la transformation de l'état initial en l'état final a lieu chaque fois qu'une particule passe à une distance inférieure à r de l'autre, où $\sigma = \pi r^2$.

Ainsi, le nombre d'interactions par seconde provoquées par une particule incidente de vitesse v , dans un milieu cible de densité n particules par cm^3 , est donné par :

$$\frac{dN}{dt} = n\sigma v. \quad (2.102)$$

Lorsque l'interaction peut produire un ensemble d'états finaux distincts à partir d'un état initial donné, on définit une section efficace différentielle, exprimant la probabilité d'obtenir chaque état final individuellement. Prenons l'exemple d'un continuum de produits d'interaction, comme lors de la production d'une particule à une énergie quelconque E , à partir d'une particule incidente d'énergie E_0 . Le nombre de particules produites avec une énergie entre E et $E + dE$ est par définition :

$$\frac{dN(E)}{dt} dE = nv\sigma(E_0, E) dE, \quad (2.103)$$

où la section efficace différentielle a pour unité le $\text{cm}^2\text{MeV}^{-1}$.

En réalité, bien sûr, les particules ne sont pas des points se déplaçant sur des courbes de dimension topologique 1. Les équations (2.102) et (2.103) sont cependant valables en toute généralité. Elles servent en fait de définition à la notion de section efficace (différentielle), qui ne peut s'exprimer de façon plus directe dans le formalisme général de la physique quantique.

Le cas du Bremsstrahlung

Dans le cas du Bremsstrahlung, nous avons déjà tout ce qu'il nous faut pour écrire la section efficace différentielle décrivant l'émission d'un photon d'énergie $E_\gamma = \hbar\omega$, à partir d'un électron d'énergie initiale E_0 .

Nous connaissons l'énergie émise par seconde entre ω et $\omega + d\omega$: c'est l'émissivité bremsstrahlung $j(\omega)d\omega$ calculée par la formule (2.94). L'énergie d'un photon de pulsation ω étant $E_\gamma = \hbar\omega$, le nombre de photons d'énergie entre E_γ et $E_\gamma + dE_\gamma$ émis par seconde est :

$$\frac{dN_\gamma}{dt}dE_\gamma = \frac{j(\omega)d\omega}{\hbar\omega} = Nv\sigma_{\text{Br}}(E_0, E_\gamma)dE_\gamma, \quad (2.104)$$

où la dernière égalité est la définition même de la section efficace différentielle. Il suffit alors de reporter (2.94) dans (2.104) pour obtenir :

$$\sigma_{\text{Br}}(E_0, E_\gamma) = \frac{Z^2 e^6}{12\pi^3 \epsilon_0^3 m_e^2 c^3 \hbar v^2 E_\gamma} \ln \Lambda, \quad (2.105)$$

que l'on peut réécrire :

$$\sigma_{\text{Br}}(E_0, E_\gamma) = \frac{16}{3} Z^2 \alpha r_e^2 \frac{c^2}{v^2} \frac{1}{E_\gamma} \ln \Lambda, \quad (2.106)$$

où l'on a introduit la constante de structure fine :

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c}, \quad (2.107)$$

et le rayon classique de l'électron :

$$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}. \quad (2.108)$$

Formes pratiques

L'émission d'un photon par Bremsstrahlung étant un processus physique élémentaire, la section efficace correspondante peut en principe se calculer directement à partir des lois de la physique quantique. De tels calculs ont été menés dans les années trente, en particulier par Bethe et Heitler (1934), mais le cas général n'est pas traité de façon exacte, analytique, car il est difficile de tenir compte rigoureusement de tous effets correctif, comme en particulier celui de l'écrantage du noyau, évoqué plus haut.

La difficulté est toujours la même : évaluer précisément les paramètres d'impact limites. Nous avons proposé pour cela des arguments simples, en remarquant que, puisque b_{\min} et b_{\max} interviennent dans un logarithme, une valeur approchée est bien souvent suffisante. Il est à noter que la forme obtenue par Bethe

et Heitler (1934) se réduit exactement à l'expression (2.106) dans la limite non relativiste, et pratiquement aussi dans la limite ultra-relativiste.

Lorsque des précisions supérieures au pour-cent ne sont pas nécessaires, comme ce sera toujours le cas pour nous, on peut donc se contenter de (2.106). En particulier, dans la limite où $E_0 \gg 137m_e c^2 / Z^{\frac{1}{3}}$, on obtient la forme pratique suivante :

$$\sigma_{\text{Br}}(E_0, E_\gamma) \simeq \frac{M}{X E_\gamma}, \quad (2.109)$$

où M est la masse des noyaux cible en grammes, et X est la *longueur de radiation* donnée par :

$$\frac{1}{X} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \mathcal{N} A^{-1} \ln(183 Z^{-1/3}), \quad (2.110)$$

\mathcal{N} étant le nombre d'Avogadro et A le nombre de masse des noyaux cibles. On notera le changement du nombre 192, obtenu dans notre approche, en 183, ce qui représente une correction d'à peine 1 %.

Pour les éléments les plus importants du milieu interstellaire, on a, en g cm^{-2} :

$$\begin{aligned} X_{\text{H}} &= 62.8, & X_{\text{He}} &= 93.1, & X_{\text{C}} &= 43.3, \\ X_{\text{N}} &= 38.6, \text{ et } & X_{\text{O}} &= 34.6. \end{aligned} \quad (2.111)$$

Avec les abondances du milieu interstellaire, on obtient la valeur moyenne $X_{\text{MIS}} \sim 66 \text{ g cm}^{-2}$, et $M \sim 2 \cdot 10^{-24} \text{ g}$.

Trois petites remarques

Un des avantages du formalisme des sections efficaces est qu'il permet de traiter l'émission de rayonnement et les pertes d'énergie à partir d'un seul et même ingrédient. Nous avons déjà relié l'émissivité Bremsstrahlung à la section efficace σ_{Br} (Eq. 2.104), mais nous pouvons écrire de même :

$$\left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{brem}} = - \int_0^{E_0} N v \sigma_{\text{Br}}(E_0, E_\gamma) dE_\gamma. \quad (2.112)$$

On vérifie sans peine que l'on retrouve ainsi le résultat (2.101).

Pour le rayonnement synchrotron, nous n'avons pas donné de section efficace correspondant aux pertes d'énergie et au spectre rayonné. La raison en est que le rayonnement synchrotron ne correspond pas à un processus élémentaire individuel, mais à une interaction macroscopique, avec un champ magnétique extérieur. En particulier, l'émission se fait de façon continue, puisque l'électron est accéléré pareillement en tout point de sa trajectoire hélicoïdale.

Toutefois, bien sûr, toute interaction est ultimement quantique, et une étude plus fine devrait faire apparaître un processus élémentaire pour lequel il existe une section efficace. Cette optique a déjà été mentionnée, bien qu'elle soit incomparablement plus lourde dans le cas du rayonnement synchrotron. Le processus élémentaire en question est en effet l'interaction de l'électron avec les photons virtuels qui constituent le champ magnétique statique faisant dévier la particule. L'interaction fondamentale est donc celle d'un électron et d'un photon, connue sous le nom de diffusion Compton. Nous l'abordons dans la section suivante.

Le rayonnement Bremsstrahlung peut également être envisagé comme une diffusion Compton de l'électron incident sur les photons virtuels du champ électrostatique créé par le noyau cible !

De tels raccourcis ou renversements révèlent chaque fois sous un jour différent l'unité profonde de la physique. On peut les regarder comme pures trivialités, mais qu'importe – ou justement – ils font la joie du physicien... n'est-il pas ?

2.5 La diffusion Compton

2.5.1 Le choc photon/électron

La diffusion Compton est le processus élémentaire d'interaction entre un électron et un photon. Du point de vue dynamique, cette interaction est un *choc* entre un électron d'énergie $E = \gamma m_e c^2$ et d'impulsion $\mathbf{p} = \gamma m_e \mathbf{v}$, et un photon d'énergie $E_\gamma = \hbar\omega$ et d'impulsion $\mathbf{p}_\gamma = \mathbf{i}_k \hbar\omega/c$, où \mathbf{i}_k est le vecteur unitaire parallèle au vecteur d'onde associé au photon.

Les caractéristiques dynamiques de l'électron et du photon après le choc s'obtiennent aisément en utilisant le formalisme des quadri-vecteurs. On note $\mathbf{P} = [E/c, \mathbf{p}]$ et $\mathbf{K} = [E_\gamma/c, \mathbf{p}_\gamma]$. De même, les grandeurs après le choc sont $\mathbf{P}' = [E'/c, \mathbf{p}']$ et $\mathbf{K}' = [E'_\gamma/c, \mathbf{p}'_\gamma]$. On a alors les lois de conservation habituelles :

$$\mathbf{P} + \mathbf{K} = \mathbf{P}' + \mathbf{K}' \quad \text{et} \quad (\mathbf{P} + \mathbf{K})^2 = (\mathbf{P}' + \mathbf{K}')^2. \quad (2.113)$$

Cette dernière égalité se décompose en :

$$\mathbf{P} \cdot \mathbf{P} + 2\mathbf{P} \cdot \mathbf{K} + \mathbf{K} \cdot \mathbf{K} = \mathbf{P}' \cdot \mathbf{P}' + 2\mathbf{P}' \cdot \mathbf{K}' + \mathbf{K}' \cdot \mathbf{K}'. \quad (2.114)$$

Or $\mathbf{P} \cdot \mathbf{P} = \mathbf{P}' \cdot \mathbf{P}' = m_e c^2$, et $\mathbf{K} \cdot \mathbf{K} = \mathbf{K}' \cdot \mathbf{K}' = 0$. Donc :

$$\mathbf{P} \cdot \mathbf{K} = \mathbf{P}' \cdot \mathbf{K}' . \quad (2.115)$$

En multipliant (2.113) par \mathbf{K}' et en tenant compte de (2.115), on obtient finalement :

$$\mathbf{P} \cdot \mathbf{K}' + \mathbf{K}' \cdot \mathbf{K}' = \mathbf{P} \cdot \mathbf{K} . \quad (2.116)$$

Il ne reste plus qu'à développer en explicitant l'angle de diffusion α défini par $\mathbf{i}_k \cdot \mathbf{i}'_k = \cos \alpha$, l'angle d'incidence θ défini par $\cos \theta = \mathbf{i}_k \cdot \mathbf{v}/v$, et l'angle d'excidence θ' défini par $\cos \theta' = \mathbf{i}_{k'} \cdot \mathbf{v}'/v'$. On obtient alors après un petit effort algébrique :

$$\frac{\omega'}{\omega} = \frac{1 - \frac{v}{c} \cos \theta}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta' + \frac{\hbar \omega}{\gamma m_e c^2} (1 - \cos \alpha)} . \quad (2.117)$$

Dans le référentiel de l'électron ($v = 0$ et $\gamma = 1$), le changement de fréquence du photon lors de la collision s'exprime par :

$$\frac{\omega'}{\omega} = \frac{1}{1 + \frac{\hbar \omega}{m_e c^2} (1 - \cos \alpha)} . \quad (2.118)$$

Le dénominateur étant toujours plus grand que 1, le photon perd de l'énergie au cours du choc. En fait, il 'pousse' un peu l'électron, qui acquiert l'énergie cinétique correspondante. C'est *l'effet de recul*. Il apparaît toutefois que le changement d'énergie du photon est négligeable dans la limite $\hbar \omega \ll m_e c^2$. Dans ce cas, on a en effet un photon percutant un mur (l'électron) de masse infiniment plus grande. Il y a donc un simple 'rebond', sans recul de l'électron. Comme lorsque vous envoyez une balle sur un mur : elle revient avec exactement la même vitesse (mais dans l'autre sens).

En revanche, si le mur n'est guère plus lourd que la balle, il va reculer, et la balle reviendra moins vite. De même, si l'énergie du photon dans le référentiel de l'électron n'est pas négligeable devant l'énergie de masse de ce dernier, le changement de fréquence devient notable, et c'est ce qu'on appelle l'effet Compton.

2.5.2 La section efficace de diffusion

L'étude dynamique de la collision photon/électron nous a permis d'obtenir l'énergie des particules émergentes. Mais nous avons fait l'hypothèse que le choc avait bel et bien lieu, sans préciser ce qu'il fallait faire pour cela. Ce que l'on souhaite savoir maintenant, c'est par exemple le nombre de chocs qu'un photon

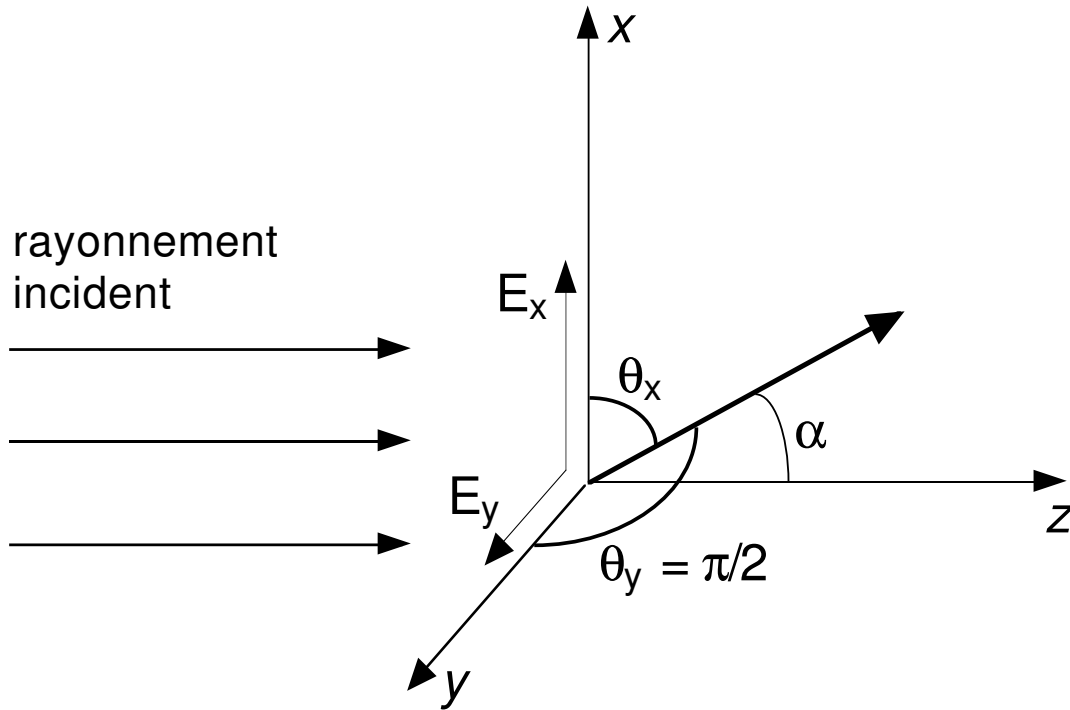


FIG. 2.4: Schéma de la diffusion Thomson d'un faisceau lumineux par un électron libre au repos, situé en l'origine du repère.

va subir par seconde s'il est lancé dans un milieu contenant n_e électrons par cm^3 . Pour le dire autrement, dans un langage classique : à quelle distance d'un électron un photon doit-il passer pour qu'il y ait choc ? La traduction quantique de cette question est la suivante : quelle est la section efficace de diffusion Compton.

La diffusion Thomson

Nous avons vu que si, dans le référentiel de l'électron, le photon incident avait une énergie faible devant $m_e c^2$, on pouvait négliger le changement de fréquence. C'est le cadre de l'approximation de Thomson. Dans un référentiel où l'électron n'est pas au repos, mais possède un facteur de Lorentz γ , la condition d'applicabilité de cette approximation devient : $\gamma \hbar \omega \ll m_e c^2$.

Cette condition signifie également que l'on peut négliger la nature quantique de la lumière, et raisonner comme nous l'avons fait jusqu'ici, en termes de champs électromagnétiques oscillants associés à la radiation lumineuse. C'est d'ailleurs ce qui fit Thomson, qui étudia la diffusion de la lumière par un électron libre en 1906, alors que l'on ignorait tout de la physique quantique.

Le formalisme que nous avons introduit dans les sections 2.1 et 2.2 est tout à fait approprié pour rendre compte de l'argument de Thomson (il en est en fait largement inspiré). Supposons qu'une radiation lumineuse se propage dans la

direction Oz et arrive sur un électron situé O (voir Fig. 2.4). Nous cherchons à calculer la section efficace différentielle de diffusion $d\sigma_T(\alpha)$ correspondant à une déviation d'un angle situé entre α et $\alpha + d\alpha$. Par définition, on a :

$$d\sigma_T(\alpha) = \frac{\text{énergie rayonnée par s dans l'angle solide } d\Omega \text{ centré sur } \alpha}{\text{énergie arrivant par s et par cm}^2 \text{ dans le plan } (xOy)} \quad (2.119)$$

Le repère orthonormé auquel nous nous référerons est défini sur la figure (2.4). Il est tel que le vecteur d'onde de la radiation diffusée soit dans le plan (xOz) . L'angle de diffusion est noté α . L'idée du calcul est la suivante : l'onde lumineuse incidente porte un champ électrique oscillant \mathbf{E} , qui exerce une force $e\mathbf{E}$ sur l'électron. Ce dernier subit donc une accélération $\ddot{\mathbf{r}} = e\mathbf{E}/m_e$, et rayonne conformément à la formule (2.28), que nous rappelons ici :

$$\frac{d^2 E}{dt d\Omega} = \frac{e^2 \ddot{r}^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \sin^2 \theta, \quad (2.120)$$

où θ est l'angle entre l'accélération et la direction du rayonnement.

Dans le cas qui nous intéresse, on peut décomposer le champ de l'onde incidente, supposée non polarisée, en deux composantes : $E_x = E_{x0} \exp(i\omega t)$ et $E_y = E_{y0} \exp(i\omega t)$. On a alors :

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_x = \frac{e^2 |\ddot{r}|^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \sin^2 \theta_x d\Omega = \frac{e^4 E_{x0}^2}{16\pi^2 \epsilon_0 m_e^2 c^3} \cos^2 \alpha d\Omega, \quad (2.121)$$

car dans ce cas, $\theta_x = \pi/2 - \alpha$. De même, avec $\theta_y = 0$,

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_y = \frac{e^4 E_{y0}^2}{16\pi^2 \epsilon_0 m_e^2 c^3} d\Omega. \quad (2.122)$$

Le flux d'énergie incident est donné par le vecteur de Poynting, et vaut $S = \frac{1}{2} \epsilon_0 (E_{0x}^2 + E_{0y}^2) c$. Pour un rayonnement non polarisé, on a de plus $E_{0x} = E_{0y}$. Ainsi,

$$\frac{dE}{dt} = \frac{e^4}{16\pi^2 \epsilon_0^2 m_e^2 c^4} \frac{1 + \cos^2 \alpha}{2} \times S d\Omega. \quad (2.123)$$

On en déduit la section efficace différentielle :

$$d\sigma_T(\alpha) = \frac{e^4}{16\pi^2 \epsilon_0^2 m_e^2 c^4} \frac{1 + \cos^2 \alpha}{2} d\Omega = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \alpha) d\Omega. \quad (2.124)$$

La section efficace Thomson totale est obtenue par intégration sur tous les angles de diffusion, de 0 à π , avec $d\Omega = 2\pi \sin \alpha d\alpha$. On obtient :

$$\sigma_T = \frac{8}{3}\pi r_e^2 \simeq 665 \text{ mbarn}, \quad (2.125)$$

où nous avons introduit l'unité 'mbarn', parfois notée 'mb', qui se dit 'millibarn' et qui vaut 10^{-24} cm^2 (1 barn = 10^{-27} cm^2). C'est également l'unité canonique pour les processus nucléaires.

La section efficace de Klein-Nishina

Dans le cas où on ne peut plus négliger le recul de l'électron et le changement d'énergie du photon incident ($\hbar\omega \sim m_e c^2$), un traitement quantique est nécessaire. Nous ne l'exposerons pas ici, mais voici le résultat, connu sous le nom de *formule de Klein-Nishina* :

$$\sigma_{K-N} = \pi r_e^2 \frac{1}{\epsilon} \left[\left(1 - \frac{2(1+\epsilon)}{\epsilon^2} \right) \ln(2\epsilon + 1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\epsilon} - \frac{1}{2(2\epsilon + 1)} \right], \quad (2.126)$$

où $\epsilon \equiv \hbar\omega/m_e c^2$.

Une étude asymptotique montre que, pour $\epsilon \ll 1$, on retrouve comme il se doit la section efficace de Thomson :

$$\sigma_{K-N} \simeq \sigma_T (1 - 2\epsilon), \quad (2.127)$$

et pour $\epsilon \gg 1$,

$$\sigma_{K-N} \simeq \pi r_e^2 \frac{1}{\epsilon} \left(\ln 2\epsilon + \frac{1}{2} \right). \quad (2.128)$$

Ainsi, pour un photon énergétique ($E_\gamma \gg 511 \text{ keV}$), la section efficace de diffusion décroît en E^{-1} . Il faut noter aussi que la section efficace de diffusion par un nucléon est $\sim (m_e/m_N)^2 \sim 4 \cdot 10^6$ fois plus faible que par un électron. Ceci justifie que nous ne considérons que les électrons.

2.5.3 L'effet Compton inverse

Jusqu'ici, nous nous sommes intéressés à l'énergie perdue par un photon lors de sa rencontre avec un électron au repos. Il est toutefois possible de considérer la même interaction dans un référentiel différent, où l'électron possède une vitesse v , et un facteur de Lorentz $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$.

La situation astrophysique sous-jacente est celle d'un électron énergétique se propageant dans le milieu interstellaire. Il y rencontre de nombreux photons,

provenant par exemple du rayonnement stellaire, ou plus inéluctablement encore, du rayonnement cosmologique à 2.7 K. Au cours de diffusions Compton répétées, l'électron perd alors de l'énergie et dans le même temps 'dope' les photons ambiants, en les portant à des fréquences beaucoup plus élevées. On a coutume d'appeler ce processus *diffusion Compton inverse*, pour indiquer que le photon ne perd pas de l'énergie, mais en gagne. Il faut bien comprendre cependant que c'est exactement la même interaction, impliquant la même section efficace, mais décrite dans un référentiel distinct. Il n'y a donc aucun calcul nouveau à faire, si ce n'est de la pure mécanique (relativiste).

On veut décrire le phénomène dans le référentiel 'de l'observateur', \mathcal{R} , où l'électron a un facteur de Lorentz γ , et le photon une énergie $\hbar\omega$. Dans le référentiel de l'électron, \mathcal{R}' , cette énergie devient :

$$\hbar\omega' = \gamma\hbar\omega \left(1 + \frac{v}{c} \cos \theta\right), \quad (2.129)$$

si θ est l'angle d'incidence mesuré dans \mathcal{R} .

On pourra donc utiliser l'approximation de Thomson si $\hbar\omega' \ll m_e c^2$. L'angle d'incidence le plus contraignant correspond bien sûr à une rencontre frontale ; la condition s'écrit alors $2\gamma\hbar\omega \ll m_e c^2$. Elle est vérifiée pour des photons visibles jusqu'à des facteurs de Lorentz de plusieurs milliers, ce qui n'est déjà pas si mal. On adoptera donc par la suite la section efficace de Thomson, plus maniable que celle de Klein-Nishina.

Les pertes d'énergie

L'énergie perdue par l'électron est égale à la différence entre les énergies lumineuses rayonnée et reçue. Dans le référentiel de l'électron, nous avons déjà calculé l'énergie rayonnée. C'est elle qui nous a permis de déterminer σ_T . Par définition, on a en effet :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)' = \int d\sigma_T(\alpha) \times S' d\Omega' = \sigma_T \times S' = \epsilon'_{\text{rad}} \sigma_T c, \quad (2.130)$$

où l'on a écrit que le flux d'énergie radiative S' ($E'_{\text{rad}}/\text{cm}^2/\text{s}$) est égal à la densité d'énergie radiative ϵ'_{rad} ($E'_{\text{rad}}/\text{cm}^3$) multipliée par la vitesse de la lumière. Les signes 'prime' désignent les grandeurs dans \mathcal{R}' .

Pour obtenir l'énergie rayonnée dans le référentiel \mathcal{R} , il convient de remarquer d'abord que $(dE/dt) = (dE/dt)'$, puisque E et t se comportent de la même façon lors du changement de référentiel (cf. § 2.2.3). Il suffit alors d'exprimer ϵ'_{rad} en fonction de ϵ_{rad} . Considérons les photons d'énergie $\hbar\omega$ dont le vecteur d'onde fait un angle θ avec l'axe Ox suivant lequel l'électron se déplace. L'énergie de ces photons dans le référentiel \mathcal{R}' est donnée par (2.129). De plus, la densité de ces

photons dans \mathcal{R}' est plus grande que dans \mathcal{R} , à nouveau par le même facteur. En conséquence,

$$\frac{d\epsilon'_{\text{rad}}}{d\Omega'} = \gamma^2 (1 + \frac{v}{c} \cos \theta)^2 \frac{d\epsilon_{\text{rad}}}{d\Omega}. \quad (2.131)$$

En intégrant sur tout l'espace (de 0 à π), avec $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$, et en supposant que le rayonnement est isotrope dans \mathcal{R} , i.e. $d\epsilon_{\text{rad}}/d\Omega = \epsilon_{\text{rad}}/4\pi$, on obtient :

$$\epsilon'_{\text{rad}} = \frac{4}{3} \epsilon_{\text{rad}} (\gamma^2 - \frac{1}{4}). \quad (2.132)$$

L'énergie rayonnée est donc finalement : $dE/dt = \frac{4}{3} \epsilon_{\text{rad}} \sigma_{\text{TC}} (\gamma^2 - \frac{1}{4})$. L'énergie perdue chaque seconde par l'électron est alors obtenue en soustrayant l'énergie incidente des photons diffusés, à savoir $\epsilon_{\text{rad}} \sigma_{\text{TC}}$. Finalement,

$$\left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{IC}} = -\frac{4}{3} \epsilon_{\text{rad}} \sigma_{\text{TC}} \times \beta^2 \gamma^2, \quad (2.133)$$

où IC s'ignifie 'Inverse Compton'.

Nous souhaitons attirer l'attention sur le fait que cette expression est exactement identique à l'expression (2.50) obtenue pour les pertes par rayonnement Synchrotron, moyennant le remplacement de la densité d'énergie magnétique par la densité d'énergie radiative.

Comme nous l'avons évoqué plus haut, ceci exprime une analogie profonde entre les mécanismes de perte d'énergie par rayonnement synchrotron et par effet Compton inverse. La clé de cette analogie est la diffusion Compton, qui a lieu dans le premier cas sur les photons virtuels sous-tendant le champ magnétique interstellaire, et dans le second cas sur les photons réels ambiants.

L'identité formel entre les pouvoirs d'arrêt synchrotron et Compton inverse permet également de comparer leur importance pour la propagation des électrons. Dans le milieu interstellaire, le champ magnétique moyen vaut $\sim 3 \mu\text{G}$, ce qui représente une densité d'énergie de l'ordre de 2 eV/cm^3 . La densité d'énergie radiative typique étant $\sim 0.6 \text{ eV/cm}^3$, on conclut que les pertes par effet Compton inverse prédominent, d'un facteur 3 environ. Les valeurs sont toutefois remarquablement comparables, de sorte que des variations dans le champ magnétique ou l'intensité du rayonnement peuvent renverser localement la tendance.

La densité d'énergie radiative ne peut toutefois pas tomber au dessous de celle du rayonnement cosmologique à 2.7 K, qui vaut $\epsilon_{\text{CBR}} = 0.26 \text{ eV/cm}^3$. Cette limite inférieure permet de calculer la durée de vie maximale d'un électron de facteur de Lorentz γ dans l'univers, en supposant qu'il ne subit aucune réaccélération :

$$\tau = \frac{E}{dE/dt} = \frac{\gamma m_e c^2}{\frac{4}{3} \epsilon_{\text{CBR}} \sigma_{\text{TC}} \gamma^2} \simeq 2.3 \cdot 10^{12} \gamma^{-1} \text{ ans.} \quad (2.134)$$

Pour des électrons de 100 GeV, tels que ceux détectés au sommet de l'atmosphère terrestre, on obtient $\tau \lesssim 10^7$ ans.

Le spectre rayonné

Fidèles à nos habitudes, nous donnons à présent le spectre des photons diffusés par l'électron énergétique. Ce dernier, de facteur de Lorentz γ , est supposé rencontrer un rayonnement isotrope et monochromatique, où tous les photons ont l'énergie $\hbar\omega_0$.

Dans le référentiel de l'électron, \mathcal{R}' , l'énergie du photon incident est à nouveau $\hbar\omega'_0 = \gamma(1 + \frac{v}{c} \cos \theta_0) \hbar\omega_0$, où θ_0 est l'angle d'incidence dans \mathcal{R} . Le spectre monoénergétique dans \mathcal{R} est donc étendu dans \mathcal{R}' , avec une énergie maximale de $2\gamma\hbar\omega_0$, et une énergie minimale de $\hbar\omega_0/2\gamma$.

Dans la limite de Thomson, chaque photon d'énergie $\hbar\omega'_0$ est diffusé dans \mathcal{R}' sans changement d'énergie. En revanche, la diffusion redistribue les photons en fonction de l'angle θ' ($\propto 1 + \cos^2 \theta'$) de sorte qu'une deuxième dispersion des énergies aura lieu lors de la transformation de Lorentz inverse ramenant dans le référentiel \mathcal{R} .

Le spectre résultant de ces manipulations cinématiques est donné par exemple par Blumenthal et Gould (1970), dans le cas relativiste ($v \simeq c$):

$$j(\omega) = 3n(\hbar\omega_0)\sigma_{\text{TC}}\xi(2\xi \ln \xi + 1 + \xi - 2\xi^2), \quad (2.135)$$

où $\xi = \omega/\omega_{\text{max}}$, et $\omega_{\text{max}} = 4\gamma^2\omega_0$.

À basse énergie, l'émissivité est donc proportionnelle à l'énergie rayonnée, $\hbar\omega$. Pour $\omega = \omega_{\text{max}}$, c'est-à-dire $\xi = 1$, on a $j(\omega) = 0$. La fréquence ω_{max} est donc bien la fréquence maximale atteinte par le processus. Cette conclusion est d'ailleurs triviale, puisqu'une collision frontale entre l'électron et un photon porte le photon à l'énergie $(\hbar\omega)_{\text{max}} = \hbar\omega_0(1 + v/c)^2 = 4\gamma^2\hbar\omega_0$ ($v \simeq c$).

L'énergie moyenne des photons diffusés s'obtient enfin en comparant les pertes d'énergie de l'électron, (2.133), avec le nombre de photons diffusés par unité de temps, $\epsilon_{\text{rad}}\sigma_{\text{TC}}/\hbar\omega_0$. On trouve (toujours pour $v \simeq c$):

$$\hbar\bar{\omega} = \frac{4}{3}\gamma^2\hbar\omega_0. \quad (2.136)$$

Cette conclusion est d'un grand intérêt pour l'astrophysique des hautes énergies, puisqu'elle indique qu'un électron ayant un facteur de Lorentz $\gamma \sim 1000$ porte les photons qu'il rencontre à des énergies $\sim 10^6$ fois supérieures. Ainsi, un

photon visible se trouve propulsé dans le domaine des rayons gamma, avec une énergie de l'ordre du MeV.

Notons enfin que le résultat que nous avons obtenu donne l'émissivité d'un électron dans un champ de radiation monochromatique. En pratique, le calcul complet du spectre nécessite une intégration sur la distribution d'énergie des électrons, ainsi que sur le spectre de la lumière ambiante. L'équation (2.135) fournit toutefois la brique élémentaire permettant de réaliser un tel programme dans tous les cas pratiques envisageables.

2.5.4 La Comptonisation

Nous souhaitons à présent dire un mot du processus connu sous le nom de *Comptonisation*. Il est d'un immense intérêt en astrophysique, mais nous ne pouvons lui donner ici la place qu'il mérite, car cela nous mènerait trop loin de nos préoccupations principales, qui concernent la génération, la propagation et l'interaction des particules de haute énergie au sein du milieu interstellaire.

Peut-être aurions-nous dû ne pas même l'aborder, mais ç'eût été nous priver d'une de ces remarques qui font le bonheur du physicien, en établissant des liens entre des domaines apparemment distincts, et en révélant ainsi l'unité fondamentale de la physique. Voici donc : **il existe une analogie profonde entre le processus de Comptonisation et le mécanisme d'accélération stochastique de Fermi.**

Cette analogie est d'abord formelle, mais comme il est courant dans ce genre de cas, elle reflète en réalité une parenté essentielle des processus physiques mis en jeu. Nous ne pourrions l'explicitier que lorsque nous aurons exposé le processus de Fermi. En attendant, nous présentons la Comptonisation en mettant en lumière les points clés de l'analogie, qui ne manquera pas de frapper ceux d'entre les lecteurs qui sont déjà familiers de l'accélération de Fermi.

Le transfert d'énergie entre photons et électrons

L'essence du processus de Comptonisation réside dans la possibilité d'un transfert d'énergie entre un photon et un électron. N'est-ce pas d'ailleurs le sens du mot *interaction*? Ce transfert d'énergie est illustré par la formule (2.117) que nous avons dérivée en étudiant la cinématique du choc entre les deux particules élémentaires.

Dans le référentiel de l'électron, l'énergie du photon est évidemment supérieure à l'énergie cinétique de l'électron, et nous avons vu dans ce cas que l'électron 'recule', emportant un peu de l'énergie du photon. Dans le cas inverse où l'électron a une énergie cinétique supérieure à l'énergie du photon, c'est l'électron qui cède de l'énergie. Reste le cas intermédiaire où des photons d'énergie modérée, $\hbar\omega \ll m_e c^2$, partagent l'espace avec des électrons thermiques, non relativistes, d'énergie moyenne $\frac{1}{2}m_e \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2}kT$.

On peut alors réécrire la formule (2.117) comme :

$$\frac{\omega' - \omega}{\omega} = \frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = \frac{v \cos \theta - \cos \theta'}{c \left(1 - \frac{v}{c} \cos \theta'\right)}. \quad (2.137)$$

Il apparaît ainsi qu'au premier ordre, le changement d'énergie du photon est $\sim v/c$. Cependant, si l'angle d'incidence θ , et par suite l'angle d'émergence θ' , sont distribués aléatoirement (radiation isotrope dans le référentiel du gaz d'électrons), la moyenne de $\Delta E_\gamma/E_\gamma$ s'annule au premier ordre en v/c . La raison en est simple : au premier ordre, il y a autant de *chocs frontaux*, dans lesquels l'électron 'vient au devant' du photon et augmente son énergie par effet Doppler (blue-shift), que de *chocs fuyants* dans lesquels le photon est red-shifté dans le référentiel de l'électron.

Au second ordre en v/c , en revanche, les rencontres frontales se montrent plus nombreuses que les rencontres fuyantes, précisément parce que dans le premier cas, l'électron vient au devant des photons. C'est comme lorsque nous roulons en voiture sous la pluie : il y a plus d'eau qui arrive sur le pare-brise avant que sur la vitre arrière ! On va donc observer un accroissement net de l'énergie moyenne des photons, de l'ordre de $(v/c)^2$.

Pour calculer exactement cet effet, il suffit d'écrire le taux de pertes d'énergie d'un électron (Eq. 2.133) dans le cas non relativiste :

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{4}{3} \epsilon_{\text{rad}} \sigma_{\text{T}} c (v/c)^2, \quad (2.138)$$

et de le comparer au nombre de photons diffusés par seconde :

$$n_\gamma \sigma_{\text{T}} c = (\epsilon_{\text{rad}} / \hbar \omega_0) \sigma_{\text{T}} c. \quad (2.139)$$

On obtient alors immédiatement le gain d'énergie moyen de chaque photon :

$$\left\langle \frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} \right\rangle = \frac{4}{3} \left(\frac{v}{c} \right)^2, \quad (2.140)$$

qui est effectivement du second ordre en v/c .

L'accroissement d'énergie des photons est en réalité un processus statistique, puisque certaines collisions 'réchauffent' et d'autres 'refroidissent' les photons. La trajectoire de chaque photon individuel dans l'espace des énergies est donc une marche aléatoire, autrement dit un processus de diffusion. Toutefois, la diffusion est légèrement pipée, si l'on peut dire, puisqu'au deuxième ordre en v/c , une dérive vers les hautes énergies se fait sentir.

La « thermalisation »

Une question se pose alors. Comment se fait-il que ce soient les photons qui gagnent de l'énergie? Réponse : parce que ce sont eux qui en ont le moins.

Nous avons supposé que $\hbar\omega \ll m_e c^2$. Mais si on écrit le transfert d'énergie au premier ordre en $\hbar\omega/m_e c^2$ dans le référentiel d'un électron, on obtient (cf. Eq. 2.118) :

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = -\frac{\hbar\omega}{m_e c^2}(1 - \cos\alpha), \quad (2.141)$$

pour un angle de diffusion α . Ainsi, en moyenne, on a :

$$\left\langle \frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} \right\rangle = -\frac{\hbar\omega}{m_e c^2}. \quad (2.142)$$

En réécrivant l'accroissement d'énergie au second ordre $\langle \Delta E_\gamma/E_\gamma \rangle = \frac{4}{3}(v/c)^2 = 4kT/m_e c^2$, on obtient le bilan complet :

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = -\frac{\hbar\omega}{m_e c^2} + \frac{4kT}{m_e c^2}. \quad (2.143)$$

Cette expression montre bien que l'énergie des photons croît en moyenne tant que $\hbar\omega < 4kT$, mais décroît dans le cas inverse. En d'autres termes, l'espèce qui cède de l'énergie à l'autre est celle qui en a le plus. Au bout du compte, on parvient à un équilibre 'thermique', résultat obligé de tout processus statistique où une interaction, c'est-à-dire un échange d'énergie existe entre deux espèces distinctes.

Dans le cas qui nous intéresse, pour une température T , la distribution d'équilibre des électrons est une maxwellienne, et celle des photons une distribution de Bose-Einstein avec un potentiel chimique μ :

$$u_\nu d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT} + \mu\right) - 1 \right]^{-1} d\nu. \quad (2.144)$$

L'équation de Kompaneets

Pour décrire convenablement l'évolution du spectre des photons 'Comptonisés' vers l'équilibre, il faut recourir au formalisme des fonctions de distribution, que nous introduirons au chapitre suivant. Il est en effet le seul approprié pour décrire l'évolution statistique d'un ensemble de particules en interaction. Il faut également tenir compte du phénomène d'émission stimulée, révélé par Einstein au début du siècle, qui cesse d'être négligeable lorsque le *nombre d'occupation* $n(\nu)$

des photons est important. Ce nombre est défini comme le nombre de photons présents dans le volume élémentaire de l'espace des phases centré sur le vecteur d'onde \mathbf{k} . Ce volume est :

$$\frac{8\pi k^2 dk}{(2\pi)^3} = \frac{8\pi}{c^3} \nu^2 d\nu, \quad (2.145)$$

de sorte que $n(\nu) = [\exp(x + \mu) - 1]^{-1}$, avec $x = h\nu/kT$, pour la distribution de Bose-Einstein.

L'évolution du spectre est alors décrite par l'équation de Kompaneets :

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 \left(n + n^2 + \frac{\partial n}{\partial x} \right) \right]. \quad (2.146)$$

Dans cette équation n'est pas sans rappeler les équations décrivant l'accélération de particules dans le milieu interstellaire, le rôle du temps est tenu par la variable $y = \int (kT/m_e c^2) \sigma_T N_e dl$, qui indique le nombre de diffusions Compton subies, dans les unités de l'incrément d'énergie $kT/m_e c^2$.

Le terme en n décrit les pertes d'énergie par recul des électrons, le terme en n^2 , les diffusions Compton induites, et le terme en $\partial^2 n / \partial x^2$, la diffusion dans l'espace des énergies. Il est trivial de vérifier que la distribution de Bose-Einstein est solution stationnaire de l'équation de Kompaneets.

Bien, nous en resterons là pour les processus liés aux électrons et à leur rayonnement, pour nous consacrer maintenant aux interactions nucléaires, qui seront au cœur des applications astrophysiques concrètes de cette thèse.

2.6 Les processus nucléaires

Les interactions nucléaires jouent un rôle central en astrophysique des hautes énergies. Mais à propos, qu'est-ce que les astrophysiciens entendent par *haute énergie* ? Nous proposons ici de définir les hautes énergies comme celles de particules capables d'affecter la structure nucléaire de la matière. Notre première phrase devient alors une pure trivialité, mais au moins avons-nous gagné en précision. Alternativement, nous proposons de qualifier de *supernucléaires* les particules ayant des énergies capables d'induire des réactions nucléaires.

Le domaine des hautes énergies commence donc autour de quelques MeV, ordre de grandeur des énergies de liaisons des nucléons dans les noyaux. On peut relâcher un peu cette limite en remarquant qu'il n'est pas nécessaire d'arracher un nucléon pour affecter le noyau : on peut se contenter de l'exciter. Les énergies de première excitation des principaux noyaux se trouvant aux alentours du MeV, on prendra 1 MeV comme ligne de démarcation pour les hautes énergies. Notons

que c'est aussi, à un facteur 2 près, l'énergie au dessus de laquelle les électrons deviennent relativistes.

En principe, le domaine des hautes énergies n'est pas borné supérieurement. On utilise cependant le terme de *ultra-haute énergie* pour les particules au dessus de $\sim 10^{15}$ eV, où se trouve le 'coude' dans la spectre des rayons cosmiques. Plus l'énergie d'une particule est élevée, plus les interactions auxquelles elle peut donner lieu sont variées. Nous ne retiendrons ici que les réactions induites par des particules d'énergie inférieure à $\sim 1 - 10$ GeV/n. Cette énergie est la limite en dessous de laquelle l'étude du rayonnement cosmique ne fournit plus d'information fiable quant au spectre et à la composition chimique (voir le chapitre 1). Nous proposons par conséquent d'attribuer le qualificatif *subcosmique* aux particules d'énergie inférieure à quelques GeV, c'est-à-dire influençables par le vent solaire.

Les mécanismes de rayonnement que nous avons étudiés plus haut concernent principalement les électrons. Pour les noyaux d'énergie supernucléaire, mais subcosmique, les traces laissées par leurs interactions nucléaires dans le milieu interstellaire représentent donc leur seul moyen d'étude. Ces traces peuvent être lumineuses ou nucléosynthétiques. Pour ce qui est de la lumière, on s'attend bien entendu à l'émission de photons d'énergie comparable à celles que nous venons d'évoquer. C'est donc dans le domaine des rayons γ qu'il faudra chercher les traces les plus directes des interactions nucléaires.

Ces photons sont particulièrement pénétrants. Il faut environ 10 g/cm^2 de matière pour stopper un rayon γ de 1 MeV. C'est bien plus que l'épaisseur optique moyenne de notre Galaxie, que l'on peut évaluer à :

$$X = n \times D \sim 1 \text{ part/cm}^3 \times 30 \text{ kpc} \sim 0.15 \text{ g/cm}^2. \quad (2.147)$$

La conclusion immédiate de cette estimation est que notre Galaxie est essentiellement transparente aux rayons γ . Toutefois, les variations de densité rencontrées en astrophysiques sont énormes, et ce qui est vrai de la Galaxie dans son ensemble ne l'est pas de notre propre soleil. On sait en effet que les rayons γ qui sont libérés en son cœur par des réactions de fusion nucléaire ne peuvent s'échapper directement et irradier l'espace avoisinant (c'est heureux!). De même, les éléments radioactifs à vie relativement courte produits lors des explosions de supernova doivent attendre, pour nous envoyer leurs photons de décroissance γ , que l'expansion de la matière ait été suffisante et que la densité soit tombée à une valeur 'traversable'.

Nous allons décrire dans un instant les principaux mécanismes d'émission de rayons γ et de production de noyaux secondaires, mais auparavant, nous souhaitons établir un résultat très simple, mais d'un grand intérêt pratique.

2.6.1 Les sections efficaces et les MeV/n

On l'aura compris, les sections efficaces sont l'ingrédient essentiel de tous les calculs relatifs aux interactions nucléaires que nous aurons à faire. Elles contiennent intrinsèquement toute la physique (interactions faible, forte, théorie quantique des champs...) sous-jacente au processus considéré. En fait, elles *intègrent* – au sens philosophique du mot – toute la physique fondamentale, connue ou inconnue, calculable ou non, et constituent un résultat utilisable tel quel, comme une boîte noire, sans qu'il ne soit besoin de connaître la physique impliquée.

Idéalement bien sûr, les physiciens souhaiteraient pouvoir calculer ces sections efficaces, c'est-à-dire intégrer eux-mêmes – au sens mathématique du mot cette fois – les lois décrivant la réalité physique du phénomène en question. Cela leur permettrait en particulier de vérifier la validité de leur conception du monde matériel.

En pratique, pourtant, le calcul exact s'avère inextricable, même lorsque nous pensons détenir les éléments théoriques suffisants pour l'entreprendre. Aussi doit-on recourir à l'expérience. Dans la mesure où nous connaissons la valeur d'une section efficace donnée, nous pouvons ensuite oublier la physique fondamentale et travailler tout aussi bien.

Toutefois, il s'avère que la section efficace d'un processus tel qu'une collision dépend souvent de l'énergie cinétique du projectile, qui dépend à son tour du référentiel dans lequel on se place. Dans les expériences de physique nucléaire, la cible est généralement au repos. On obtient ainsi par exemple la section efficace de destruction d'un noyau de carbone au repos en fonction de l'énergie d'un proton et d'une particule α incidente.

Comment en déduire la section efficace de destruction d'un noyau de carbone énergétique dans le milieu interstellaire où les protons et les noyaux d'hélium ambiants sont essentiellement au repos? La réponse est en fait très simple si l'on exprime toujours les énergies en MeV/n.

C'est bien sûr un problème de pure cinématique. Soit une particule de masse $A_1 m_p$ et d'énergie cinétique $(\gamma_1 - 1)A_1 m_p c^2 \equiv A_1 E_0$, lancée contre une particule de masse $A_2 m_p$ au repos. E_0 est par définition l'énergie cinétique par nucléon du projectile. Ce qui détermine la section efficace d'interaction, c'est l'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse, noté \mathcal{R}' . Calculons donc l'énergie totale E'_{tot} disponible dans ce référentiel.

Par définition, $p'_{\text{tot}} = 0$, de sorte que :

$$E'_{\text{tot}}{}^2 = E_{\text{tot}}^2 - p_{\text{tot}}^2 c^2 \quad \text{avec} \quad \begin{cases} E_{\text{tot}} = (A_1 + A_2)m_p c^2 + A_1 E_0 \\ p_{\text{tot}} c = \gamma_1 \beta_1 A_1 m_p c^2. \end{cases} \quad (2.148)$$

Il suffit alors de développer en notant que $\gamma_1^2 \beta_1^2 = \gamma_1^2 - 1 = (1 + E_0/m_p c^2)^1 - 1$, pour obtenir :

$$E'_{\text{tot}}{}^2 = (A_1 + A_2)^2 m_p^2 c^4 + 2A_1 A_2 m_p c^2 E_0. \quad (2.149)$$

Cette formule est tout ce dont nous avons besoin, car il est manifeste que les particules 1 et 2 y jouent des rôles symétriques. En d'autres termes, si nous avons considéré que la particule 1 était au repos, et que la particule 2 était en mouvement avec la même énergie cinétique par nucléon que précédemment, c'est-à-dire $E_c = A_2 E_0$, nous aurions obtenu exactement la même énergie (totale et cinétique) dans le référentiel du centre de masse \mathcal{R}' .

Ce résultat très simple est d'un grand intérêt pratique, puisqu'il permet d'utiliser une seule et même valeur de la section efficace dans n'importe quel référentiel, pourvu que l'énergie du projectile, dont dépend évidemment la section efficace, soit rapportée à un nucléon, c'est-à-dire exprimée en MeV/n. Voilà qui justifie notre emploi systématique de cette unité. Par la suite, nous ne nous soucierons plus des problèmes de référentiel : la section efficace est la même lorsqu'un proton énergétique percute un noyau de carbone du milieu interstellaire (MIS), et lorsqu'un noyau de carbone énergétique percute un proton du MIS.

Ceci étant établi, nous pouvons maintenant spécifier les valeurs des sections efficaces pour quelques processus nucléaires importants.

2.6.2 La destruction nucléaire

Une particularité des interactions nucléaires est qu'elles consistent essentiellement en des collisions directes entre noyaux. La raison en est qu'à l'inverse de l'interaction électromagnétique considérée jusqu'à présent, l'interaction forte assurant la cohésion des noyaux est de très courte portée. Il en résulte que les sections efficaces nucléaires sont essentiellement égales à la section efficace 'géométrique', pour autant que cette notion conserve un sens en physique quantique :

$$\sigma_{\text{nucl}} \sim \pi R^2, \quad (2.150)$$

où le rayon d'un noyau comprenant A nucléons est approximativement :

$$R = 1.2 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ cm}. \quad (2.151)$$

Une simple application numérique donne alors $\sigma_{\text{nucl}} \sim 45 A^{2/3}$ mb. L'unité millibarn déjà définie apparaît donc comme l'unité naturelle pour les processus nucléaires.

Toutefois, une interaction nucléaire peut donner lieu à divers *produits de réactions*, et nous sommes intéressés a priori par les sections efficaces partielles

correspondant à chaque *canal* particulier. La section efficace estimée ci-dessus correspondra en réalité à la somme des sections efficaces partielles. Elle décrit donc la destruction d'un noyau cible par un projectile énergétique, sans distinction des particules produites lors de la réaction, ni de leurs caractéristiques dynamiques.

Formule générale approchée

Lorsqu'un noyau énergétique parcourt le milieu interstellaire, il rencontre principalement des protons. C'est donc à la section efficace totale de destruction par un proton que nous nous intéresserons. On la nomme souvent *section efficace inélastique totale*.

En première approximation, d'après ce que nous venons de voir, elle vaut $\sigma_d = 45A^{2/3}$ mb, où l'indice 'd' est mis pour 'destruction'.

Il s'avère cependant que les noyaux lourds sont moins 'transparents' aux projectiles que les noyaux légers. Leur section efficace de destruction est donc légèrement plus élevée que ce qui est attendu sur des bases géométriques. On peut rendre compte de cet effet en modifiant l'exposant 2/3 en 0.7 dans la loi donnée ci-dessus. On obtient alors un accord avec l'expérience meilleur qu'à 2 % près pour l'ensemble des noyaux. Silberberg et Tsao (1990) ont encore raffiné l'étude, en proposant une loi purement empirique, mais très efficace :

$$\sigma_d = 45A^{0.7} [1 + 0.016 \sin(5.3 - 2.63 \ln A)] \text{ (mb.)} \quad (2.152)$$

Cette formule donne des valeurs parfaites (dans la limite des incertitudes expérimentales) pour des énergies du proton incident supérieures à 1 GeV. Il est intéressant de remarquer qu'à ces énergies, la taille effective du proton est petite devant la distance moyenne des nucléons du noyau cible. En effet, la longueur d'onde de de Broglie d'un proton de 10 GeV, par exemple, vaut : $\Delta x = \hbar/\gamma m_p c = 0.02 \cdot 10^{-13}$ cm, soit $\sim 2\%$ de la distance internucléaire donnée par (2.151). On peut donc considérer que le proton incident interagit avec les nucléons individuellement.

Pour des valeurs plus basses de l'énergie, ceci n'est plus vrai. On constate parallèlement que la valeur de σ_d n'est plus indépendante de l'énergie du proton incident. Toutefois, la déviation par rapport à la valeur à haute énergie se fait de manière similaire pour tous les noyaux. On peut donc proposer une formule générale (Letaw et al., 1983) :

$$\sigma_d = \sigma_d(\infty) [1 - 0.62 \exp(-E/200) \sin(10.9E^{-0.28})] , \quad (2.153)$$

où $\sigma_d(\infty)$ est la valeur à haute énergie donnée par (2.152), et l'énergie du proton est exprimée en MeV (= MeV/n!). La section efficace de destruction calculée par cette formule dans le cas d'un noyau ^{12}C est montrée sur la figure 2.5.

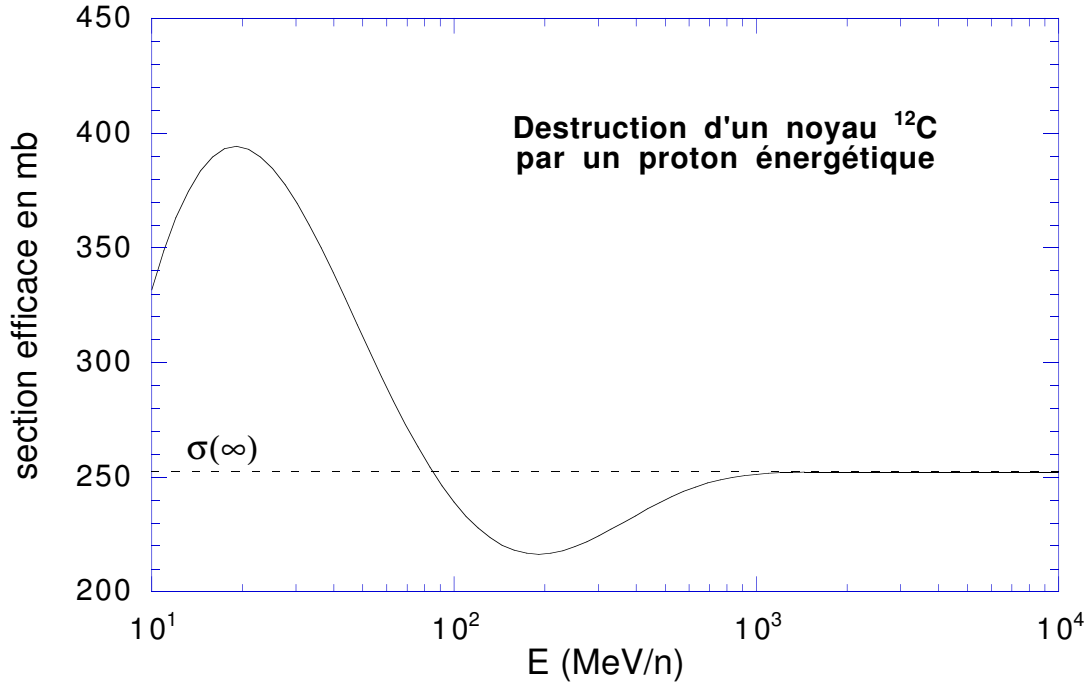


FIG. 2.5: *Section efficace de destruction d'un noyau de carbone ^{12}C par un proton, en fonction de l'énergie incidente (de l'un ou de l'autre) en MeV/n.*

A très basse énergie ($\sim 10 - 40$ MeV), d'autres problèmes interviennent, liés à des résonances qui sont propres à chaque noyau, et qu'il n'est donc pas possible de rendre compte par une formule générale. Toutefois, même dans les cas extrêmes, la formule (2.153) est correcte à $\sim 50\%$ près. Il faut de plus signaler que la destruction des noyaux n'est pas un processus essentiel à ces énergies, car les pertes d'énergies par ionisation de la matière ambiante (voir § 2.1) font 'disparaître' les nucléons de quelques dizaines de MeV/n à un taux nettement plus élevé.

Si toutefois les particules énergétiques sont réaccélérées continûment dans le MIS de telle sorte que leurs pertes coulombiennes soient constamment compensées, le taux de destruction nucléaire fournit la meilleure des contraintes sur leur durée de vie totale. C'est dans cette optique que nous aurons à utiliser la formule (2.153) jusqu'aux énergies les plus basses. Dans ce cas néanmoins, une précision à 50% près sera amplement suffisante.

Deux exceptions

Outre sa précision, la formule générale ci-dessus a l'avantage d'être analytique et de s'appliquer pareillement à tous les noyaux du lithium à l'uranium. Il faut néanmoins signaler deux exceptions importantes, dont il nous faudra tenir compte. La première concerne l'hélium : la section efficace inélastique totale pour

les particules α (noyaux d'hélium) est plus faible que celle donnée par la formule (2.153). Il suffit cependant de multiplier le résultat canonique par 0.8 pour obtenir des valeurs correctes à quelques pour-cents près.

La seconde exception concerne le ${}^9\text{Be}$, dont la section efficace de destruction est supérieure à celle donnée par (2.153), surtout à basse énergie. Silberberg et Tsao proposent alors d'introduire le facteur multiplicatif correctif: $[1 + 0.75 \exp(-E/75)]$.

2.6.3 La spallation

La section efficace inélastique totale est intéressante lorsqu'on s'intéresse à la survie d'un noyau énergétique dans son trajet à travers le MIS. Si en revanche on veut connaître le taux de production de tel ou tel noyau secondaire, il nous faut disposer des sections efficaces partielles.

Le terme de *spallation* désigne une réaction nucléaire induite par une particule énergétique, au cours de laquelle un noyau se brise en un noyau plus léger, avec éventuellement quelques nucléons épars supplémentaires, 'perdus dans la bataille'. Le problème de l'évaluation des sections efficaces de spallation réside dans le fait que la définition que nous venons de donner est très vague. D'un point de vue fondamental, les physiciens ne parviennent pas à cerner un processus unique, bien défini, permettant de décrire convenablement ce qui se passe.

Ce n'est pas de la fusion, bien sûr, mais pas non plus de la fission, ni à proprement parler de l'évaporation nucléaire. On observe pourtant des comportements systématiques analogues à ceux qui président à la fragmentation statistique de ce qu'on appelle des *noyaux composés*, formés par l'absorption d'une particule au sein d'un noyau pour donner une structure énergétiquement instable, qui se décompose ensuite en divers canaux suivant l'espace des phases disponible pour chaque réaction. Ainsi, des formules semi-empiriques ont été proposées, avec des résultats parfois encourageants. Mais le comportement observé dépend beaucoup de l'énergie de la particule incidente.

A haute énergie, on peut se représenter l'interaction comme un choc direct entre les nucléons incidents et les nucléons cibles. Par exemple, un proton énergétique éjecte un ou plusieurs nucléons hors du noyau cible, mais 'ne s'y arrête pas'. A basse énergie, en revanche, le modèle en deux étapes du noyau composé est assez défendable. Mais il intervient alors parfois des résonances 'imprévisibles', qui peuvent perturber considérablement les valeurs estimés par des formules semi-empiriques, tout spécialement près des seuils des réactions.

Pour nos modèles, nous utilisons donc chaque fois qu'il est possible des sections efficaces de spallation mesurées expérimentalement, complétées au besoin par des arguments théoriques permettant une extrapolation raisonnable aux énergies non mesurées. Notre travail personnel dans ce domaine est absolument nul: nous nous sommes contentés de recueillir les données nucléaires présentes dans la littérature. Nos principales sources dans ce domaine sont Read et Viola (1984), Lang et al.

(Lang, 1995), ainsi que des données récemment compilées à Bruxelles, et fournies (à titre privé) par Marcel Arnoult, que nous remercions à cette occasion.

D'une façon générale, les sections efficaces de production de LiBeB (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ et ${}^{11}\text{B}$) sont celles qui nous intéressent le plus. En effet, comme l'ont proposé initialement Cassé, Lehoucq et Vangioni-Flam (Cassé et al., 1995), les flux gamma détectés dans Orion pourraient bien avoir des conséquences importantes sur l'histoire galactique de la synthèse des éléments légers. Mais puisque nos modèles s'appliquent en principe à n'importe quelle situation astrophysique où des particules énergétiques (EPs) sont présentes, nous avons également inclus d'autres sections efficaces de spallation. En particulier, la production du noyau ${}^{26}\text{Al}$ est d'un grand intérêt pour l'astronomie gamma (voir ci-dessous). En outre, une collaboration en cours avec Marcel Arnoult (à Bruxelles), liée au problème des anomalies isotopiques dans les météorites, nous a conduit à nous intéresser aux isotopes tels que ${}^{41}\text{Ca}$ et ${}^{53}\text{Mn}$.

L'exemple du LiBeB

Il est inutile de discuter toutes les sections efficaces que nous avons introduites dans notre code numérique. Elles ne présentent en elles-mêmes que peu d'intérêt théorique. Nous nous bornons donc à montrer sur les figures 2.6 et 2.7 les sections efficaces de production du LiBeB par interaction entre un noyau de carbone et un noyau d'hydrogène ou d'hélium.

Il apparaît qu'à haute énergie, les sections efficaces sont essentiellement constantes. Les rapports de production des différents isotopes ont donc des valeurs intrinsèques, indépendantes du spectre énergétique des particules incidentes. Ceci n'est cependant pas vrai si le flux de particules d'énergie $\lesssim 100$ MeV/n est important. En effet, les sections efficaces montrent alors des variations importantes avec l'énergie, et on observe des résonances, dont la plupart sont d'ailleurs probablement lissées par la résolution en énergie des expériences.

La constance des rapports élémentaires et isotopiques produits par spallation à haute énergie ($\gtrsim 1$ GeV) a des conséquences théoriques importantes. On a longtemps pensé que les éléments légers avaient comme source principale (voire exclusive) l'interaction du rayonnement cosmique avec le milieu interstellaire (MIS). Meneguzzi, Audouze et Reeves (MAR) ont en effet montré dans un article célèbre de 1971 que les quantités de LiBeB estimées dans la Galaxie étaient compatibles avec un taux de production égal à celui induit par les rayons cosmiques sur les noyaux de C, N et O du MIS. Or à mesure que les données, nucléaires d'une part, et observationnelles de l'autre, s'amélioraient, le modèle MAR rencontrait des difficultés, pour deux raisons essentielles.

La première concerne l'évolution chimique galactique, et nous en reportons l'exposé à la partie IV. La seconde tient aux rapports élémentaires et isotopiques mesurés ici et là, partout où on le peut, dans les étoiles, le soleil, les météorites... Ces mesures sont délicates, du fait de l'extrême rareté des éléments concernés,

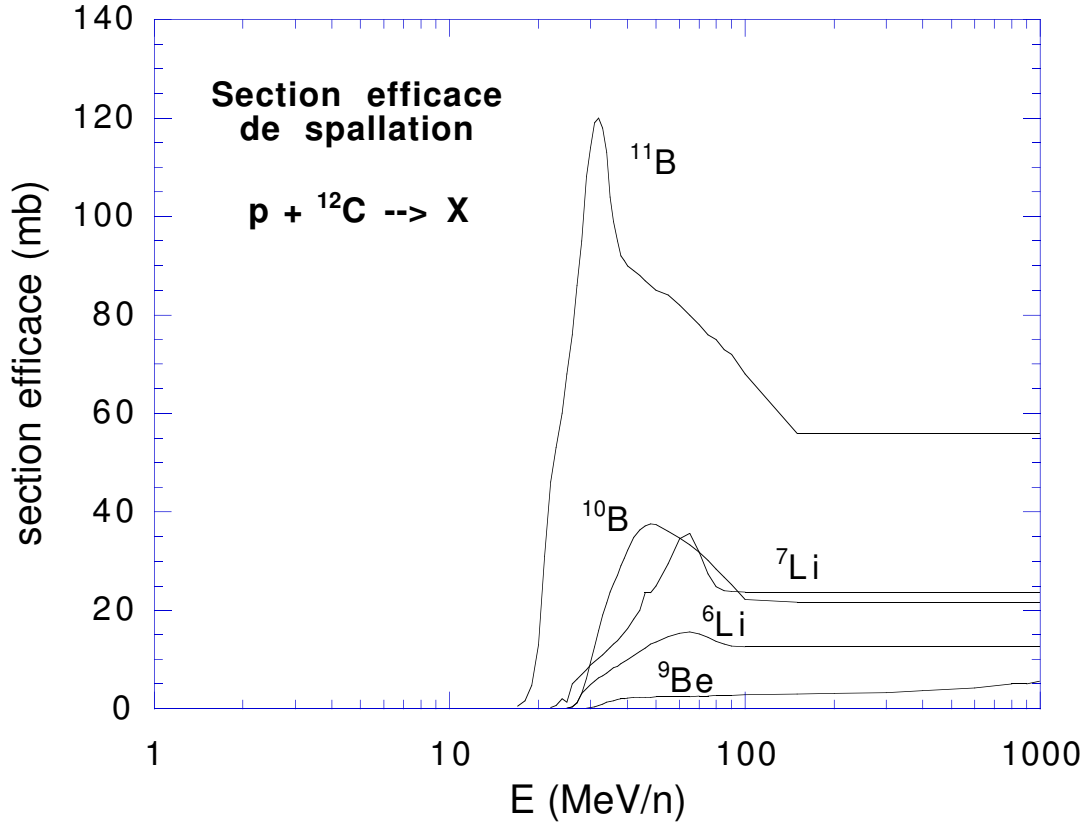


FIG. 2.6: *Section efficace de production des noyaux de LiBeB par interaction entre un noyau de carbone ${}^{12}\text{C}$ et un proton.*

et de la difficulté de décider si l'échantillon que l'on analyse est représentatif ou non des abondances galactiques moyennes. Toutefois, il est devenu manifeste que les rapports mesurés ne correspondent pas aux rapports universels fournis par les sections efficaces de spallation. En particulier, la proportion de ${}^{11}\text{B}$ par rapport au ${}^{10}\text{B}$ est plus grande dans la Galaxie (${}^{11}\text{B}/{}^{10}\text{B} \sim 4$) que celle que peuvent produire les rayons cosmiques (~ 2.5).

Mais souvenons-nous que nous ne savons rien (ou très peu) du rayonnement cosmique à des énergies inférieures à ~ 1 GeV. Il se pourrait qu'il existe, ici et là dans la Galaxie, des flux intenses de particules énergétiques (EPs) ayant des énergies de quelques dizaines de MeV/n, qui seraient capables de produire des quantités importantes de LiBeB, par spallation, avec des rapports isotopiques différents des valeurs universelles à haute énergie. C'est l'idée qui vint immédiatement (Cassé et al., 1995) lorsque fut observé, en 1994, un flux élevé de rayons gamma en provenance d'Orion (Bloemen et al., 1994; Bloemen et al., 1997). Si ces rayons gamma sont dus, comme on le pense, à des désexcitations nucléaires, alors il faut admettre en effet la présence de nombreux noyaux de carbone et d'oxygène énergétiques, qui ne peuvent pas ne pas produire du LiBeB

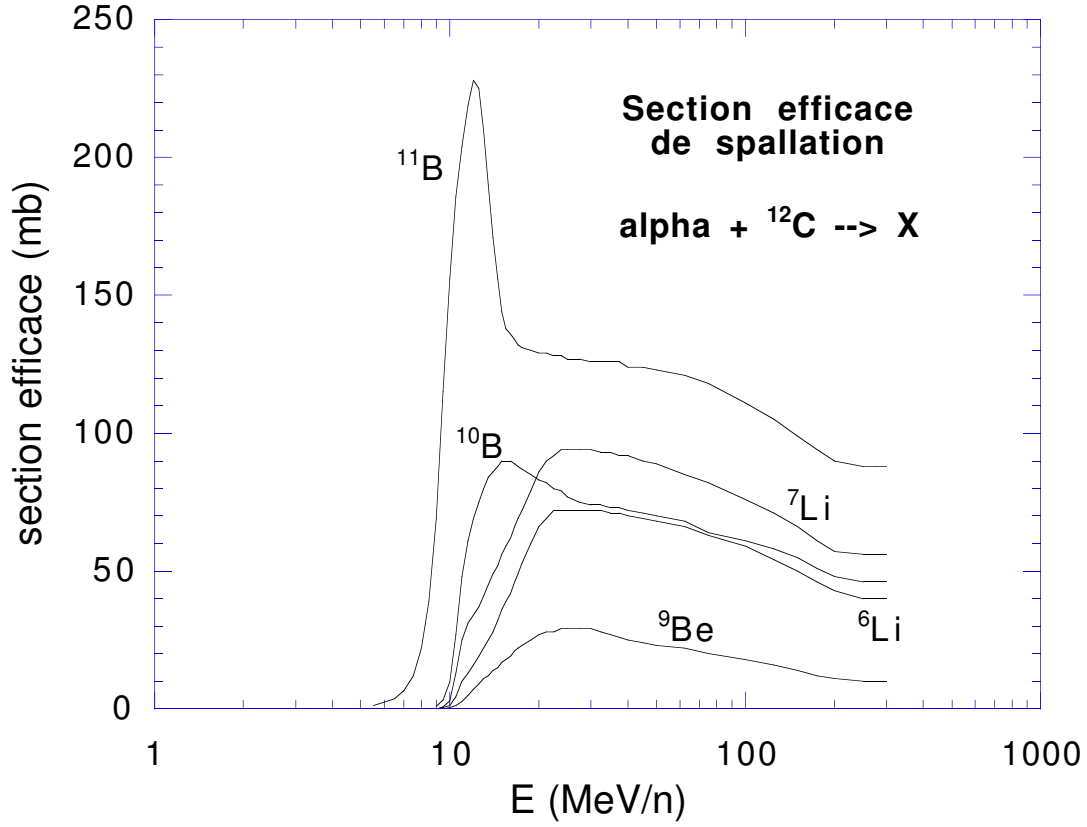


FIG. 2.7: *Section efficace de production des noyaux de LiBeB par interaction entre un noyau de carbone ${}^{12}\text{C}$ et un noyau d'hélium.*

en abondance. La question est alors simplement : combien ?

Nous verrons dans la partie consacrée à ce sujet que l'enthousiasme initial mérite d'être quelque peu tempéré. Toutefois, il importe ici de bien comprendre l'intérêt particulier que présentent les EPs subcosmiques pour la nucléosynthèse des éléments légers. Comme nous venons de le dire, les rapports élémentaires et isotopiques perdent leur caractère universel, et donc théoriquement ineluctable, aux énergies les plus modérées. Ainsi, par exemple, suivant l'énergie de la particule incidente, la spallation du carbone peut produire soit plus de ${}^{10}\text{B}$ que de ${}^7\text{Li}$, soit l'inverse (voir figure 2.6). En jouant sur le spectre supposé des EPs (sur lequel on a toute liberté), on peut donc espérer reproduire les rapports isotopiques observés.

Mais l'effet le plus important à basse énergie, capable d'influencer considérablement les rapports de production spallative, c'est l'*effet de seuil*.

L'effet de seuil

Toute réaction nucléaire présente un certain seuil d'énergie, en deçà duquel elle ne saurait avoir lieu. Il n'y a là rien de mystérieux : les seuils expriment

simplement la conservation de l'énergie. Un noyau de carbone, par exemple, est plus *lié* qu'un noyau de bore, c'est-à-dire que l'énergie de liaison de ses nucléons est supérieure, ou pour le dire encore autrement, son défaut de masse est plus important. Pour briser un noyau ^{12}C en ^{11}B plus un proton, il faut donc apporter une énergie au moins égale à la différence des défauts de masse. Ensuite, toute l'énergie supplémentaire apportée est transmise aux produits de réaction sous forme d'énergie cinétique.

Ces énergies de seuils sont à nos yeux l'analogue parfait des chaleurs latentes de changement d'état. Pour passer du liquide à la vapeur, il faut d'abord payer 'pour rien' un certain tribut énergétique, nécessaire à la brisure des liens intimes que les molécules entretiennent dans la phase condensée. On peut dire que le liquide est plus lié que le gaz. Mais cette énergie fournie ne contribue pas à augmenter la température, c'est-à-dire l'énergie cinétique individuelle des molécules.

Ces seuils de réaction sont calculables à partir de la simple connaissance des masses des différents noyaux, ou ce qui revient au même, des défauts de masse : $\Delta M(Z, A) = Zm_p + (A - Z)m_n - M(Z, A)$. On trouve ainsi que le seuil de production d'un ^{12}C à partir d'un ^{16}O est plus bas que le seuil de production d'un ^7Li , par exemple, car ce dernier est moins lié que le carbone. Inversement, le seuil de production d'un ^7Li est plus bas à partir d'un ^{13}C que d'un ^{12}C , car le premier est lui-même assez peu lié. Notons toutefois que si ces considérations énergétiques suffisent à déterminer le seuil de n'importe quelle réaction, elles ne permettent cependant pas d'en estimer la section efficace.

Dans le cas où les protagonistes de la réaction de spallation sont tous deux des noyaux composés, un autre effet intervient dans la détermination des seuils de réaction. Par exemple, on peut voir très nettement sur la figure que les seuils de réaction sont plus bas (en MeV/n) pour la réaction $\alpha + ^{12}\text{C}$ que pour la réaction $p + ^{12}\text{C}$, par un facteur à peu près trois. Cet effet se généralise à toutes les réactions nucléaires analogues. La raison en est qu'au sein de la particule α (noyau d'hélium), les quatre nucléons forment un système composé en interaction, dans lequel des échanges d'énergie ont lieu de façon désordonnée. Ainsi, pour une énergie cinétique totale de 40 MeV, disons, c'est-à-dire 10 MeV/n, le mouvement des nucléons à l'intérieur du noyau leur confère alternativement une énergie plus grande ou moins grande que la valeur moyenne. Un nucléon peut ainsi par exemple acquérir une énergie cinétique effective de 20 MeV, ce qui le porte, lui individuellement, au dessus des seuils, alors qu'il est en moyenne incapable de provoquer la réaction concernée. Cette 'explication' est bien sûr trop classique (par opposition à quantique) dans sa formulation, mais elle a l'avantage d'être assez intuitive.

Quoiqu'il en soit, l'effet de seuil que nous souhaitons mentionner repose sur l'existence de seuils d'énergie différents suivant les réactions nucléaires envisagées. Dans l'exemple que nous avons choisi de développer, il s'avère que la spallation du carbone en ^{11}B par un proton est possible à une énergie de 20 MeV, alors que

la réaction correspondante conduisant au ^{10}B est impossible. On comprend alors l'essence de l'argument : si des EPs sont présents dans le milieu interstellaire, avec un spectre d'énergie allant jusqu'à 20 MeV/n, mais pas au delà, alors le rapport isotopique $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$ produit sera rien moins qu'infini ! En étant un peu plus réaliste quant au spectre, mais en conservant l'idée que ce dernier pourrait présenter une coupure assez nette à des énergies voisines des seuils de spallation, on comprend qu'il est possible d'exhiber des solutions reproduisant le rapport $^{11}\text{B}/^{10}\text{B} \sim 4$ observé. Tel est, en substance, l'argument de Cassé et al. (1995), et telle est, d'une manière plus générale, la raison de l'intérêt que représentent les particules d'énergie 10–50 MeV/n pour la nucléosynthèse spallative.

2.6.4 L'excitation nucléaire

L'excitation directe

Lorsque le transfert d'énergie d'une particule incidente à un noyau cible n'est pas suffisant pour lui arracher des nucléons ou le briser en noyaux plus légers, l'interaction peut néanmoins conduire à une excitation nucléaire. Ce phénomène est l'analogue, au niveau du noyau, de l'excitation atomique par laquelle un électron subit une transition vers un niveau d'énergie élevé, et réintègre ensuite son rang d'origine en émettant un photon caractéristique de la transition effectuée, dont la fréquence est dictée par la conservation de l'énergie : $h\nu = E^* - E_0$.

Dans le cas de l'excitation nucléaire, les réarrangements nucléoniques, analogues aux transitions électroniques, font intervenir des énergies de l'ordre du MeV, de sorte que la désexcitation donne lieu à une émission de rayons gamma. Mais la propriété essentielle du rayonnement de désexcitation reste vraie : l'émission se fait sous forme de raies intrinsèquement fines, et ayant une énergie caractéristique de la transition effectuée, et donc en particulier du noyau impliqué. L'observation d'un spectre de raies γ -nucléaires permet donc d'identifier les réactions d'excitation nucléaire ayant lieu dans une source donnée, et moyennant la connaissance des sections efficaces d'excitation, d'obtenir des informations sur le nombre et le spectre des particules 'excitantes', ainsi que sur la composition du milieu cible. Que valent donc ces sections efficaces d'excitation nucléaire ?

Encore une fois, les mesures expérimentales fournissent les seules données vraiment fiables dans ce domaine. Même si toutes les interactions entre toutes les paires de noyaux à toutes les énergies n'ont pas été réalisées dans les accélérateurs de particules, nous disposons d'un assez grand nombre de sections efficaces mesurées avec des précisions de quelques dizaines de pour-cent (et parfois bien mieux), qui permettent d'évaluer les sections efficaces manquantes avec un degré de confiance souvent suffisant (de l'ordre d'un facteur 2). Toutefois, la présence de résonances aux énergies voisines des seuils peut conduire à des erreurs d'estimation parfois importantes. Nous aurons l'occasion d'insister plus loin sur

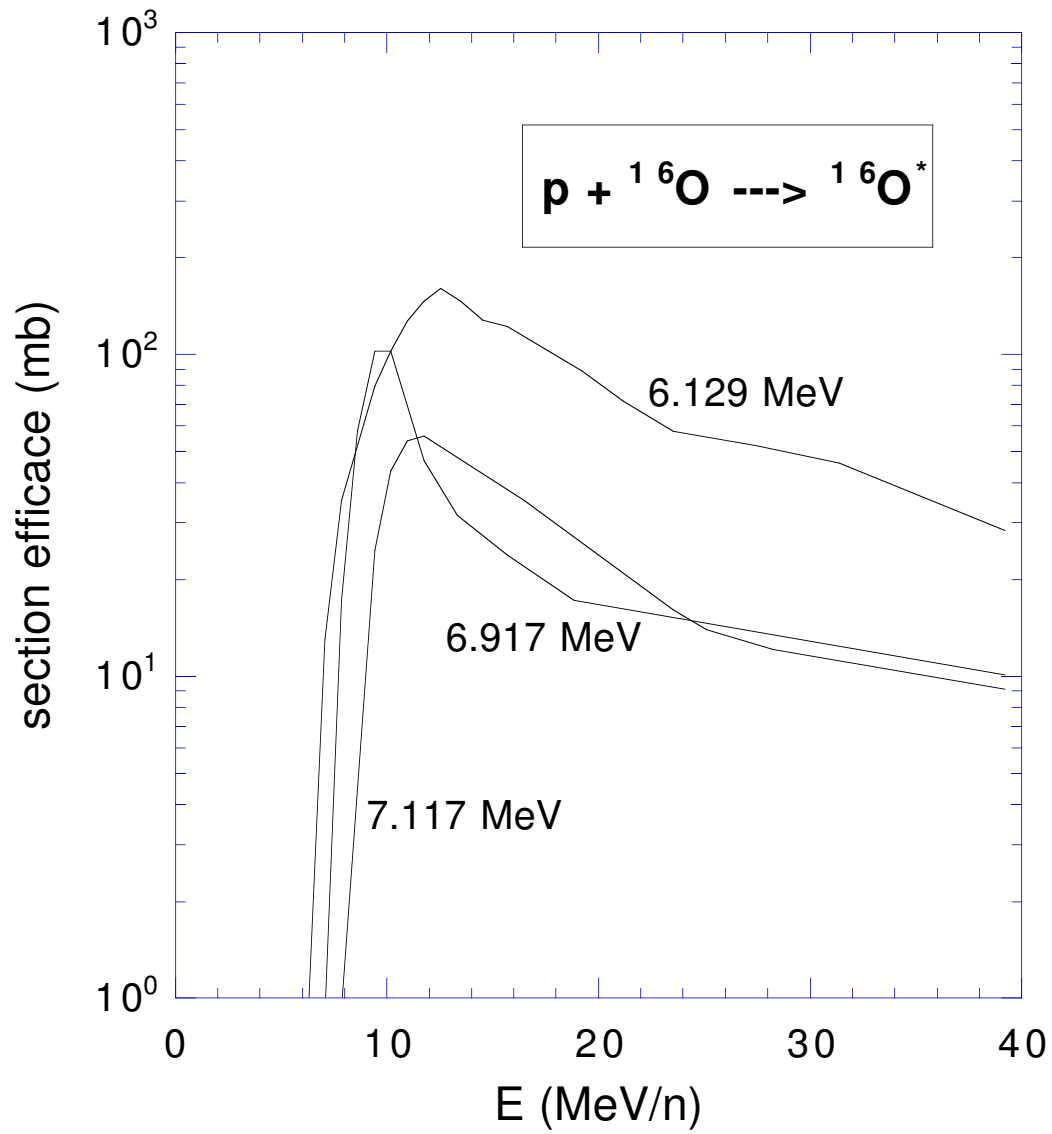


FIG. 2.8: Section efficace d'excitation de trois raies du noyau d'oxygène ^{16}O par un proton, en fonction de l'énergie cinétique incidente.

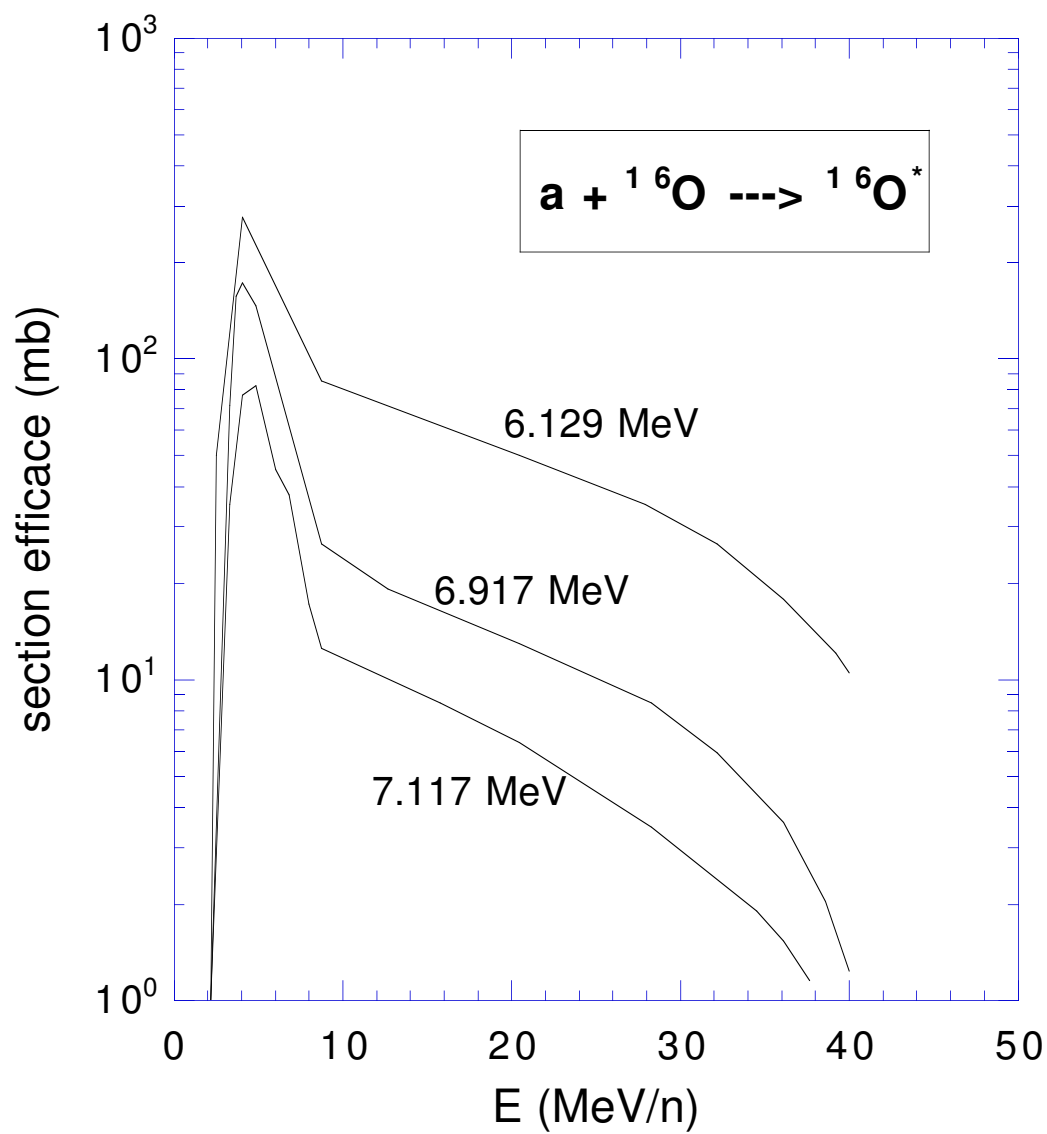


FIG. 2.9: Section efficace d'excitation de trois raies du noyau d'oxygène ^{16}O par une particule α , en fonction de l'énergie cinétique incidente.

l'importance de nouvelles mesures de sections efficaces pour certaines réactions clés en astrophysique des hautes énergies.

Les réactions d'excitation nucléaire les plus importantes en astrophysique sont bien sûr celles qui font intervenir les éléments les plus abondants, comme le carbone, l'oxygène, le silicium, le fer, etc. Il est à nouveau inutile de les présenter toutes. Signalons simplement que nous utilisons près de 200 sections efficaces dans nos modèles, correspondant à l'excitation de divers noyaux, et de divers niveaux d'énergie au sein de chaque noyau, par des protons et par des particules α .

Les réactions nucléaires dont nous faisons usage ne sont rien d'autres que celles discutées en détail par Ramaty, Kozlovsky et Lingenfelter dans leur revue exhaustive de 1979 (RKL79). Ces auteurs ont compilé l'ensemble des données nucléaires disponibles, et ont présenté les principales sections efficaces d'intérêt astrophysique. Nous nous sommes donc contentés de reprendre leurs valeurs, en actualisant cependant les données chaque fois que nous l'avons pu.

En pratique ces actualisations concernent principalement les deux noyaux importants ^{12}C et ^{16}O , dont les excitations ont fait l'objet d'études approfondies par Tatischeff (1996). Ce sont ses valeurs que nous utilisons. Nous avons également utilisé notamment les sections efficaces mesurées par Dyer et al. (1981; 1985), et par Lesko et al. (1988) pour les excitations de ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si et ^{56}Fe . À titre d'exemple, nous montrons sur les figures 2.8 et 2.9 les sections efficaces d'excitation des trois principaux niveaux de ^{16}O , d'après Tatischeff (1996). On remarque à nouveau que les sections efficaces ont des seuils plus bas en énergie lorsque l'interaction se fait avec des particules α plutôt que des protons. Par ailleurs, les seuils d'excitation sont plus bas que les seuils de spallation, pour des raisons évidentes. Notons enfin que le seuil d'excitation par un proton n'est rien d'autre que l'énergie du niveau correspondant !

Contrairement à ce que nous avons vu pour la spallation ou la destruction nucléaire, les sections efficaces d'excitation ne sont pas constantes à haute énergie. De manière générale, elles chutent dramatiquement avant 100 MeV/n, ceci pour une raison intuitivement très simple : pour une énergie de la particule incidente trop importante, l'interaction ne conduit pas à l'excitation, mais à la brisure du noyau cible.

Si l'interaction était électromagnétique, une énergie incidente élevée n'impliquerait pas nécessairement un transfert d'énergie important. Ainsi, dans le cas de l'ionisation ou du Bremsstrahlung que nous avons étudié plus haut, une particule incidente peut toujours interagir faiblement avec un noyau, quelle que soit son énergie cinétique, pourvu qu'elle passe suffisamment loin de la cible. Mais dans le cas des interactions nucléaires, la courte portée de la force forte empêche les interactions à paramètre d'impact élevé. En d'autres termes, ou bien le projectile passe loin du noyau cible, et il n'y a pas d'interaction du tout, ou bien il passe tout près (en fait même dedans), et la violence de l'interaction produit une spallation plutôt qu'une excitation.

La diminution des sections efficaces d'excitation avec l'énergie de la particule

incidente assure que les raies nucléaires sont produites par des EPs subcosmiques, disons entre 5 et 50 MeV/n. C'est un résultat important, car il montre que **l'astronomie des raies γ -nucléaires est l'outil le plus naturel pour l'étude des EPs de basse énergie.**

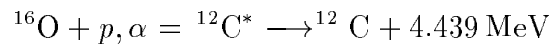
Les raies spallatives

Le principal intérêt astrophysique de la spallation est d'offrir un mode de synthèse efficace pour certains éléments chimiques, notamment le LiBeB, au sein du milieu interstellaire. Nous avons également signalé dans le chapitre 1 que l'abondance des noyaux secondaires (produits par spallation) dans le rayonnement cosmique, fournissait de précieuses information sur la propagation des particules énergétiques dans la Galaxie. Mais les nucléides fraîchement synthétisés ne sont pas les seuls témoins de l'activité spallative dans le MIS. Il n'y a aucune raison, a priori, pour que les noyaux secondaires soient produits dans leur état fondamental. Il y a même toutes les raisons pour qu'une partie d'entre eux soit synthétisée dans un niveau excité, et donne lieu consécutivement à des raies de désexcitation nucléaire, que nous appellerons alors indirectes, ou *spallatives*.

D'un point de vue théorique, il est hélas difficile de calculer la proportion des produits de spallation qui se trouveront directement sur le niveau fondamental, et celle des noyaux qui donneront lieu à une émission de rayons γ dont l'intérêt observationnel est évident. À haute énergie, il semble qu'une certaine modélisation de la réaction soit possible. Comme nous l'avons indiqué, un projectile de haute énergie interagit essentiellement avec des nucléons individuels. Si la réaction étudiée consiste en l'éjection d'un nucléon, par exemple, on peut estimer la probabilité pour que ce soit un nucléon périphérique (dans un modèle en couche du noyau) qui soit touché, ou au contraire un nucléon 'central'. Dans le premier cas, le noyau secondaire se trouverait dans le niveau fondamental; dans le second cas, il présenterait une 'lacune' nucléonique, et serait donc dans un niveau excité.

Cette analyse simpliste est sans doute assez juste à haute énergie, mais certainement dans le domaine d'énergie où la réaction de spallation se laisse le mieux décrire par le modèle du noyau composé. Or c'est dans cette gamme d'énergie qu'on attend la plus grande efficacité de la réaction, d'abord parce que les sections efficaces sont plus importantes, et ensuite parce que les flux de EPs sont probablement plus importants à basse énergie qu'à haute énergie. Encore une fois, par conséquent, c'est l'expérience directe en accélérateur qui nous donnera les taux de production sur un niveau excité les plus fiables.

Un des exemples les plus connus et les plus importants de raies spallatives est sans doute celui de la raie du carbone à 4.439 MeV, produite par spallation de l'oxygène :



Dans certains cas, si l'abondance en oxygène excède significativement celle en carbone, ce mode spallatif peut être le principal mode de production de la raie à 4.439 MeV. La section efficace correspondante dépasse en effet la valeur honorable de 100 mb à son maximum. Cependant, étant donné que le processus sous-jacent est véritablement une spallation, et non une excitation nucléaire, le seuil de la réaction est relativement élevé ($\sim 18 \text{ MeV}/n$), ce qui ne la favorise pas dans le cas de spectres mous.

Il nous faut encore signaler un point important sur lequel nous reviendrons plus longuement et plus précisément par la suite. Les données expérimentales sur les raies spallatives sont nettement moins complètes que sur les autres processus nucléaires. Sans doute parce que les expériences de spallation se concentrent sur la détermination des nucléides produits, et n'intègrent pas systématiquement un détecteur gamma permettant de corréler les taux d'émission des différentes raies nucléaires avec les taux de production des noyaux associés.

Toujours est-il qu'on ignore la proportion de LiBeB produit par spallation du CNO (C, N et/ou O) sous une forme excitée. C'est bien dommage, car si la synthèse de ces éléments légers a bel et bien lieu de façon importante dans certains lieux de la Galaxie, alors nous pouvons espérer la voir 'en direct', par l'intermédiaire des raies spallatives associées. Nous ferons plus loin un certain nombre de prédictions dans ce domaine, mais il est bien évident que la détection de la raie du ^{11}B , par exemple, serait bien vaine si nous ignorions la section efficace de production spallative de cet isotope sous forme excitée. Or c'est le cas à ce jour, du moins à notre connaissance. Les seules données disponibles concernent des énergies isolées de plusieurs centaines de MeV/n, hors du domaine le plus sensible du point de vue de l'astrophysique.

Inversement, si nous connaissions ces sections efficaces et si nous détections dans l'avenir – avec INTEGRAL par exemple – des raies spallatives du LiBeB, alors nous pourrions en déduire immédiatement le taux de production actuel des éléments légers dans la Galaxie, et obtenir ainsi une précieuse calibration des modèles d'évolution chimique. Sans parler de l'apport d'information supplémentaire que cela représenterait pour la connaissance des particules énergétiques subcosmiques.

Il nous faut toutefois signaler que les astrophysiciens se sont penchés depuis longtemps sur le cas particulier du ^7Li et du ^7Be , produits par les réactions $\alpha + \alpha$ (Kozlovsky & Ramaty, 1974). Le ^7Li produit sur son premier niveau excité donne lieu à l'émission d'un photon d'énergie 478 keV, tandis que le ^7Be excité se désexcite en émettant une raie à 429 keV, avant de décroître par radioactivité β^+ vers l'isotope ^7Li . A nouveau, cette décroissance peut s'effectuer vers le niveau excité du ^7Li , et donner lieu à une nouvelle émission γ . Ceci se produit en réalité dans 90 % des cas.

Ramaty et al. (1979) ont ainsi estimé la proportion finale de ^7Li produit sous une forme excitée à $\sim 40\%$. Les raies de désexcitation à 478 keV et 429 keV ont d'ailleurs fait l'objet d'études approfondies, et ont été observés dans certains

flares solaires. Alors, à quand les mesures pour les autres espèces chimiques?

Qu'on nous permette de saisir l'occasion qui se présente de dire un mot de ces flares solaires, qui ont joué un rôle primordial dans le développement de l'astrophysique des hautes énergies, et en particulier des raies γ . Le mot se prononce 'flaire' (avec l'accent ;-)) et vient, ce nous semble, du latin 'flare', qui veut dire souffler, et qui a donné 'flamine', désignant ces prêtres chargés d'entretenir le feu dans certains édifices religieux. Il s'agit donc de souffler, mais souffler sur le feu sacré, c'est-à-dire... sur le Soleil. Mais peut-être cette étymologie présumée est-elle totalement erronée...

Quoiqu'il en soit, le mot 'flare' désigne en astrophysique des événements éruptifs extrêmement énergétiques survenant à la surface du soleil, au cours desquels des noyaux sont accélérés jusqu'à des énergies supernucléaires. De nombreuses raies γ -nucléaires sont alors observées, dont l'étude a constitué et constitue encore un domaine de recherche très actif. Avant les observations récentes faites dans la constellation d'Orion, le soleil constituait la seule source de raies nucléaires d'origine astrophysique (à l'exception des décroissances radioactives dont nous parlerons un peu plus loin). C'est donc pour étudier les flares solaires que les modèles d'interactions nucléaires provoquées par des particules énergétiques ont été développés, il y a plus de vingt ans, et affinés ensuite. Aussi passionnant que soit ce domaine de l'astrophysique, dans la lignée duquel nous nous situons de fait, nous ne pouvons cependant pas l'aborder ici. Le lecteur intéressé se reportera par exemple à la revue de Ramaty et Murphy (1987).

Les raies non résolues

Dans leur fameux article RKL79 signalent qu'en plus des raies de désexcitation clairement identifiées, les réactions nucléaires de spallation donnent parfois lieu à une émission gamma plus ou moins continue – en tout cas non résolue par les spectromètres de l'époque – attribuable à des transitions multiples entre des niveaux d'excitation élevés des divers noyaux secondaires produits. Ces rayons γ , dits *non résolus*, représentent un flux très important, et même largement dominant lorsque les cibles sont plus lourdes que le néon (Ne, Mg, Si, Fe, etc.). On ne peut donc pas les négliger dans les modèles de production de rayons γ par des noyaux énergétiques.

Bien que les 'raies' soient non résolues, RKL79 donnent une estimation de la répartition des ces rayons γ en fonction de l'énergie, indispensable pour le calcul théorique de spectres d'émission. L'estimation proposée est assez arbitraire, et mériterait sans doute une étude renouvelée basée sur des mesures effectives. Toutefois, elle répond à une intuition simple : les γ non résolus, de par leur origine, ont le plus souvent une énergie inférieure à ~ 3 MeV. Les niveaux d'excitation élevés sont en effet assez proches les uns des autres, d'une manière générale. Il y a de plus un argument très fort indiquant que l'estimation proposée n'est pas

mauvaise dans l'ensemble. C'est que les spectres prédits dans ces circonstances reproduisent remarquablement les données des flares solaires (Ramaty et al., 1997e).

Nous aurons l'occasion de reparler en plus grand détail de ces raies non résolues dans le cadre de notre étude de l'émission d'Orion.

2.6.5 La décroissance radioactive

Un autre processus important pour l'astronomie γ est bien sûr la décroissance radioactive des noyaux, qui présida d'ailleurs jadis à la découverte de ces rayonnements lumineux doués d'un pouvoir de pénétration extrême.

Parmi les noyaux produits lors des réactions nucléaires, que ce soit par spallation dans le milieu interstellaire, ou par fusion thermique notamment lors de l'explosion des supernovæ, certains sont instables et condamnés à se désintégrer. Ils produisent alors d'autres noyaux, mais comme dans le cas de la spallation, ces noyaux fils peuvent être produits sur des niveaux excités, et donner lieu à une émission de photons γ .

L'exemple le plus connu est sans doute celui de l' ^{26}Al , produit par les étoiles massives, les novæ ou les supernovæ, qui décroît sur un niveau excité du ^{26}Mg avec une durée de vie moyenne de 1,1 million d'années. Le photon émis ensuite par désexcitation du ^{26}Mg a une énergie de 1.809 MeV. Cette raie γ , dénommée à tort "raie de l' ^{26}Al ", fut la première raie radioactive observée hors du système solaire, par le satellite *HEAO 3* en 1984 (Mahoney et al., 1984).

Son lien avec l'activité nucléosynthétique dans divers sites astrophysiques fait de son étude un des enjeux majeurs de l'astrophysique des hautes énergies. L'instrument COMPTEL, à bord du *Compton Gamma-Ray Observatory* (*CGRO*), a pu tracer la carte de l'émission galactique à 1.809 MeV, et montrer définitivement que l'émission était diffuse dans le plan de la Galaxie (Diehl et al., 1993). D'importants travaux théoriques ont été réalisés en liaison avec ces nouvelles données. Nous ne pouvons cependant pas les décrire ici, et nous renvoyons le lecteur notamment aux articles de Prantzos (Prantzos, 1993) et Prantzos et Diehl (1996).

D'autres raies radioactives présentent un intérêt astrophysique certain (voir par exemple la revue de Prantzos, 1996). À nouveau, comme nous ne les avons pas introduites dans nos modèles, nous n'en parlerons pas ici. Il faut remarquer toutefois que cette lacune n'est pas préjudiciable à nos modèles, en premier lieu parce que les noyaux impliqués ne sont pas les mêmes. D'ailleurs, le mode de production des noyaux radioactifs intéressants est généralement thermique, tandis que nous nous concentrons sur les processus non thermiques liés aux EPs du milieu interstellaire.

En outre, les raies radioactives se distinguent des raies de désexcitation que nous étudions par le délai qui existe entre la synthèse du noyau père et l'émission du photon γ . Du fait de leur durée de vie importante, on s'attend à ce que les

noyaux radioactifs aient le temps de se thermaliser (perdre leur énergie cinétique) avant de se désintégrer. La largeur des raies γ correspondantes devrait donc être beaucoup plus faible que dans le cas des processus que nous étudions.

2.6.6 Le profil des raies

Raies fines et raies larges

En première approximation, les raies de désexcitation nucléaire sont intrinsèquement parfaitement fines. Leur largeur quantique de quelques eV est en effet "infiniment" plus faible que la résolution des meilleurs spectromètres γ , et le restera longtemps. Pour fixer les idées, l'instrument SPI (du projet INTEGRAL) aura une résolution spectrale, pourtant révolutionnaire, de 2 keV!

Le profil des raies γ -nucléaires est donc modelé essentiellement par l'effet Doppler : l'émission étant monochromatique dans le référentiel propre du noyau excité, un observateur verra une fréquence plus petite si le noyau s'éloigne, et plus grande s'il se rapproche. Le calcul du profil de raie se réduit donc au calcul de la distribution de vitesse des noyaux excités. Les désexcitations nucléaires étant toujours très rapides, cette distribution n'évolue pas entre le moment de l'excitation et le moment de l'émission γ .

Avant toute chose, il convient de distinguer les deux cas suivants :

1. Processus *direct* : un noyau léger (proton ou α) de haute énergie rencontre un noyau lourd (e.g. C, O, Fe...) au repos dans le MIS, et l'excite ;
2. Processus *inverse* : un noyau lourd (e.g. C, O, Fe...) de haute énergie rencontre un noyau léger (proton ou α) au repos dans le MIS, et se trouve excité *en vol* par cette rencontre.

Dans le premier cas le noyau cible est plus lourd que le projectile, de sorte que sa vitesse de recul est assez faible dans le référentiel du MIS, qui est aussi celui de l'observateur. Le décalage Doppler correspondant à ce recul est alors modéré. Dans le second cas, en revanche, le noyau lourd est celui qui possède initialement la plus grande énergie cinétique. La cible étant légère, la collision n'affecte pas la vitesse du projectile, et le décalage Doppler est très important au moment de la désexcitation.

Si la distribution de vitesse des particules énergétiques est isotrope, la direction du mouvement des noyaux émetteurs par rapport à l'observateur est aléatoire. En conséquence, comme il est bien connu, les décalages Doppler se traduisent non pas par une modification de l'énergie de la raie, mais par son élargissement. Il ressort alors de ce que nous venons de dire que les processus directs (noyau léger sur noyau lourd) produisent des raies fines, tandis que les processus inverses (noyau lourd sur noyau léger) produisent des raies larges.

Étant donné que les spectromètres actuellement en service ne fournissent que des informations relativement grossières sur le profil des raies, nous nous sommes contentés, dans nos modèles, de distinguer les raies fines et les larges de la façon que nous venons d'indiquer. Dans le cas pratiques réels, bien sûr, les deux processus (direct et inverse) coexistent, et ce que nous calculons est en fait le rapport des flux émis dans les deux composantes (fine et large) de la même raie de désexcitation. À terme, cependant, des spectromètres plus performants seront disponibles (à cet égard nous attendons beaucoup de la mission INTEGRAL), et il nous faudra raffiner notre étude du profil des raies nucléaires.

Profil de raie détaillé

Un tel raffinement est en principe aisé, et a d'ailleurs été décrit en détail et intégré dans les modèles relatifs aux flares solaires il y a bien longtemps (voir notamment RKL79). L'idée sous-jacente est qu'en général, les désexcitations nucléaires ne sont pas isotropes dans le référentiel du noyau excité, et sont corrélées à la direction incidente de la particule excitatrice. Voyons sur un cas théorique comment ceci peut influencer le profil des raies de désexcitation vues par l'observateur.

Supposons que la désexcitation des noyaux se fasse préférentiellement soit dans la direction du noyau incident, soit dans la direction opposée, mais très rarement "sur les côtés". Dans ce cas, nous ne recevons que les photons émis par des noyaux se déplaçant directement vers nous, ou bien directement à l'opposé. Les premiers seront décalés vers le rouge, et les second vers le bleu. Mais aucun photon ne nous parviendra avec l'énergie intrinsèque de la raie, puisqu'un tel photon proviendrait d'un noyau se déplaçant perpendiculairement à la ligne de visée, et serait donc émis "sur le côté" par le noyau père, ce qui est exclu par hypothèse. Le résultat obtenu dans ce cas n'est donc pas un élargissement de la raie, mais un dédoublement, avec un pic à une énergie inférieure à l'énergie canonique, et un pic à une énergie supérieure.

Ce cas d'école nous permet de comprendre que le calcul des profils de raie détaillés nécessite la connaissance des sections efficaces d'excitation nucléaire différentielles, c'est-à-dire des sections efficaces relatives à l'émission du photon γ dans chaque direction repérée par rapport à la direction incidente du noyau énergétique.

En pratique, les sections efficaces différentielles sont cependant moins bien connues que les sections efficaces intégrées. De plus, il faut tenir compte du fait que non seulement la vitesse de recul des noyaux (et donc le décalage Doppler) dépend de l'énergie cinétique de la particule incidente, mais que la distribution angulaire des photons de désexcitation est également différente pour chaque énergie. Le profil des raies de désexcitation dépendra donc à la fois du degré d'anisotropie et du spectre d'énergie des particules énergétiques.

Une manière d'intégrer ces propriétés physiques dans un modèle calculant

le profil des raies γ -nucléaires pour n'importe quelle distribution angulaire et n'importe quel spectre d'EPs est décrit en détail dans Ramaty et al. (1997a). Toutefois, il est remarqué que les sections efficaces différentielles sont encore très mal connues, même pour les deux noyaux les plus importants que sont le carbone et l'oxygène.

De toute évidence, un programme de mesure systématique de ces sections efficaces serait très profitable à l'astrophysique, et semble même indispensable à la pleine interprétation des données γ que devrait recueillir INTEGRAL, au début du siècle prochain.

2.6.7 La production et la décroissance des pions

Nous terminons ce chapitre sur les processus élémentaires relatifs aux particules énergétiques par celui qui pourrait être considéré comme le premier d'entre eux, puisqu'il donna lieu à la première observation γ dans l'histoire de l'astronomie. Il s'agit de la production de mésons π , ou *pions* (π^0 , π^+ et π^-), par collision de noyaux énergétiques. Les pions neutres, π^0 , se désintègrent très vite ($\sim 10^{-16}$ s) en émettant deux photons γ , d'une énergie de l'ordre de 100 MeV. Ce sont ces photons qui furent observés pour la première fois en 1967 par OSO III, en provenance du plan galactique, trahissant la présence de rayons cosmiques dans le milieu interstellaire.

Le spectre de décroissance des pions neutres

La décroissance des π^0 se fait à $\sim 99\%$ par le mode $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, et à $\sim 1\%$ par le mode $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$. On peut donc négliger ce second mode. Pour des raisons évidentes, les rayons γ émis ont tous deux la même énergie dans le référentiel du pion π^0 , et cette énergie n'est rien d'autre que la moitié de l'énergie de masse, à savoir $m_{\pi^0}c^2 \simeq 135$ MeV.

Par une transformation de Lorentz (Eq. 2.129), on obtient l'énergie dans le référentiel de l'observateur comme :

$$E_\gamma = \hbar\omega = \frac{1}{2}E_{\pi^0}(1 + \beta_{\pi^0} \cos \theta'), \quad (2.154)$$

où $E_{\pi^0} = \gamma_{\pi^0} m_{\pi^0} c^2$.

Pour une décroissance isotrope des π^0 , la distribution en énergie des photons émis, normalisée à un photon, s'écrit donc :

$$f(E_{\pi^0}, E_\gamma) = \begin{cases} (E_{\pi^0}^2 - m_{\pi^0}^2 c^4)^{-1/2} & \text{si } \frac{1}{2}E_{\pi^0}(1 - \beta_{\pi^0}) \leq E_\gamma \leq \frac{1}{2}E_{\pi^0}(1 + \beta_{\pi^0}), \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (2.155)$$

Ce spectre partiel, émis par les seuls pions d'énergie E_{π^0} , doit maintenant être sommé sur tout le spectre d'énergie des π^0 produits lors des collisions de proton énergétique avec le milieu interstellaire. Si le spectre des protons incidents est $dN = N_p(E_p)dE_p$, et la densité du MIS, n_{MIS} , on obtient :

$$\frac{dN_\gamma}{dt} = \int_{E_{\pi^0, \min}}^{E_{\pi^0, \max}} dE_{\pi^0} \left[2f(E_{\pi^0}, E_\gamma) \times \int dE_p n_{\text{MIS}} N(E_p) \sigma(E_p, E_{\pi^0}) c \right], \quad (2.156)$$

où $\sigma(E_p, E_{\pi^0})$ est la section efficace différentielle de production d'un pion d'énergie E_{π^0} par collision d'un proton d'énergie E_p sur un proton du MIS. Nous avons introduit un facteur 2 dans l'intégrale, car chaque π^0 produit donne deux photons γ . Enfin, les bornes d'intégration $E_{\pi^0, \min}$ et $E_{\pi^0, \max}$ correspondent aux énergies minimale et maximale des pions qui contribuent à l'émission de rayons γ d'énergie E_γ .

Ces énergies limites se calculent aisément. Dans la limite ultrarelativiste où $\beta_{\pi^0} \sim 1$, l'équation (2.154) montre que l'énergie E_γ peut être atteinte même par des pions d'énergie infinie, puisque $(1 - \beta_{\pi^0} \cos \theta')$ tend vers 0 quand θ' tend vers 0. Ainsi, on a :

$$E_{\pi^0, \max} = +\infty. \quad (2.157)$$

Pour calculer $E_{\pi^0, \min}$, on remarque que l'énergie du pion peut s'écrire, avec des notations évidentes :

$$E_{\pi^0} = \frac{1}{2}E_{\pi^0}(1 + \beta_{\pi^0}) + \frac{1}{2}E_{\pi^0}(1 - \beta_{\pi^0}) = E_{\gamma, \max} + E_{\gamma, \min}. \quad (2.158)$$

Par ailleurs, nous avons :

$$E_{\gamma, \min} \times E_{\gamma, \max} = \frac{1}{4}E_{\pi^0}^2(1 - \beta_{\pi^0}^2) = \frac{1}{4}m_{\pi^0}^2 c^4. \quad (2.159)$$

En reportant cette expression dans (2.158), on obtient :

$$E_{\pi^0} = E_{\gamma, \max} + \frac{m_{\pi^0}^2 c^4}{4E_{\gamma, \max}}. \quad (2.160)$$

Cette dernière expression donne l'énergie maximale des photons que peut émettre un pion d'énergie E_{π^0} . En toute logique, l'énergie minimale d'un pion pouvant émettre un photon d'énergie E_γ est donc :

$$E_{\pi^0, \min} = E_\gamma + \frac{m_{\pi^0}^2 c^4}{4E_\gamma}. \quad (2.161)$$

Nous avons donc maintenant tout ce qu'il nous faut pour calculer le spectre γ résultant de la décroissance des π^0 , conformément à la formule (2.156). Tout, à un détail près ;-): la section efficace différentielle de production des π^0 .

La section efficace de production des π^0

Dans le milieu interstellaire comme au sein du rayonnement cosmique, les noyaux d'hydrogène (protons) sont les plus abondants. Nous nous intéressons donc principalement à la réaction $p + p \longrightarrow \pi^0 + X$, où X représente n'importe quelle autre particule ou combinaison de particules produites en même temps que le π^0 . Autrement dit, nous nous intéressons à la section efficace totale de production d'un pion neutre, notée σ_{pp} , et non aux sections efficaces partielles correspondant aux divers canaux.

Ainsi, conformément à ce que nous avons dit plus haut, la valeur de σ_{pp} à haute énergie doit être de l'ordre de grandeur de la section efficace géométrique, πr_p^2 , c'est-à-dire environ 25 mb.

Cette estimation est utile pour les calculs d'ordre de grandeur, mais comme nous venons de le voir, nous avons besoin en réalité de la section efficace différentielle spécifiant la répartition des pions produits en fonction de leur énergie. De plus, une description précise de la section efficace près du seuil de la réaction ($E_{th} \sim 650$ MeV) est nécessaire. Enfin, nous devons tenir compte du nombre moyen de π^0 produits par interaction, que l'on nomme *multiplicité*, et que l'on note généralement ζ .

Suivant Dermer (1986) et Naito et Takahara (1994), nous séparons le problème en deux parties, en écrivant la section efficace différentielle comme :

$$\frac{d\sigma(E_p, E_{\pi^0})}{dE_{\pi^0}} = \langle \zeta \sigma_{pp}(E_p) \rangle \frac{dN_{\pi^0}(E_p, E_{\pi^0})}{dE_{\pi^0}}. \quad (2.162)$$

Le terme $\langle \zeta \sigma_{pp}(E_p) \rangle$ est appelé *section efficace inclusive*, et doit être mesuré expérimentalement. Dermer (1986) donne un "fit" analytique, en fonction de l'impulsion p_p mesurée dans le référentiel du laboratoire (c'est-à-dire pour un proton cible au repos, comme dans le MIS), et exprimée en GeV/c :

$$\langle \zeta \sigma_{pp}(E_p) \rangle [\text{mb}] = \begin{cases} 0.032\eta^2 + 0.040\eta^6 + 0.047\eta^8 & p_p^{th} \leq p_p \leq 0.96, \\ 32.6(p_p - 0.8)^{3.21} & 0.96 \leq p_p \leq 1.27 \\ 5.40(p_p - 0.8)^{0.81} & 1.27 \leq p_p \leq 8.0 \\ 32.0 \ln p_p + 48.5p_p^{-1/2} - 57.0 & 8.0 \leq p_p, \end{cases} \quad (2.163)$$

où :

$$\eta = \frac{[(s - m_{\pi^0}^2 - 4m_p^2)^2 - 16m_{\pi^0}^2 m_p^2]^{1/2}}{2m_{\pi^0} s^{1/2}}, \quad (2.164)$$

et $s = 2m_p(E_p + 2m_p c^2)$.

Pour ce qui est de la répartition des π^0 en fonction de l'énergie, exprimée par la fonction $dN_{\pi^0}(E_p, E_{\pi^0})/dE_{\pi^0}$ figurant dans l'expression (2.162), deux modèles ont été proposés initialement, l'un par Stecker (1971), et l'autre par Stephens et Badhwar (1981). Le premier est fondé sur la théorie selon laquelle, au voisinage du seuil, le π^0 est formé par l'excitation de l'isobar $\Delta_{3/2}(1232)$, qui décroît ensuite en un nucléon et un pion. Le second modèle repose sur des arguments d'échelles, et donne une forme asymptotique à haute énergie.

Dermer (1986) a montré que l'utilisation de ces deux modèles, le premier à basse énergie, et le second à haute énergie (avec un raccord linéaire) donnait des résultats conformes à l'expérience. C'est donc ce modèle mixte que nous avons retenu, avec une légère modification apportée par Naito et Takahara (1994) pour la partie à haute énergie. Toutefois, nous ne donnons pas ici les formules correspondantes, car elles sont longues, complexes et sans le moindre intérêt pour nous. Si le lecteur voyait ces formules, nous pensons qu'il ne nous tiendrait pas rigueur de les omettre (bien au contraire). Les personnes intéressées par le calcul effectif des spectres de décroissance π^0 trouveront néanmoins tout ce dont ils ont besoin (en plus de ce qui a été donné ici) dans les articles cités.

La contribution des autres noyaux

Nous avons indiqué que les interactions proton-proton étaient les plus importantes pour la production de π^0 . Si l'on recherche une plus grande précision, il faut cependant inclure la contribution des interactions $p + \alpha$, $\alpha + p$, et $\alpha + \alpha$. La section efficace pour ces réactions se déduit de celle décrite ci-dessus par la loi approchée $\sigma \sim A^{3/4}$ pour les réactions $p + X(A)$ (où X a A nucléons), et $\sigma \sim (A_1^{3/8} + A_2^{3/8} - 1)^2$ pour les réactions $X(A_1) + X(A_2)$.

Le poids des trois contributions ci-dessus, rapporté à celui des interactions $p + p$ est alors respectivement 28 %, 9 % et 2 % (Dermer, 1986). La correction obtenue est donc d'un facteur 1.39. Il faut cependant encore tenir compte du changement de l'énergie de seuil pour des noyaux plus lourds que l'hydrogène (voir plus haut). Dermer (1986) indique alors qu'avec un spectre similaire à celui des rayons cosmiques, le facteur correctif multiplicatif à utiliser est, *in fine*, 1.45.

Les pions chargés

Nous n'avons parlé jusqu'à présent que des pions neutres. Pourtant, les interactions proton-proton produisant également des pions chargés, π^+ et π^- , en nombres similaires. Ces pions se désintègrent en $\sim 3 \cdot 10^{-8}$ s en des muons, μ^+ et μ^- (et des neutrinos ou antineutrinos muoniques), lesquelles donnent finalement des électrons et des positrons, en un temps moyen de $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ s.

Voici donc une nouvelle source d'électrons énergétiques secondaires. Nous ne les avons cependant pas considérés dans nos modèles, car nous travaillons

généralement avec des énergies trop basses pour qu'ils jouent un rôle important dans l'émission γ (par Bremsstrahlung par exemple, ou rayonnement Compton inverse). En fait, nous verrons que les π^0 fournissent une contrainte importante dans l'étude du rayonnement γ d'Orion, et nous chercherons à nous en débarrasser (en coupant le spectre des EPs à plus basse énergie). Ce faisant, nous nous débarrasserons également des pions chargés, sans imposer de restriction supplémentaire. Notre modèle est donc bien cohérent de ce point de vue.

Toutefois, dans les prochains développements du modèle, l'intégration des pions chargés sera vue comme une priorité. Elle va d'ailleurs de pair avec l'introduction des positrons, produits par décroissance des π^+ , mais aussi par de nombreuses réactions nucléaires produisant des noyaux radioactifs β^+ , ou encore par des réactions de création de paires e^+e^- lors d'interaction entre des électrons, des noyaux ou même des photons γ de très haute énergie avec le milieu interstellaire.

Ces positrons sont d'une très grande importance en astrophysique des hautes énergies, et se manifestent observationnellement par la production de la fameuse raie à 511 keV, résultant de l'annihilation e^+e^- dans le milieu interstellaire. Mais cette raie a un statut tout à fait particulier en astronomie γ , ne serait-ce que par la pléthore de ses modes de production, et le lecteur remarquera que nous n'en avons pas parlé dans ce chapitre. Nous n'en parlerons guère d'avantage dans la suite, et reportons son étude à de futurs développements du modèle.

Chapitre 3

Transport et accélération des particules énergétiques

Résumé

Ayant décrit les caractéristiques générales du rayonnement cosmique et le mode d'interaction des particules énergétiques avec le milieu interstellaire, nous devons à présent remonter à la source, et considérer l'accélération des particules, ainsi que leur transport jusqu'au lieu d'interaction. Dans ce chapitre, nous montrons que les deux problèmes sont en fait intimement liés, et font appel à des processus fondamentaux similaires dans lesquels les champs magnétiques jouent un rôle prépondérant. Les effets les plus intéressants apparaissent en présence de champs magnétiques fluctuants et/ou de turbulence dynamique. Nous discutons en détail la physique sous-jacente, et mettons également l'accent sur l'importance des ondes de choc. Afin de rendre compte des différents effets de manière quantitative, nous utilisons la théorie cinétique et rappelons le calcul des différents coefficients de transport.

Avant de commencer, nous souhaitons faire une petite précision de vocabulaire. La langue française, malgré son admirable richesse, se trouve parfois appauvrie par l'usage. En l'occurrence, le même mot, *diffusion*, est employé pour désigner deux notions distinctes, exprimées par les termes anglais *diffusion* et *scattering*. Ceci rend pour le moins problématique la traduction d'une phrase telle que « The diffusion of particles results from multiple scatterings in the ISM ». Les périphrases sont toujours possibles, mais elles n'apportent en général que de la confusion.

Pour éviter l'imprécision du terme 'diffusion' en français, qui peut renvoyer à l'une ou l'autre des notions, nous n'emploierons ce mot que dans les situations où les anglais diraient 'diffusion' (avec l'accent), c'est-à-dire pour désigner le processus statistique de transport d'une particule ou d'une grandeur physique quelconque, par marche aléatoire à travers l'espace.

Dans les situations où les anglais diraient ‘scattering’, c’est-à-dire lorsqu’il s’agit d’exprimer le changement de direction qu’une particule subit lors d’une interaction élémentaire avec un champ ou une autre particule, nous emploierons le mot ‘déflexion’, ou encore ‘déviation’.

Malheureusement, les trois mots ‘diffusion’, ‘déflexion’ et ‘déviation’ commencent tous par la même lettre, ce qui n’est pas le cas de ‘diffusion’ et ‘scattering’. Ceci pose un problème pour l’indexation des symboles mathématiques. Aussi utiliserons-nous, comme en anglais, les indices ‘d’ et ‘s’, pour nous référer aux deux notions. De même, l’opérateur de diffusion sera noté \hat{D} , et l’opérateur de déflexion, \hat{S} .

3.1 Plasmas, champs magnétiques et particules énergétiques

Nous le verrons largement tout au long de ce chapitre, le champ magnétique joue un rôle fondamental dans l’accélération et le transport des particules chargées dans le milieu interstellaire. Nous avons déjà évoqué l’interaction entre les EPs et les irrégularités magnétiques au paragraphe 1.2.3, à propos de la modulation solaire, mais sans expliciter ce que sont véritablement ces inhomogénéités magnétiques, ni la façon dont elles interagissent avec les EPs. Il nous faut maintenant préciser ces questions, et avant toute chose, introduire la notion de plasma.

3.1.1 Quelques notions sur les plasmas

Le terme de plasma est souvent utilisé en référence à ce qui serait un quatrième état de la matière, après les états solide, liquide et gazeux, dans lequel l’énergie cinétique par atome ou par molécule est telle que les divers constituants sont ionisés. En réalité, ce point de vue n’est pas très satisfaisant, et l’emploi du mot ‘plasma’ est à la fois plus large et plus restreint. Plus large, parce qu’on l’utilise dans des cas où la matière n’est pas complètement ionisée, et plus restreint parce qu’un gaz ionisé ne se comporte ‘comme un plasma’ que s’il vérifie en outre certaines propriétés caractéristiques que nous allons évoquer rapidement.

La notion la plus essentielle est sans doute celle d’*effet collectif*. Dans un gaz neutre, les particules interagissent par des forces à très courte portée, c’est-à-dire essentiellement par des collisions directes. Si la densité n’est pas trop élevée, on peut de plus considérer que les collisions sont binaires, et décrire le mouvement des particules, qui sont libres entre deux chocs, par la théorie cinétique des gaz. Mais dans le cas des gaz ionisés, il faut également prendre en compte les interactions coulombiennes à grande portée, qui rendent impossible la description en terme de chocs binaires. L’ensemble des particules intervient alors de manière collective sur

le mouvement de chacune d'elle, et c'est cette propriété qui, en pratique, définit les plasmas.

Bien sûr, les comportements collectifs ne peuvent faire disparaître complètement les interactions binaires, et l'importance relative des collisions peut permettre d'identifier divers types de plasmas. Une grandeur déterminante pour le comportement des gaz ionisés est la conductivité électrique. Si la mobilité des particules est limitée par les collisions, un effet de résistance au courant électrique apparaît, tout comme dans un conducteur solide. À l'inverse, si les collisions sont négligeables, la conductivité du plasma est virtuellement infinie, et la répartition des charges s'ajuste toujours pour annuler les champs électriques. Dans ce cas, des champs électriques permanents ne peuvent pas exister dans le plasma.

Les collisions binaires coulombiennes ont déjà été étudiées au paragraphe 2.1. Nous avons calculé l'impulsion communiquée à la particule incidente perpendiculairement à son mouvement lors de l'interaction avec une autre charge. L'équation (2.4) peut se réécrire, en terme des vitesses :

$$\Delta v_{\perp} = \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 b m}, \quad (3.1)$$

où b est le paramètre d'impact. En sommant sur tous les paramètres d'impact rencontré pendant dt , exactement comme nous l'avons fait au § 2.1, on obtient la variation moyenne du carré de la vitesse pendant dt :

$$\frac{d}{dt} \langle \Delta v_{\perp}^2 \rangle = \frac{Z^2 e^4 n}{2\pi \epsilon_0^2 m^2 v} \ln \Lambda, \quad (3.2)$$

où n est la densité du milieu et $\Lambda = b_{\max}/b_{\min}$ (voir § 2.1). On obtient alors le temps moyen entre deux collisions, t_{coll} , en considérant qu'une collision correspond à une déviation de la particule d'un angle voisin de $\pi/2$. Ceci correspond à un transfert de vitesse orthogonal $\langle \Delta v_{\perp}^2 \rangle \sim v^2$. Chaque déviation élémentaire étant aléatoire, on a :

$$t_{\text{coll}} \sim \frac{v^2}{\frac{d}{dt} \langle \Delta v_{\perp}^2 \rangle}, \quad (3.3)$$

et le libre parcours moyen entre deux chocs est alors $\lambda = v t_{\text{coll}}$.

Dans le cas particulier du vent solaire, que nous avons déjà évoqué, on obtient $\lambda \sim 3 \cdot 10^{15}$ cm, soit environ 200 unités astronomiques. Ceci démontre ce que nous avons admis au chapitre 1, à savoir que le vent solaire est un plasma non collisionnel. De façon équivalente, nous dirons qu'il a une conductivité infinie.

De même, le plasma présent dans le milieu interstellaire (phase chaude) peut être considéré comme un plasma à résistivité nulle, de sorte que, comme

nous l'avons dit, les champs électriques sont immédiatement compensés par l'ajustement des charges électriques. Une autre conséquence est que les champs magnétiques se comportent comme s'il étaient gelés dans matière, c'est-à-dire que le plasma est très fortement couplé au champ magnétique, et qu'il entraîne littéralement les lignes de champ dans son mouvement. C'est la propriété bien connue de *flux freezing*, qui exprime le résultat que le flux du champ \mathbf{B} à travers une surface matérielle quelconque dans le plasma est constante au cours du temps.

Nous terminons cette courte présentation des plasmas en signalant d'autres critères qui font qu'un gaz ionisé peut être considéré comme un plasma, c'est-à-dire qui assure que des effets collectifs se manifestent. Nous avons vu déjà établi que le libre parcours moyen ou, si l'on préfère, le temps de collision, devait être grand. On peut encore comparer ce temps à la période d'oscillation plasma, qui décrit l'oscillation d'ensemble du plasma consécutive à une perturbation locale de l'équilibre électrostatique. On dira alors que le gaz ionisé est un plasma manifestant des effets collectifs si les oscillations plasma cohérentes ne sont pas détruites par les collisions binaires. Cette condition s'écrit, en terme des fréquences, $\omega_p \gg \omega_{\text{coll}}$, où la *fréquence plasma* est définie par :

$$\omega_p = \left(\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2}. \quad (3.4)$$

Enfin, les effets collectifs des plasmas se manifestent par l'*effet d'écran*, qui tend à neutraliser le champ coulombien créé par une charge particulière. L'ordre de grandeur de la sphère d'influence de cette charge au sein du plasma est donné par la longueur de Debye :

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T}{n e^2} \right)^{1/2}, \quad (3.5)$$

où T est la température du gaz ionisé et k_B la constante de Boltzmann.

Le critère d'apparition des effets collectifs d'écrantage est alors que la taille du système considéré soit très grande devant λ_D . En pratique, le milieu interstellaire ionisé possède des longueurs de Debye typiques de l'ordre du mètre (!), ce qui ne laisse aucun doute sur sa qualité de plasma.

3.1.2 Les irrégularités magnétiques

Ce qui nous intéresse, c'est l'interaction des particules énergétiques avec les champ magnétiques dont le plasma interstellaire est le support. Nous savons que dans un champ magnétique uniforme, les EPs suivent des trajectoires hélicoïdales faisant un angle (pitch-angle) constant avec le champ magnétique. Les interactions relevantes sont donc celles qui perturbent ce mouvement régulier,

et modifient le pitch-angle de la particule. À cet égard, nous avons déjà invoqué la déflexion des EPs par les irrégularités magnétiques. Mais qu'est-ce qu'une irrégularité magnétique?

Ceux qui travaillent au quotidien sur les champs magnétiques ont l'habitude de parler en termes de lignes de champ (LDC. Hélas, ce concept est moins parlant et moins intuitif pour le néophyte, dont nous assumons volontiers le rôle ici, que le concept "premier" de champ magnétique, qui a un sens local et qui se mesure de façon relativement directe. Nous dirons donc de façon simpliste, mais expressive, qu'une irrégularité magnétique – on dit également *inhomogénéité magnétique* – correspond à une région de l'espace où le champ magnétique est différent de celui des régions voisines, et de sa moyenne à plus grande échelle.

Il nous faut cependant admettre que le concept de ligne de champ, pour moins intuitif qu'il soit, est plus puissant pour l'étude et la compréhension synthétique des phénomènes magnétiques. Nous traduirons donc notre définition de la façon suivante: une irrégularité magnétique est une perturbation des lignes de champ magnétique. Toutefois, personne ne doute qu'une ligne de champ n'est jamais parfaitement rectiligne. La question est donc de savoir à partir de quelle taille une perturbation peut être considérée comme une irrégularité capable d'influencer la propagation des particules énergétiques.

Le schéma de la figure (3.1) peut nous aider à préciser ce point. On distinguera trois cas, suivant le rapport entre l'échelle des fluctuations du champ \mathbf{B} , λ , et le rayon de giration de la particule, $r_g = \gamma mv/qB$. Si $\lambda \gg r_g$ (cas a.), les particules suivent le champ et ajustent simplement leur pitch-angle pour conserver le *premier invariant adiabatique*, p_\perp^2/B , qui exprime le changement de l'impulsion de la particule du aux champs électriques induits par la variation de \mathbf{B} . Si au contraire $\lambda \ll r_g$ (cas b.), les EPs "ne voient pas" les perturbations des lignes de champ, et rien d'intéressant ne se produit. Enfin, si $\lambda \sim r_g$ (cas c.), la particule est résonnante avec l'irrégularité magnétique, et comme le suggère la figure, un changement significatif du pitch-angle intervient. La particule est en quelque sorte perdue par la perturbation des lignes de champ.

En raisonnant grossièrement, on peut dire que le changement moyen de pitch-angle sur une longueur d'onde, $\Delta\alpha$, correspond à l'angle d'inclinaison des lignes de champ par rapport au champ moyen non perturbé, noté \mathbf{B}_0 . Si la perturbation a pour amplitude B_1 , on a alors $\Delta\alpha \sim B_1/B_0$. De même, il y a diffusion à travers les lignes de champ, car le *centre de guidage* se déplace de $r \sim r_g \Delta\alpha$.

Dans un champ magnétique effectivement irrégulier, on doit s'attendre à ce que la particule rencontre 'souvent' des perturbations. Mais à chaque rencontre, la phase de la perturbation est aléatoire, de sorte que la variation du pitch-angle se déroule comme une marche aléatoire. Il y a en fait diffusion dans l'espace des pitch-angle.

Évaluons rapidement le libre parcours moyen, λ_s , d'un EP dans un champ irrégulier. Par définition, c'est la distance au bout de laquelle la particule est suffisamment déviée pour qu'on ne puisse plus savoir quel était son pitch-angle

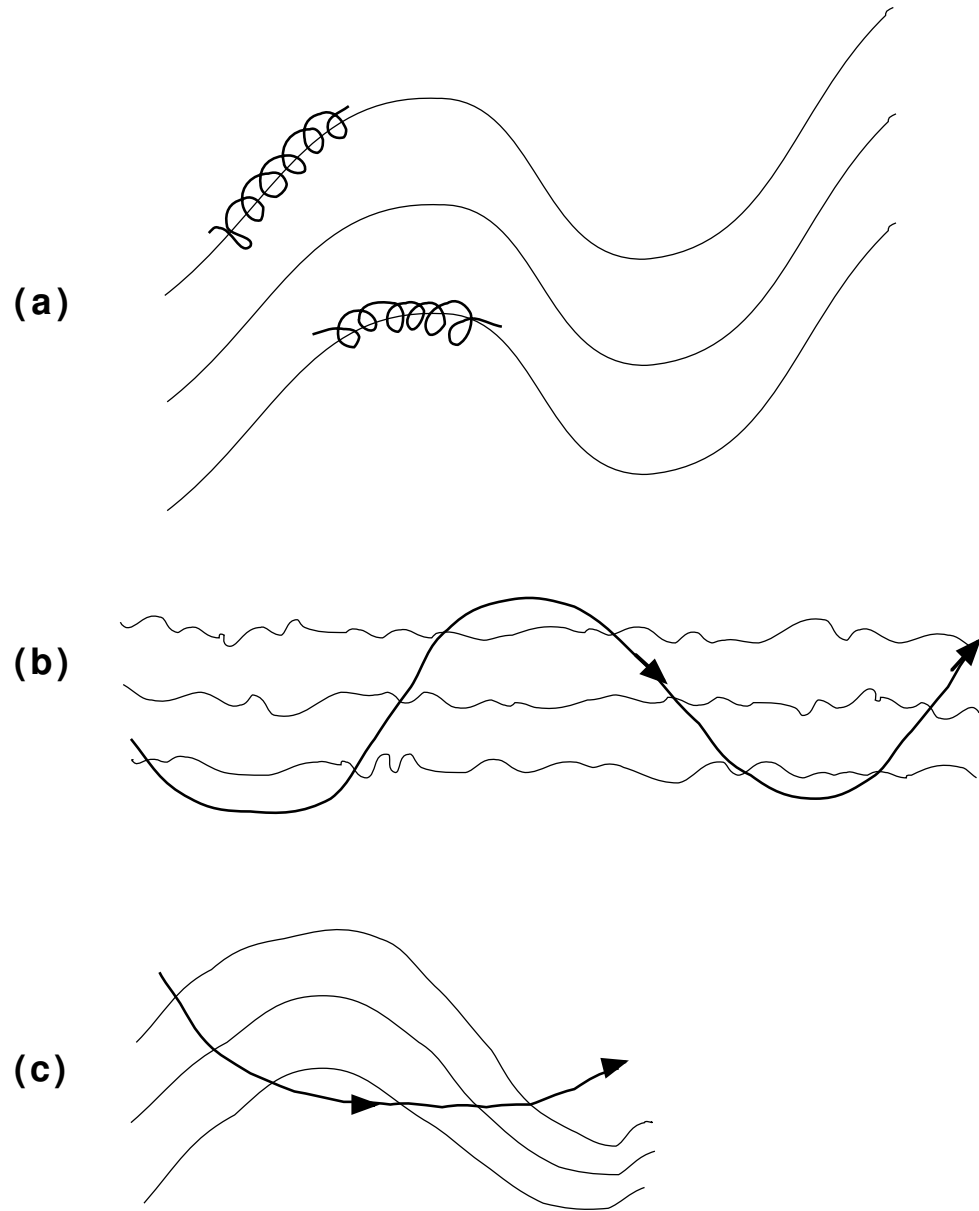


FIG. 3.1: *Déviation d'une particule chargée énergétique par un champ magnétique irrégulier, pour différents rapports entre le rayon de giration de la particule et la taille de la perturbation magnétique.*

initial. Disons que cela correspond à une dérive $\Delta\alpha = 1$ radian. La distance au point initial étant proportionnel à la racine carrée du temps lors d'une marche aléatoire, le libre parcours moyen correspond à N interactions élémentaires, où $N^{1/2}\Delta\alpha = 1$. On a alors :

$$\lambda_s \simeq N\lambda \simeq Nr_g \simeq \frac{r_g}{\Delta\alpha^2}, \quad (3.6)$$

où $\Delta\alpha = B_1/B_0$, et B_1 est l'amplitude de la perturbation de B_0 à l'échelle $\lambda \sim r_g$.

Cette étude intuitive nous a donc permis d'obtenir un résultat important : **la déflexion des particules énergétiques dans les champs magnétiques interstellaires irréguliers dépend du rayon de giration, et donc de la rigidité des particules considérées, ainsi que de l'énergie présente à la longueur d'onde $\lambda \sim r_g$ dans le spectre des irrégularités magnétiques.** En pratique, il y a divers moyens de réaliser des perturbations magnétiques dans le MIS. Nous aurons affaire essentiellement à deux types de réalisation :

1. des ondes plasma, principalement des ondes d'Alfvén et des ondes magnéto-soniques, se propageant dans le milieu et résonnant avec les EPs – ce mécanisme est notamment très important au voisinage des ondes de choc;
2. de la turbulence magnétique, générée le plus souvent par une turbulence mécanique dans un milieu ionisé, offrant tout un spectre de perturbations magnétiques, de type Kolmogorov ou Kraichnan.

Il nous faut donc évoquer maintenant ces deux types de situation, sans toutefois trop entrer dans les détails.

3.1.3 Les ondes plasma

Nous avons vu au § 3.1.1 que dans un plasma à très haute conductivité électrique, où le couplage entre les phénomènes dynamiques et les phénomènes électromagnétiques est important, les lignes de force du champ magnétique étaient entraînées par le fluide comme si elles y étaient gelées. On peut alors leur attribuer des propriétés élastiques (pression et tension) qui apparaissent finalement comme celles du plasma lui-même. Ce dernier est alors le siège d'oscillations caractéristiques qui dépendent à la fois du fluide et du champ.

Les mouvements oscillatoires qu'on peut trouver dans un plasma sont d'une grande variété, et sont généralement très complexes. On peut toutefois identifier trois types d'ondes généraux :

1. les ondes électrostatiques, longitudinales, dans lesquelles le champ \mathbf{E} et le vecteur courant électrique \mathbf{j} sont parallèles au vecteur d'onde \mathbf{k} ,

2. les ondes électromagnétiques habituelles, pour lesquelles $\mathbf{E} \perp \mathbf{k}$,
3. les ondes hydromagnétiques, qui n'apparaissent qu'en présence d'un champ magnétique, et seulement pour des fréquences faibles devant la fréquence cyclotron des ions positifs.

Les ondes plasma qui nous intéressent plus particulièrement sont celles de la troisième catégorie, parce qu'elles peuvent résonner avec les particules énergétiques du milieu interstellaire, et ainsi les défléchir ou encore les accélérer. Parmi ces ondes, on citera principalement les *ondes d'Alfvén* et les *ondes magnéto-soniques*.

Les ondes d'Alfvén

Les ondes d'Alfvén sont des ondes transverses que l'on peut décrire comme des perturbations des lignes de champ analogues aux ondes mécaniques sur une corde tendue. Les cordes sont ici les lignes de champs elle-mêmes – qui passent de leur statut mathématique abstrait à un statut physique concret grâce au phénomène de 'gel' – et la force de rappel est assurée par la tension magnétique, B^2/μ_0 .

Si θ est l'angle que fait le vecteur d'onde \mathbf{k} avec le champ magnétique permanent \mathbf{B}_0 , et si l'on note $k_{\parallel} = k \cos \theta$, la relation de dispersion pour les ondes d'Alfvén s'écrit :

$$\omega^2 = \frac{k_{\parallel}^2 v_A^2}{1 + v_A^2/c^2} \simeq k_{\parallel}^2 v_A^2, \quad (3.7)$$

où v_A est la vitesse d'Alfvén, donnée pour une densité ambiante ρ par :

$$v_A^2 = \frac{B_0^2}{\mu_0 \rho}. \quad (3.8)$$

Si l'on se souvient que la vitesse du son dans un gaz s'écrit $v_s^2 = 2\epsilon_{\text{th}}/\rho$, où ϵ_{th} est la densité d'énergie thermique et ρ la densité particulaire, on voit que la vitesse d'Alfvén s'obtient par une formule analogue, où ϵ_{th} est remplacée par $\epsilon_{\text{magn}} = B_0^2/2\mu_0$, la densité d'énergie magnétique. Ainsi, l'expression même de cette vitesse témoigne de la nature mixte, magnétique et dynamique, des ondes d'Alfvén.

Notons pour finir que la vitesse de groupe $\partial\omega/\partial\mathbf{k}$ est toujours parallèle aux lignes du champ \mathbf{B}_0 , même si ce n'est pas vrai pour la vitesse de phase. En revanche, les ondes d'Alfvén ne se propagent pas orthogonalement à \mathbf{B}_0 , c'est-à-dire pour $\theta = \pi/2$. Les ondes d'Alfvén sont donc essentiellement anisotropes.

Les ondes magnéto-soniques

Les ondes magnéto-soniques sont longitudinales et se propagent perpendiculairement aux lignes de champ. La force de rappel est ici la pression totale ambiante, c'est-à-dire la somme de la pression cinétique du plasma et de la pression magnétique, $B^2/2\mu_0$. Ces ondes sont donc analogues aux ondes sonores rencontrées dans les gaz neutres, d'où leur nom.

La relation de dispersion :

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2} \frac{k^2}{1 + v_A^2/c^2} \left[v_A^2 + v_s^2 \pm \sqrt{(v_A^2 + v_s^2)^2 - 4v_A^2 v_s^2 \cos^2 \theta} \right] \quad (3.9)$$

montre qu'il existe en réalité deux branches ou modes distincts au sein des ondes magnéto-soniques, un mode rapide (signe +) et un mode lent (signe -).

D'un point de vue physique, les deux composantes, cinétique et magnétique, de la pression agissent en phase dans le mode rapide (de sorte que v_A et v_s 's'ajoutent'), et en opposition de phase dans le mode lent. On remarque également que le mode lent ne se propage pas du tout pour $\theta = \pi/2$, lorsque le mode rapide atteint au contraire sa vitesse maximale.

3.1.4 L'interaction avec les particules énergétiques

La déflexion résonante

Avant d'y revenir de façon plus formelle dans les prochaines sections, nous souhaitons dire un mot de la manière dont les particules énergétiques entrent en résonance avec une onde hydromagnétique. La condition de résonance s'écrit :

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} = n\Omega, \quad n \in N, \quad (3.10)$$

où $\Omega = qB/\gamma m = v/r_g$ est la fréquence cyclotron de la particule.

Cette égalité exprime que les particules résonantes sont celles qui voient l'onde décalée par effet Doppler à un multiple de leur gyrofréquence. Dans le cas des ondes d'Alfvén, la résonance la plus importante correspond à $n = \pm 1$, suivant la polarisation. La particule tourne alors en phase avec le champ perturbateur de l'onde, polarisée circulairement, de sorte qu'une force de Lorentz s'exerce de façon cohérente pendant plusieurs tours, autorisant un transfert d'impulsion significatif.

Dans le cas des ondes magnéto-soniques, la résonance majeure est celle où $n = 0$. On a alors $\omega = k_{\parallel} v_{\parallel}$ (résonance Landau, ou Cherenkov), et les particules voient l'onde Doppler-shiftée à la fréquence nulle. Dans ce "champ statique", l'interaction a lieu entre le moment magnétique de la particule et le gradient du champ de l'onde perturbatrice. Il est à noter que dans ce cas, tous les nombres d'onde k peuvent susciter des résonances, dès l'instant que les particules ont 'le bon pitch-angle'.

Le taux de croissance des ondes

Puisqu'il s'agit d'une inter-action, l'influence des ondes magnétiques sur les particules énergétiques s'accompagne d'une influence réciproque des EPs sur le milieu interstellaire. En l'occurrence, si les EPs résonnent avec les irrégularités du champ magnétique, ils sont aussi capable d'en générer, ou d'augmenter leur amplitude.

Ce phénomène est fondamental pour deux raisons. D'abord, il est évident que la génération d'ondes plasma fait perdre de l'énergie aux particules énergétiques, et affecte donc leur transport, que nous cherchons à décrire. Mais il apparaît également qu'un flot d'EPs se propageant dans un milieu initialement vierge du point de vue des irrégularités magnétiques, et donc impropice à la déflexion et à la diffusion, peut générer lui-même les ondes sur lesquelles il va pouvoir ensuite diffuser. Ce mécanisme est par essence non linéaire, ce qui ne facilite pas son étude mathématique, mais il est de la plus haute importance aussi bien pour le transport que pour l'accélération des rayons comiques.

Wentzel (1974) et Cesarsky (1980) ont rendu compte en détail de ces questions. Nous noterons simplement qu'en vertu des lois de conservation, si l'impulsion du faisceau de particules parallèlement aux lignes de champ décroît par suite de la diffusion en pitch-angle, alors l'amplitude des ondes doit nécessairement croître.

Pour évaluer le taux de croissance des ondes d'Alfvén, Γ , tel que la densité d'énergie de ces ondes évolue comme $U_{\text{onde}} \propto \exp(\Gamma t)$, il suffit de remarquer que pendant un temps $\tau_s = \lambda_s/v$, tous les EPs d'énergie E_r , résonnante avec les ondes d'Alfvén considérées, ont été défléchis d'environ 90° . Ceci représente un transfert d'impulsion de $E_r N(E_r) v/c^2$ par unité de volume. Or la densité d'énergie et la densité d'impulsion d'une onde sont reliés par $U_{\text{onde}} = P_{\text{onde}} \times v_{\text{onde}}$. On peut donc écrire :

$$\frac{dU_{\text{onde}}}{dt} = \frac{v_A}{\tau_s} \frac{E_r N(E_r) v}{c^2}. \quad (3.11)$$

À l'aide de (3.6), on peut écrire le temps de diffusion comme :

$$\tau_s \sim \frac{r_g}{v} \left(\frac{B_0}{B_1} \right)^2 \sim \frac{r_g}{v} \frac{v_A^2 \rho}{U_{\text{onde}}}, \quad (3.12)$$

où l'on a tenu compte des égalités $v_A = B_0/(\mu_0 \rho)^{1/2}$ et $U_{\text{onde}} = B_1^2/2\mu_0$. En reportant τ_s dans l'équation précédente, on obtient donc :

$$\frac{dU_{\text{onde}}}{dt} = \frac{E_r N(E_r) v^2}{r_g v_A \rho c^2} U_{\text{onde}}. \quad (3.13)$$

Ceci nous permet d'écrire le taux de croissance des ondes d'Alfvén, $\Gamma = (E_r N(E_r) v^2) / (r_g v_A \rho c^2)$. En supposant que les EPs sont des protons, de gyrofréquence non relativiste $\Omega_0 = eB/m_p$, et en signifiant que le rayon de giration est donné par $r_g = (Ev/eBc)$, on peut réécrire Γ comme :

$$\Gamma = \Omega_0 \frac{N(E)}{N_p} \times \frac{v}{v_A}, \quad (3.14)$$

où l'on a tenu compte de $\rho = N_p m_p$.

Ce résultat, obtenu par des arguments heuristiques, est très proche de celui cité par Catherine Cesarsky (1980) :

$$\Gamma(k) = \Omega_0 \frac{N(\geq E)}{N_p} \times \left(\frac{v}{v_A} - 1 \right), \quad (3.15)$$

où $N(\geq E)$ est le nombre de particules d'énergie supérieure à l'énergie de résonance pour le nombre d'onde k (voir également Zweibel et Shull 1982).

Ce que montre ce résultat, c'est que l'instabilité faisant croître les ondes d'Alfvén se développe lorsque la vitesse d'ensemble des EPs est supérieure à la vitesse d'Alfvén. Ainsi, lorsqu'un flot de particules énergétiques monodirectionnel est déversé dans le plasma interstellaire à vitesse superalfvénique, il génère des ondes qui dévient les particules et redistribuent leurs pitch-angles, d'autant plus efficacement que ces ondes sont de fait résonnantes, puisque c'est par résonance qu'elles ont été créées.

Plus les particules diffusent dans l'espace des pitch-angle, c'est-à-dire plus leur distribution de vitesse devient isotrope, plus la vitesse d'ensemble diminue. Tant que cette vitesse est supérieure à la vitesse d'Alfvén, le processus continue. Le résultat est donc simple : **en raison de la diffusion sur les ondes d'Alfvén qu'elles génèrent elles-mêmes dans le plasma interstellaire, les particules énergétiques ne peuvent se déplacer durablement avec une vitesse d'ensemble supérieure à la vitesse d'Alfvén.**

Cette limitation n'intervient toutefois que si les mécanismes d'amortissement des ondes ne sont pas trop importants. En pratique, l'amortissement est du aux collisions entre particules chargées et particules neutres dans le plasma, qui limitent la conductivité. Si les EPs sont assez nombreux, le taux de croissance sera néanmoins supérieur au taux d'amortissement. Cesarsky (1980) montre que cette condition est réalisée pour les rayons cosmiques d'énergie inférieure à 100 GeV. Elle le sera donc, *a fortiori*, pour les EPs que nous considérerons dans Orion, dont le nombre par cm^3 excède largement celui des rayons cosmiques galactiques.

Il est donc raisonnable d'affirmer que les EPs d'Orion se déplacent avec une vitesse d'ensemble égale à v_A . Nous nous en souviendrons le moment venu.

3.1.5 La turbulence magnétique

Outre les ondes plasma, le milieu interstellaire abrite des irrégularités magnétiques sous forme de turbulence, générée le plus souvent par la turbulence hydrodynamique du gaz neutre. Concrètement, ces mots traduisent la présence de fluctuations aléatoires de pression, de densité, de vitesse et d'intensité du champ magnétique (McKee & Zweibel, 1995). La différence essentielle avec les irrégularités magnétiques de type 'ondes plasma' est que dans le cas présent, le milieu sous-jacent est hautement inhomogène, tandis que les ondes d'Alfvén n'entraînent aucune variation de pression et de densité.

Du point de vue observationnel, la turbulence du milieu interstellaire est très bien établie. Larson (1981) et Myers (1983) ont montré que le spectre des mouvements turbulents dans les nuages moléculaires s'étendait sur des échelles allant de 100 pc à 0.01 pc, et prenait la forme d'une loi puissance :

$$V(\text{km/s}) = 1.1 L^\alpha(\text{pc}), \quad \alpha = 0.3-0.5, \quad (3.16)$$

et forme donc une distribution continue depuis des valeurs subsoniques jusqu'à des valeurs supersoniques (~ 10 km/s), compatible avec la loi de Kolmogorov ($\alpha = 1/3$) et celle de Kraichnan ($\alpha = 0.4-0.5$), établies pour des milieux incompressibles.

Cette turbulence hydrodynamique résulte probablement d'une friction à grande échelle, imposée par la rotation différentielle de la Galaxie (Fleck, 1981), ainsi que de l'effondrement des nuages moléculaires (Larson, 1981). Cet effondrement transforme en partie l'énergie potentielle gravitationnelle en énergie turbulente, laquelle ralentit alors la contraction. En fait, Larson (1981) et d'autres auteurs depuis lors ont montré que les deux types d'énergie avaient des valeurs remarquablement proches dans les nuages moléculaires, ce qui suggère fortement un processus d'équilibre interactif.

Les mouvements turbulents dans les plasmas sont connus pour générer des champs magnétiques aléatoires (1980). Même pour des degrés d'ionisation aussi faibles que $10^{-5}-10^{-8}$, la composante ionisée couplée par collision au gaz neutre turbulent, est capable de générer une turbulence magnétique sur des échelles s'étendant de la taille du nuage, $L \sim 10^{19}$ cm par exemple, à une échelle minimale, $L_{\min} = L \text{Re}^{-1/(1+\alpha)}$, où Re est le nombre de Reynolds du milieu (Dogiel & Sharov, 1990). Pour des valeurs telles que $\text{Re} = 10^8$, l'échelle minimale de la turbulence magnétique est alors $L_{\min} \sim 10^{13}$ cm.

Estimer le spectre des fluctuations magnétiques engendrées par la turbulence du milieu n'est pas une chose aisée. Le degré d'ionisation et la densité du gaz sont des paramètres importants, et aucune solution générale n'a été proposée. Pour un gaz faiblement ionisé, et des fréquences faibles devant la fréquence de collision d'un ion avec les particules neutres, un spectre de la forme suivante a été obtenu (Dogiel et al., 1987) :

$$P(k) \propto k^2, \quad (3.17)$$

où $P(k)$ est la transformée de Fourier du corrélateur du champ magnétique (voir ci-dessous).

Dans des conditions différentes, le spectre des corrélations magnétiques peut être cependant plus ou moins raide, et même s'éloigner d'une loi de puissance à pente logarithmique unique.

Pour l'étude du transport des particules énergétiques, et en particulier pour le calcul des coefficients de diffusion en fonction de l'énergie, la connaissance du spectre des fluctuations magnétiques est essentielle. Voici donc quelques notions sur la description spectrale des champs stochastiques.

3.1.6 La description spectrale des irrégularités magnétiques

Il est commode de décrire les champs aléatoires à l'aide des tenseurs de corrélation, ou *corrélateurs*, et des *fonctions spectrales*, qui en sont les harmoniques de Fourier par rapport à l'espace et au temps.

Le notion de corrélateur

Mathématiquement, un champ magnétique stochastique $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ est complètement déterminé par sa valeur moyenne, dite *régulière* :

$$\mathbf{B}_{\text{reg}}(\mathbf{r}, t) = \langle \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \rangle, \quad (3.18)$$

par son tenseur de corrélation de rang 2 :

$$T_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, t_1; \mathbf{r}_2, t_2) = \langle B_{\alpha}^{\text{st}}(\mathbf{r}_1, t_1) B_{\beta}^{\text{st}}(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle, \quad (3.19)$$

où $\mathbf{B}^{\text{st}} = \mathbf{B} - \mathbf{B}_{\text{reg}}$ est la partie stochastique du champ, et par tous les tenseurs de corrélation de rang supérieur, définis de façon analogue.

En principe, la connaissance de tous ces corrélateurs permet de calculer la valeur moyenne de n'importe quelle fonction ou fonctionnelle du champ magnétique pouvant être développée en puissances de \mathbf{B}^{st} . En pratique, fort heureusement, on peut se contenter le plus souvent de la connaissance de la valeur moyenne (3.18) et du corrélateur de rang 2 (3.19), appelé alors simplement corrélateur.

La forme de $T_{\alpha\beta}$ est a priori quelconque, mais on peut faire un certain nombre d'hypothèses simplificatrices :

1. les champs aléatoires sont statistiquement quasi-stationnaires, de sorte que la dépendance temporelle apparaît principalement par l'intermédiaire de $\tau = t_1 - t_2$;
2. les inhomogénéités magnétiques ont une vitesse d'ensemble \mathbf{V} ;
3. la *longueur de corrélation* des champs est plus faible que les échelles de \mathbf{B}_{reg} et \mathbf{B}_{st}^2 , et cette dernière grandeur, une fois moyennée, varie lentement au regard des périodes typiques des champs aléatoires.

On peut alors réécrire $T_{\alpha\beta}$ comme :

$$T_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, t_1; \mathbf{r}_2, t_2) = T_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, t; \mathbf{x} - \mathbf{V}\tau, \tau), \quad (3.20)$$

où $\mathbf{r} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$, $\mathbf{x} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, $t = (t_1 + t_2)/2$ et $\tau = t_1 - t_2$. Les arguments \mathbf{r} et t décrivent les variations spatiale et temporelle du carré des champs aléatoires, tandis que les deux autres arguments décrivent l'amortissement des corrélations avec l'accroissement de la distance entre les points et de l'écart temporelle entre les mesures, compte tenu du transport des inhomogénéités à la vitesse \mathbf{V} .

En général, la corrélation entre les champs locaux instantanés décroît rapidement (par exemple de façon exponentielle) avec la distance. Nous verrons que la longueur de corrélation, L_c , est un paramètre important. Les composantes du tenseur $T_{\alpha\beta}$ sont beaucoup plus faibles pour $|\mathbf{x} - \mathbf{V}\tau| \gg L_c$, que pour $|\mathbf{x} - \mathbf{V}\tau| \lesssim L_c$.

La transformation de Fourier du corrélateur (3.19) s'écrit :

$$T_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, t; \mathbf{x} - \mathbf{V}\tau) = \int P_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, t; \mathbf{k}) \exp[i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{V}\tau)] , \quad (3.21)$$

où l'on a négligé la corrélation temporelle (dépendance en τ).

Par définition, $T_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, t; \mathbf{x}) = T_{\beta\alpha}(\mathbf{r}, t; -\mathbf{x})$, et si de plus $T_{\alpha\beta}$ est invariant par inversion spatiale, $P_{\alpha\beta}$ est symétrique et réel :

$$P_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, t; \mathbf{k}) = P_{\beta\alpha}(\mathbf{r}, t; \mathbf{k}) = P_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, t; -\mathbf{k}). \quad (3.22)$$

De plus, il résulte de l'équation de Maxwell $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, et de la faible dépendance de $T_{\alpha\beta}$ en \mathbf{r} , que le tenseur $P_{\alpha\beta}$ est transverse par rapport à \mathbf{k} (Toptygin, 1985) :

$$k_\alpha P_{\alpha\beta} = P_{\beta\alpha} k_\alpha = 0. \quad (3.23)$$

Le cas isotrope

Si le champ stochastique \mathbf{B}_{st} est isotrope, alors $P_{\alpha\beta}$ peut s'exprimer sous la forme générale suivant, compatible avec (3.23) :

$$P_{\alpha\beta}(\mathbf{k}) = P(k) \left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} \right), \quad (3.24)$$

où l'on a omis les arguments \mathbf{r} et t par simplicité. Dans ce cas, la fonction spectrale $P_{\alpha\beta}$ est déterminée par la fonction purement scalaire $P(k)$, ou alternativement $W(k) = k^2 P(k)$, qui n'est rien d'autre que le spectre de puissance de la composante stochastique du champ :

$$\int_0^\infty \frac{P(k)}{4\pi} 4\pi k^2 dk = \frac{\langle B_{\text{st}}^2 \rangle}{2\mu_0}. \quad (3.25)$$

Le cas anisotrope

Si maintenant il existe dans le milieu ambiant une direction privilégiée, fixée par un champ $\mathbf{B}_{\text{reg}} = B_{\text{reg}} \mathbf{b}$ à grande échelle, $P_{\alpha\beta}$ est déterminé généralement par deux fonctions scalaires, dépendant séparément des composantes de \mathbf{k} parallèlement ou perpendiculairement à \mathbf{b} , et non simplement de leur somme $k_\perp^2 + k_\parallel^2 = k^2$:

$$\begin{aligned} P_{\alpha\beta}(\mathbf{k}) = & P(k_\perp^2, k_\parallel^2) \left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} \right) \\ & + Q(k_\perp^2, k_\parallel^2) \left[b_\alpha b_\beta + \frac{k_\parallel^2}{k^2} \left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{k_\alpha}{k_\parallel} b_\beta - \frac{k_\beta}{k_\parallel} b_\alpha \right) \right]. \end{aligned} \quad (3.26)$$

Le cas des ondes d'Alfvén

L'expression ci-dessus peut être simplifiée si les champs stochastiques sont créés par des ondes d'Alfvén. En effet, nous avons vu que dans ce cas le champ de l'onde était orthogonal au plan (\mathbf{b}, \mathbf{k}) . Par conséquent, on a :

$$P_{\alpha\beta}(\mathbf{k}) = P(k) \frac{(\mathbf{b} \times \mathbf{k})_\alpha (\mathbf{b} \times \mathbf{k})_\beta}{k_\perp^2}. \quad (3.27)$$

Lorsque les vecteurs d'onde sont parallèles ou antiparallèles à \mathbf{b} ($k_\perp = 0$), on a :

$$P_{\alpha\beta}(\mathbf{k}) = P(k) (\delta_{\alpha\beta} - b_\alpha b_\beta). \quad (3.28)$$

Le cas des ondes magnétosoniques

Enfin, pour les ondes magnétosoniques, on a :

$$P_{\alpha\beta}(\mathbf{k}) = P(k) \left[\delta_{\alpha\beta} - \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} - \frac{(\mathbf{b} \times \mathbf{k})_\alpha (\mathbf{b} \times \mathbf{k})_\beta}{k_\perp^2} \right]. \quad (3.29)$$

Un exemple illustratif

Afin d'illustrer notre propos et de fournir un exemple explicite pour les applications ultérieures, nous calculons maintenant le corrélateur du champ magnétique dans un cas particulier typique.

Supposons que les fluctuations magnétiques soient isotropes, et décrites par un spectre en loi de puissance :

$$W(k) = k^2 P(k) = A k^{-\nu}, \text{ soit } P(k) = A k^{-\nu-2} \text{ avec } \nu > 1. \quad (3.30)$$

Un tel spectre s'applique assez bien au champ mesuré dans le système solaire (Toptygin, 1985), et correspond également aux prédictions théoriques pour des modèles simplifiés de turbulence magnétique. Aux grandes échelles, cependant, c'est-à-dire pour $k \rightarrow 0$, $P(k)$ diverge. Physiquement, le spectre en loi de puissance doit être coupé à une échelle k_0 où la densité d'énergie spectrale des champs stochastiques est maximale. Une forme réaliste du spectre est alors :

$$P(k) = A k^2 (k^2 + k_0^2)^{-(\frac{\nu}{2}+2)}, \text{ avec } \nu > 1. \quad (3.31)$$

Pour $k \gg k_0$, on retrouve bien la forme (3.30), et pour $k \lesssim k_0$, on obtient le spectre en k^2 présenté au § 3.1.5 (Eq. 3.17). La constante A est donnée par la normalisation (3.25), en utilisant la forme canonique du spectre isotrope (3.24). On obtient :

$$A = \frac{k_0^{\nu-1}}{3\pi^{3/2}\Gamma(\eta)} \langle B_{\text{st}}^2 \rangle \Gamma\left(\frac{\nu}{2} + 2\right), \quad (3.32)$$

où $\eta \equiv (\nu - 1)/2$. Notons que dans le cas des ondes d'Alfvén ou des ondes magnétosoniques, décrits par les spectres (3.27) et (3.29), on obtient une constante de normalisation double.

Il ne nous reste donc plus qu'à effectuer une transformation de Fourier inverse pour obtenir le tenseur de corrélation cherché :

$$T_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, t; \mathbf{x}) = \frac{1}{3} \langle B_{\text{st}}^2 \rangle \left[\psi(x) \delta_{\alpha\beta} + \psi_1(x) \frac{x_\alpha x_\beta}{x^2} \right], \quad (3.33)$$

où :

$$\begin{aligned}\psi(x) &= \frac{1}{2^\eta \Gamma(\eta) k_0^2 x} \frac{d}{dx} [(k_0 x)^{\eta+2} K_\eta(k_0 x)] \\ \psi_1(x) &= \frac{1}{2^\eta \Gamma(\eta)} (k_0 x)^{\eta+1} K_{\eta-1}(k_0 x),\end{aligned}\tag{3.34}$$

où K_μ est une fonction de McDonald. Asymptotiquement, on a :

$$K_\mu(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2z}} \exp(-z), \text{ pour } z \gg 1,\tag{3.35}$$

de sorte que le corrélateur $T_{\alpha\beta}$ décroît exponentiellement avec la distance \mathbf{x} entre les points considérés, dès que cette distance est grande devant $L_c \sim 1/k_0$. Ceci correspond bien à la notion de longueur de corrélation évoquée un peu plus haut.

Notons que nous avons par ailleurs, $\psi(0) = 1$, et $\psi_1(0) = 0$, de sorte que $T_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, t; \mathbf{0}) = \frac{1}{3} \langle B_{st}^2 \rangle \delta_{\alpha\beta}$, comme il se doit.

Voilà, nous savons maintenant décrire les champs magnétiques fluctuants de manière stochastique, et nous avons même une expression définie pour le corrélateur de rang 2 dans un cas standard. Nous pouvons donc en venir à l'étude du transport et de l'accélération des particules, qui se fait dans le cadre de la théorie cinétique.

3.2 Éléments de théorie cinétique

Le formalisme le plus naturel pour décrire l'évolution des particules énergétiques dans l'espace géométrique (transport) et dans l'espace des impulsions (accélération), est bien évidemment celui de la théorie cinétique. La description statistique s'impose d'une part parce que les particules sont en nombre très élevé, et d'autre part parce que la trajectoire de chaque particule individuelle est impossible à intégrer, même en principe, en raison du caractère stochastique des champs qui le déterminent.

Nous allons donc rappeler brièvement les concepts de base de la théorie cinétique, afin de l'appliquer au transport et à l'accélération des particules dans les sections suivantes.

3.2.1 L'équation de Liouville

Ce que nous souhaitons connaître, *in fine*, afin de calculer l'émission gamma et la production de noyaux secondaires en tout point de la Galaxie, c'est la *fonction de distribution* des particules énergétiques, $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$. Par définition, cette fonction donne le nombre de particules présentes au point \mathbf{r} , à $d\mathbf{r}$ près, à l'instant t , et ayant une vitesse \mathbf{v} , à $d\mathbf{v}$ près.

Idéalement, la description complète du système de N particules est donnée par sa position dans l'espace des phases à $6N$ dimensions, c'est-à-dire par la spécification de la position et de la vitesse de chaque particule à chaque instant. Mais puisque cette position change très rapidement, et de façon désordonnée, on choisit de se limiter à une description statistique consistant à déterminer la probabilité qu'à le système de se trouver en un point donné de l'espace des phases.

Cette probabilité est définie à partir de l'ensemble de toutes les réalisations possibles du même état macroscopique, c'est-à-dire en considérant l'ensemble des systèmes microscopiquement différents, mais qui ont le même "aspect macroscopique" – en particulier, la même fonction de distribution. De même, les moyennes utilisées dans le paragraphe précédent pour définir les tenseurs de corrélation du champ magnétique ont été prises sur l'ensemble des réalisations possibles des champs aléatoires obéissant à la même description stochastique. Notons cependant qu'à l'équilibre statistique, en vertu du théorème ergodique, les probabilités obtenues par des moyennes sur des ensembles de réalisations sont identiques à celles obtenues par des moyennes temporelles, c'est-à-dire en comptant le temps que le système passe dans chaque région de l'espace des phases au cours de son évolution.

La théorie cinétique est fondée sur la traduction de ces probabilités d'occupation en termes de densité dans l'espace des phases. Concrètement, on imagine un fluide occupant l'espace des phases et dont la densité en chaque point serait proportionnelle à la probabilité de présence du système en cet endroit. On note D cette densité, de sorte que la probabilité de trouver les particules $1, 2 \dots N$ en $\mathbf{r}_1, \mathbf{v}_1, \dots \mathbf{r}_N, \mathbf{v}_N$ (à $d\mathbf{r}_i$ et $d\mathbf{v}_i$ près) est :

$$D(\mathbf{r}_1, \mathbf{v}_1, \dots \mathbf{r}_N, \mathbf{v}_N) d\mathbf{r}_1 \dots d\mathbf{r}_N d\mathbf{v}_1 \dots d\mathbf{v}_N. \quad (3.36)$$

L'évolution du système est alors décrite simplement par l'équation de conservation du nombre de particules dans l'espace des phases à $6N$ dimensions :

$$\frac{\partial D}{\partial t} + \nabla_{6N} \cdot (D\mathcal{V}) = 0, \quad (3.37)$$

où \mathcal{V} est la vitesse dans l'espace des phases, c'est-à-dire la dérivée par rapport au temps du vecteur position à $6N$ dimensions. Ainsi, en remarquant que $\dot{\mathbf{r}}_i = \mathbf{v}_i$ et en notant $\mathbf{X}_i = \dot{\mathbf{v}}_i/m$ la force subie par la particule i , on obtient :

$$\frac{\partial D}{\partial t} + \sum_i \mathbf{v}_i \cdot \frac{\partial D}{\partial \mathbf{r}_i} + \frac{\mathbf{X}_i}{m} \cdot \frac{\partial D}{\partial \mathbf{v}_i} = 0. \quad (3.38)$$

Remarque : on a écrit $(\partial/\partial \mathbf{v}) \cdot \mathbf{X} = 0$, ce qui est valable bien sûr lorsque la force ne dépend pas de la vitesse de la particule, mais aussi dans le cas de la force de Lorentz, $q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$, car $X_z = q(v_x B_y - v_y B_x)$ ne dépend pas de v_z , etc.

L'équation (3.38) est appelée *équation de Liouville*. Elle est la traduction mathématique de l'assertion suivante, parfois appelée *théorème de Liouville* : le fluide imaginaire évoqué ci-dessus, qui occupe l'espace des phases et dont la densité est D , est incompressible.

3.2.2 Les fonctions de distribution

L'équation de Liouville contient en principe toute l'information sur le système considéré. En pratique, bien sûr, elle n'est pas intégrable. Sinon nous n'aurions nul besoin de la théorie cinétique ! Mais on peut obtenir des descriptions partielles plus ou moins fines par la méthode dite *régressive*, qui consiste à perdre de l'information sur le système par intégrations successives.

Ainsi, la fonction de distribution à une particule, $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$, que nous avons définie plus haut et qui donne le nombre de particules au point (\mathbf{r}, \mathbf{v}) de l'espace des phases à 6 dimensions, vaut simplement N fois la probabilité pour qu'une particule donnée soit en \mathbf{r} et \mathbf{v} , sans spécification de la position et de la vitesse des autres. Elle est donc obtenue en intégrant la densité D sur l'espace des phases des $N - 1$ autres particules :

$$f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = N \int D d\mathbf{r}_2 d\mathbf{v}_2 \dots d\mathbf{r}_N d\mathbf{v}_N. \quad (3.39)$$

Ceci est très analogue à la façon dont on calcule une densité de colonne (en cm^{-2}) par intégration de la densité (en cm^{-3}) sur toute la ligne de visée (troisième dimension de l'espace).

De façon semblable, la fonction de distribution à deux particules, décrivant les corrélations binaires entre deux points 1 et 2, est définie par :

$$f_{12}(\mathbf{r}_1, \mathbf{v}_1; \mathbf{r}_2, \mathbf{v}_2; t) = N(N - 1) \int D d\mathbf{r}_3 d\mathbf{v}_3 \dots d\mathbf{r}_N d\mathbf{v}_N, \quad (3.40)$$

et ainsi de suite, jusqu'à la fonction de distribution à N particules, qui est tout simplement $f_{12\dots N} = (N!)D$. Le facteur $N!$ prend en compte toutes les permutations possibles des N particules.

3.2.3 La hiérarchie BBGKY

En intégrant l'équation de Liouville, on obtient tout un système d'équations décrivant l'évolution des diverses fonctions de distribution. Ainsi, la fonction de distribution à une particule obéit à :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_1}{\partial t} + \mathbf{v}_1 \cdot \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{r}_1} + \frac{\mathbf{X}_1}{m} \cdot \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{v}_1} &= C(f_{12}), \\ \text{où } C(f_{12}) &= - \int \frac{\mathbf{X}_{12}}{m} \cdot \frac{\partial f_{12}}{\partial \mathbf{v}_1} d\mathbf{r}_2 d\mathbf{v}_2. \end{aligned} \quad (3.41)$$

On obtient de même l'équation pour f_{12} , qui fait intervenir f_{123} au second membre, puis celle pour f_{123} qui fait intervenir f_{1234} , et ainsi de suite. On a donc une hiérarchie d'équations faisant toujours appel à la fonction de distribution d'ordre supérieur, et dont l'ensemble est équivalent à l'équation de Liouville. Ce système couplé de N équations est connu sous le nom de *hiérarchie BBGKY*, d'après Born, Bogolioubov, Green, Kirkwood et Yvon. L'intérêt de cette hiérarchie est qu'elle peut être stoppée à un niveau quelconque, moyennant une hypothèse raisonnable sur le niveau inférieur.

Dans de nombreux cas, et dans le notre en particulier, la fonction de distribution à une particule donne une description suffisante du système. Il s'agit donc simplement d'exprimer le *terme de collision* noté $C(f_{12})$ dans l'équation (3.41). C'est ainsi que l'on obtient l'**équation de Boltzmann**, en écrivant le terme adéquat correspondant à des collisions binaires quasi ponctuelles :

$$C(f_{12}) = \int [f_1(\mathbf{v}'_1)f_1(\mathbf{v}'_2) - f_1(\mathbf{v}_1)f_1(\mathbf{v}_2)] |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2| p dp d\epsilon d\mathbf{v}_2, \quad (3.42)$$

où \mathbf{v}_i et \mathbf{v}'_i sont les vitesses des particules avant et après le choc, p est le paramètre d'impact, et ϵ est l'angle qui repère l'orientation du plan passant par le centre de masse des deux particules et contenant le vecteur $\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2$, dans lequel on peut décrire la collision.

De même, on peut trouver une forme effective du terme de collision lorsque les interactions entre particules sont au contraire à longue portée. Dans ce cas, les interactions à grand paramètre d'impact sont largement prépondérantes, mais dévient peu les particules. Les trajectoires individuelles obéissent alors à un processus Markovien, de type 'marche aléatoire', comme ceux que nous avons rencontré plus haut. L'équation ainsi obtenue en écrivant l'indépendance des déviations successives est l'**équation de Fokker-Planck**, où :

$$C(f_{12}) = \frac{1}{\Delta t} \left[-\frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} (f_1 \langle \Delta \mathbf{v} \rangle) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{v} \partial \mathbf{v}} (f_1 \langle \Delta \mathbf{v} \Delta \mathbf{v} \rangle) \right], \quad (3.43)$$

où $\Delta \mathbf{v} \Delta \mathbf{v}$ est le tenseur de rang 2 de composantes $\Delta v_i \Delta v_j$, et la moyenne est effectuée sur le temps Δt .

Lorsque les interactions entre particules sont à longue portée, il existe une autre façon de décrire le système, qui est spécialement efficace lorsque les

phénomènes collectifs sont prédominants. D’après notre courte introduction sur les plasmas (§ 3.1.1), il apparaît que cette méthode est tout à fait indiquée dans le cas qui nous intéresse. L’idée est la suivante. Puisque les effets collectifs dominent les collisions binaires entre particules, le terme de collision peut tout simplement être annuler : $C(f_{12}) = 0$. Les interactions existent néanmoins, mais toutes les particules agissent collectivement sur l’une quelconque d’entre elles, par le champ moyen global qu’elles produisent. Celui-ci peut alors être traité comme un champ extérieur, et ‘passer dans le membre de gauche’. On obtient alors l’équation de Vlasov :

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \mathbf{v}_1 \cdot \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{r}_1} + \frac{\mathbf{X}_1 + \mathbf{X}'_1}{m} \cdot \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{v}_1} = 0, \quad (3.44)$$

où \mathbf{X}'_1 est la force exercée par l’ensemble des particules sur la particule considérée. Dans le cas qui nous intéresse, cette force est simplement $q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$, où les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} sont les champs produits par l’ensemble des particules au sein du plasma, conformément aux équations de Maxwell.

3.3 Le Transport des particules énergétiques

3.3.1 Introduction

La séparation des EPs et du plasma

Nous disposons à présent de tous les outils théoriques nécessaires à l’étude du transport des particules énergétiques (EPs). Nous utiliserons le cadre de la théorie cinétique, en considérant les EPs comme une espèce à part, décrite par leur fonction de distribution propre, et interagissant avec un substrat ‘extérieur’ : le plasma interstellaire. Celui-ci abrite des champs magnétiques stochastiques, sous forme de turbulence magnétique, de ‘nuages magnétiques’ en mouvement (voir plus loin), ou d’ondes plasma (ondes d’Alfvén ou magnéto-soniques), capables de défléchir les particules et de modifier leur pitch-angle, repéré par rapport au champ magnétique moyen.

Cette séparation entre les EPs et le substrat (plasma) n’est possible en principe que si les EPs sont en nombre insuffisant pour influencer la dynamique du plasma lui-même. Ce dernier peut alors être décrit indépendamment par l’équation de Vlasov (3.44), tandis que la fonction de distribution à une particule des EPs, $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, obéit à l’équation de Boltzmann sans collisions :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = 0. \quad (3.45)$$

Notons que nous utilisons \mathbf{p} , et non pas \mathbf{v} , comme variable cinétique. Cela ne change évidemment rien à la théorie cinétique introduite à la section précédente, mais rend la généralisation relativiste plus aisée, car l'effet d'une force est fondamentalement de changer l'impulsion du corps considéré, et non pas sa vitesse. Pour $v \ll c$, ces deux concepts se confondent ($\mathbf{p} = m\mathbf{v}$), mais ce n'est plus vrai dans le régime relativiste ($\mathbf{p} = \gamma m\mathbf{v}$). La 'bonne' variable est alors $\gamma\mathbf{v}$, et non \mathbf{v} .

L'équation fondamentale

En raison de la très forte conductivité du plasma interstellaire (cf. § 3.1.1), le champ électrique moyen est nul dans le référentiel du plasma : $\langle \mathbf{E}' \rangle = 0$. Si ce dernier est animé localement d'une vitesse \mathbf{u} , les inhomogénéités magnétiques qui y sont gelées (comme nous l'avons décrit plus haut) produisent alors un champ

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B}. \quad (3.46)$$

On peut donc réécrire le troisième terme de (3.45) comme :

$$\begin{aligned} q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} &= q[(\mathbf{v} - \mathbf{u}) \times \mathbf{B}] \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} \\ &= -\mathbf{B} \cdot \left[q(\mathbf{v} - \mathbf{u}) \times \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right] f \equiv -\mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{D}}f, \end{aligned} \quad (3.47)$$

la dernière égalité servant de définition à l'opérateur vectoriel $\hat{\mathbf{D}}$.

On a alors :

$$\boxed{\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} - \mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{D}}f = 0.} \quad (3.48)$$

Telle quelle, l'équation (3.48) n'est cependant guère utilisable, puisque le champ magnétique qui y figure n'est connu que par une description stochastique. Notre but est donc de moyenner cette équation fondamentale sur l'ensemble des champs fluctuants, afin d'obtenir une fonction de distribution variant lentement dans l'espace et dans le temps, et représentant le comportement moyen des particules énergétiques. C'est cette fonction de distribution moyenne qui nous permettra, à l'avenir, de calculer l'émission gamma et la nucléosynthèse interstellaire.

Le cadre général de la théorie

Nous avons déjà indiqué, au § 3.1.6, comment séparer le champ magnétique interstellaire en une composante moyenne régulière, \mathbf{B}_{reg} , lentement variable dans

l'espace et le temps, et une composante fluctuante aléatoire, $\mathbf{B}_{f\perp}$, décrite par ses propriétés statistiques, notamment par son tenseur de corrélation.

La longueur caractéristique associée aux champs stochastiques est leur longueur de corrélation, L_c , qui représente la 'taille' des irrégularités. Nous requérons qu'elle soit faible devant les autres longueurs caractéristiques, notamment les échelles de variation du champ régulier \mathbf{B}_{reg} , du carré moyen des champs aléatoires, de la fonction de distribution moyenne (à calculer), et du champ de vitesse du plasma. Cette condition de petitesse de L_c n'est rien d'autre que la traduction mathématique de la notion intuitive d'irrégularité magnétique.

Toutefois, la relation entre L_c et R_{reg} , le rayon de giration des particules dans le champ régulier, n'est pas contrainte a priori. Pour une même distribution des inhomogénéités magnétiques, elle dépend d'ailleurs de l'impulsion de la particule. Une particule de très haute énergie sera peu courbée par le champ \mathbf{B}_{reg} , et n'effectuera qu'une portion infime de sa rotation de Larmor sur une longueur de corrélation des champs fluctuants. On a alors $L_c \ll R_{\text{reg}}$, ce qui est analogue au cas de la figure 3.1b, et on s'attend à une diffusion quasi isotrope, puisque la direction du champ régulier est en quelque sorte oubliée. À la limite, R_{reg} tend vers l'infini quand B_{reg} tend vers zéro.

Dans le cas des particules de faible énergie, en revanche, plusieurs rotations de Larmor sont effectuées sur la longueur de corrélation des champs, i.e. $R_{\text{reg}} \ll L_c$, de façon analogue à la figure 3.1a. On peut alors étudier les effets accumulés sur de nombreuses rotations, et adopter le formalisme dit de *dérive* des particules, qui consiste à étudier non pas le mouvement des particules – qui décrivent de petites spirales peu significatives le long des lignes de champ, mais celui de leur centre de rotation, appelé *centre de guidage*. Dans ce cas, on s'attend à une diffusion fortement anisotrope, dirigée principalement le long des lignes de champ.

La séparation entre ces deux régimes, $R_{\text{reg}} \ll$ ou $\gg L_c$, dépend de l'énergie de la particule considérée. Inversement, pour une particule donnée, on peut décomposer les champs fluctuants en deux composantes :

$$\mathbf{B}_{\text{st}} = \mathbf{B}_{<} + \mathbf{B}_{>} . \quad (3.49)$$

où $\mathbf{B}_{<}$ désigne le champ à petite échelle, c'est-à-dire contenant les harmoniques de Fourier ayant un nombre d'onde $k > k_*$, et $\mathbf{B}_{>}$ désigne le champ à grande échelle, comprenant les harmoniques $k < k_*$.

D'après ce que nous venons de voir, l'échelle de séparation entre ces deux composantes, k_*^{-1} , correspond approximativement à quelques rayons de Larmor des particules. Pour moyenniser l'équation fondamentale (3.48) sur l'ensemble des irrégularités magnétiques, il s'avère pratique de procéder en deux étapes, d'abord sur les champs à petite échelle, puis sur ceux à grande échelle. C'est ce que nous allons faire à présent.

3.3.2 Transport des EPs en présence d'inhomogénéités magnétiques de petite échelle

L'équation cinétique

Afin de simplifier un peu les notations, nous réécrivons la décomposition du champ magnétique interstellaire de la manière suivante :

$$\mathbf{B} = (\mathbf{B}_{\text{reg}} + \mathbf{B}_{>}) + \mathbf{B}_{<} \equiv \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1, \quad (3.50)$$

où l'on a intégré le champ à grande échelle au champ régulier, en les considérant tous deux comme fixes. Nous allons donc moyenner sur le champ \mathbf{B}_1 , à petite échelle, en utilisant la technique des perturbations.

Pour cela, nous décomposons de même la fonction de distribution des EPs en $f = f_0 + f_1$, avec $f_0 = \langle f \rangle$ et $\langle f_1 \rangle = 0$, où la moyenne correspond aux réalisations stochastiques de \mathbf{B}_1 . On a donc, avec cette même moyenne, $\langle \mathbf{B} \rangle = \mathbf{B}_0$.

En moyennant l'équation fondamentale (3.48), on obtient :

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{r}} - \mathbf{B}_0 \cdot \hat{\mathbf{D}} f_0 = \left\langle \mathbf{B}_1 \cdot \hat{\mathbf{D}} f_1 \right\rangle. \quad (3.51)$$

C'est la fonction f_0 que nous cherchons. Il nous faut donc auparavant déterminer f_1 , la partie fluctuante, pour la reporter dans le membre de droite. En soustrayant (3.51) de (3.48), et en négligeant les termes du second ordre, ce qui revient à supposer que l'amplitude des inhomogénéités magnétiques est faible, on obtient :

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{r}} - \mathbf{B}_0 \cdot \hat{\mathbf{D}} f_1 = \mathbf{B}_1 \cdot \hat{\mathbf{D}} f_0, \quad (3.52)$$

que l'on écrira sous la forme synthétique :

$$\hat{L} f_1 = \hat{M} f_0, \quad (3.53)$$

qui définit les opérateurs \hat{L} et \hat{M} .

En fait, $\hat{L} = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot (\partial/\partial \mathbf{r}) + [q(\mathbf{v} - \mathbf{u}) \times \mathbf{B}_0] \cdot (\partial/\partial \mathbf{p})$ est l'opérateur dérivée totale en l'absence de champ fluctuant. Si le membre de droite était nul (équation homogène), l'équation (3.52) décrirait donc simplement l'évolution de f_1 dans le champ non perturbé \mathbf{B}_0 . Le membre de droite peut alors être conçu comme un terme source pour f_1 , produit par les variations de f_0 dans le champ fluctuant \mathbf{B}_1 . La solution de (3.52) s'écrit donc simplement à partir de la fonction de Green associée au mouvement d'une particule dans le champ moyen quasi-statique \mathbf{B}_0 :

$$f_1(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \int G(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t; \mathbf{r}_0, \mathbf{p}_0, t_0) \hat{M} f_0(\mathbf{r}_0, \mathbf{p}_0, t_0) d\mathbf{r}_0 d\mathbf{p}_0 dt_0, \quad (3.54)$$

où, par définition, G est solution de :

$$\hat{L}G(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t; \mathbf{r}_0, \mathbf{p}_0, t_0) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}_0) \delta(t - t_0). \quad (3.55)$$

Puisque le mouvement d'une particule chargée dans le champ magnétique uniforme \mathbf{B}_0 est connu (spirale autour de la direction $\mathbf{b}_0 = \mathbf{B}_0/B_0$ du champ), on peut écrire immédiatement la fonction de Green :

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t; \mathbf{r}_0, \mathbf{p}_0, t_0) = \delta(\mathbf{r} - \Delta\mathbf{r}(t - t_0) - \mathbf{r}_0) \delta(\mathbf{p} - \Delta\mathbf{p}(t - t_0) - \mathbf{p}_0) H(t - t_0), \quad (3.56)$$

où H est la fonction de Heavyside, et $\Delta\mathbf{r}$, $\Delta\mathbf{p}$ sont les variations de la position et de l'impulsion de la particule dans son mouvement hélicoïdal, pendant le temps $t - t_0$:

$$\Delta\mathbf{r}(\tau) = v_{\parallel}\tau\mathbf{b}_0 + \frac{\sin\Omega\tau}{\Omega}\mathbf{v}_{\perp} + \frac{1 - \cos\Omega\tau}{\Omega}(\mathbf{b}_0 \times \mathbf{v}_{\perp}) \quad (3.57)$$

et

$$\Delta\mathbf{p}(\tau) = (1 - \cos\Omega\tau)\mathbf{p}_{\perp} - \sin\Omega\tau(\mathbf{b}_0 \times \mathbf{p}_{\perp}). \quad (3.58)$$

Les symboles \parallel et \perp se rapportent à la direction de \mathbf{b}_0 , et $\Omega = qB_0/\gamma m$ est la gyrofréquence de la particule dans le champ non fluctuant.

Nous pouvons alors reporter la fonction de Green, G , dans la solution (3.54) :

$$f_1(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \int_0^{\infty} d\tau B_{1\alpha}(\mathbf{r} - \Delta\mathbf{r}(\tau), t - \tau) (\hat{D}_{\alpha} f_0) \Big|_{\mathbf{r} - \Delta\mathbf{r}(\tau), \mathbf{p} - \Delta\mathbf{p}(\tau), t - \tau}, \quad (3.59)$$

où la sommation sur les composantes α des vecteurs est implicite (convention d'Einstein).

En reportant enfin cette expression de f_1 en fonction de f_0 dans l'équation (3.51), on obtient une équation fermée donnant l'évolution de la fonction de distribution moyenne des EPs, qui est précisément ce que nous cherchons :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_0}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{r}} - \mathbf{B}_0 \cdot \hat{\mathbf{D}} f_0 = \\ \hat{D}_{\alpha} \int_0^{\infty} d\tau T_{\alpha\beta}(\Delta\mathbf{r}(\tau), \tau; \Delta\mathbf{r} - \mathbf{u}\tau) \hat{D}_{\beta} f_0(\mathbf{r}, \mathbf{p} - \Delta\mathbf{p}(\tau), t), \end{aligned} \quad (3.60)$$

où on a pris acte du fait que $|\Delta \mathbf{r}|$ et τ sont de l'ordre de la longueur et du temps de corrélation, et donc par hypothèse négligeables devant les échelles de variation de la fonction de distribution moyennée f_0 . Le tenseur $T_{\alpha\beta}$ figurant dans l'équation (3.60) est bien sûr le tenseur de corrélation du champ magnétique stochastique, défini au § 3.1.5.

Rappelons que le tenseur de corrélation n'a une valeur significative que pour des temps τ inférieurs au temps de corrélation des champs vus par la particule, à savoir $\tau_c \sim l_c/v$. Puisque nous moyennons sur les champs à petite échelle, pour lesquels la longueur de corrélation est faible devant le rayon de giration des particules dans le champ moyen \mathbf{B}_0 , nous pouvons donc écrire $\Delta \mathbf{p}(\tau) = \mathbf{0}$ et $\Delta \mathbf{r}(\tau) = \mathbf{v}\tau$ dans l'intégrale (3.60). L'équation devient alors :

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{r}} - \mathbf{B}_0 \cdot \hat{\mathbf{D}} f_0 = \hat{D}_\alpha \bar{T}_{\alpha\beta} \hat{D}_\beta f_0, \quad (3.61)$$

où

$$\bar{T}_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \int_0^\infty d\tau T_{\alpha\beta}(\mathbf{r}; \mathbf{v}\tau - \mathbf{u}\tau). \quad (3.62)$$

En utilisant le corrélateur des inhomogénéités magnétiques calculé au § 3.1.6 (Eq. 3.33), on a :

$$\bar{T}_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \kappa \langle B_1^2 \rangle \frac{L_c}{|\mathbf{v} - \mathbf{u}|} \left[\delta_{\alpha\beta} + \frac{(\mathbf{v} - \mathbf{u})_\alpha (\mathbf{v} - \mathbf{u})_\beta}{|\mathbf{v} - \mathbf{u}|^2} \right], \quad (3.63)$$

où L_c est la longueur de corrélation des champs fluctuants, et la constante numérique vaut :

$$\kappa = \frac{\sqrt{\pi}}{6} \Gamma\left(\frac{\nu}{2}\right) \Gamma^{-1}\left(\frac{\nu-1}{2}\right). \quad (3.64)$$

En reportant dans (3.61), le second terme disparaît et on obtient l'équation cinétique cherchée sous sa forme définitive :

$$\boxed{\frac{\partial f_0}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{r}} = \mathbf{B}_0 \cdot \hat{\mathbf{D}} f_0 + \kappa \langle B_1^2 \rangle L_c \hat{\mathbf{D}} \cdot \frac{1}{|\mathbf{v} - \mathbf{u}|} \hat{\mathbf{D}} f_0.} \quad (3.65)$$

Validité de l'approximation quasi-linéaire

Nous avons explicitement recouru ci-dessus à un calcul perturbatif, en négligeant les termes de second ordre dans l'équation (3.52). Ceci est justifié dans la mesure où $f_1 \ll f_0$. Or d'après (3.59),

$$f_1 \sim \frac{qB_1 v}{p} \tau_c f_0 = \Omega_1 \tau_c f_0, \quad (3.66)$$

où l'on a introduit $\Omega_1 = qB_1/\gamma m$, la gyrofréquence dans le champ fluctuant.

La condition de validité de notre approximation s'écrit donc $\Omega_1 \tau_c \ll 1$, soit $R_1 \gg L_c$. Ceci signifie que le rayon de giration de la particule dans le champ \mathbf{B}_1 fluctuant doit être très supérieur à la longueur de corrélation. Il s'agit donc d'une condition de champ faible ($B_1 \ll p/qL_c$), ce qui est bien dans l'esprit de la méthode perturbative. Toutefois, il est à noter que la relation entre le champ fluctuant et le champ régulier n'est pas fixée. On peut ainsi avoir $B_1 > B_0$, voire $B_1 \gg B_0$, pourvu que tous deux soient assez faibles pour qu'on ait $R_0, R_1 \gg L_c$.

Dans le cas des inhomogénéités magnétiques à grande échelle, un développement perturbatif est encore possible. Dans ce cas, la contribution des champs fluctuants à l'intégrale 3.59 s'annule pour $\tau > \tau'_c = R_0/v$. La condition de validité de l'approximation linéaire s'écrit alors $\Omega_1 \tau_c = \Omega_1 R_0/v = \Omega_1/\Omega_0 \ll 1$, soit $B_1 \ll B_0$, qui est la condition plus classique d'un champ fluctuant faible.

3.3.3 Transport des EPs dans l'approximation diffusive

L'approximation diffusive

L'équation cinétique dérivée ci-dessus est relativement complexe, et ne peut s'intégrer analytiquement que dans quelques cas simples (Toptygin, 1985, chap. III). Il est cependant possible de la simplifier, moyennant une approximation très bien justifiée dans de nombreux cas pratiques. Il s'agit de l'approximation diffusive, selon laquelle le système étudié est de dimension suffisamment grande pour que les particules subissent de multiples déflexions et acquièrent une distribution pratiquement isotrope.

On peut alors à nouveau utiliser une méthode perturbative, et développer la fonction de distribution f_0 , notée dorénavant f par simplicité, en harmoniques sphériques (ou sur les polynômes de Legendre), et ne garder que les deux premiers termes de l'expansion :

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \frac{1}{4\pi} \left[N(\mathbf{r}, p, t) + \frac{3}{v^2} \mathbf{v} \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}, p, t) \right]. \quad (3.67)$$

Le scalaire N représente le nombre d'EPs par unité de volume ayant l'impulsion p (à dp près), indépendamment de leur direction, et \mathbf{J} est la densité de courant des EPs, supposée 'petite', qui mesure l'écart à l'isotropie. On peut vérifier que \mathbf{J} correspond à la définition :

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, p, t) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \mathbf{v} d\Omega_{\mathbf{p}}, \quad (3.68)$$

où $d\Omega_{\mathbf{p}}$ est l'angle solide élémentaire dans l'espace à trois dimensions des impulsions.

L'équation de transport

Pour implémenter l'approximation diffusive, nous reportons le développement (3.67) dans l'équation cinétique générale (3.65), en négligeant les termes d'ordre 3 ou plus en u/v . En séparant les termes isotropes (indépendants de la direction de \mathbf{p}) et les termes anisotropes (proportionnels à \mathbf{p}/p), on obtient les deux équations suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} = & \frac{u^2}{9\chi_0} \left[p^2 \frac{\partial^2 N}{\partial p^2} + \left(1 + \frac{v^2}{c^2} \right) p \frac{\partial N}{\partial p} \right] + \frac{\mathbf{u}}{3\chi_0} \left(p \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial p} + \frac{v^2}{c^2} \mathbf{J} \right) \\ & + \frac{\mathbf{u} \times \mathbf{b}_0}{R_0 v} \left[p \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial p} + \left(1 + \frac{v^2}{c^2} \right) \mathbf{J} \right] \end{aligned} \quad (3.69)$$

et

$$\mathbf{J} + \frac{\Lambda}{R_0} \mathbf{b}_0 \times \mathbf{J} = -\chi_0 \nabla N - \frac{p}{3} \frac{\partial N}{\partial p} \left(\mathbf{u} + \frac{\Lambda}{R_0} \mathbf{b}_0 \times \mathbf{u} \right) - \frac{\Lambda}{v} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t}, \quad (3.70)$$

où $\mathbf{b}_0 = \mathbf{B}_0/B_0$ est la direction du champ moyen à grande échelle, $R_0 = p/qB_0$ est le rayon de giration des particules dans ce champ, et χ_0 est défini par :

$$\chi_0 = \frac{1}{3} v \Lambda(\mathbf{r}, \mathbf{p}), \quad (3.71)$$

où

$$\Lambda(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{1}{2\kappa L_c} \frac{p^2}{q^2 \langle B_1^2 \rangle}, \quad (3.72)$$

κ étant la constante définie en (3.64).

Ces équations semblent complexes à première vue, mais c'est une illusion. En négligeant le tout dernier terme dans l'équation (3.70), ce qui est légitime dès que $t \gg \Lambda/v$, on vérifie immédiatement que le courant

$$J_\alpha = -\chi_{\alpha\beta} \nabla_\beta N - \frac{p}{3} \frac{\partial N}{\partial p} u_\alpha, \quad (3.73)$$

est solution, où les coefficients $\chi_{\alpha\beta}$ sont les composantes du tenseur de rang 2 :

$$[\chi_{\alpha\beta}] = \chi_0 \begin{bmatrix} \frac{1}{1+\Lambda^2/R_0^2} & \frac{\Lambda/R_0}{1+\Lambda^2/R_0^2} & 0 \\ -\frac{\Lambda/R_0}{1+\Lambda^2/R_0^2} & \frac{1}{1+\Lambda^2/R_0^2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (3.74)$$

écrit dans la base $(\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2, \mathbf{n}_3)$, où $n_1 = \mathbf{u} \times \mathbf{b}_0$, $n_2 = \mathbf{b}_0 \times n_1$, et $\mathbf{n}_3 = \mathbf{b}_0$.

Nous reviendrons ultérieurement sur le sens physique de l'expression donnant le vecteur courant, \mathbf{J} . Pour l'instant, contentons-nous de la reporter dans l'équation (3.69), afin d'obtenir **l'équation de transport vérifiée par la densité des EPs dans l'espace des phases** (Dolginov & Topygin, 1967) :

$$\boxed{\frac{\partial N}{\partial t} + u_\alpha \frac{\partial N}{\partial r_\alpha} - \frac{p}{3} \frac{\partial u_\alpha}{\partial r_\alpha} \frac{\partial N}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial r_\alpha} \chi_{\alpha\beta} \frac{\partial N}{\partial r_\beta}}. \quad (3.75)$$

C'est l'équation fondamentale qui décrit le transport des particules énergétiques en présence de champs magnétiques aléatoires, dans l'approximation diffusive. Nous l'utiliserons extensivement par la suite.

Étude des différents termes

Le second membre de l'équation (3.75) a une forme bien connue, qui nous permet d'identifier $\chi_{\alpha\beta}$ comme le tenseur de diffusion des particules, et $\Lambda = 3\chi_0/v$ comme le libre parcours moyen associé. λ est donc la distance au bout de laquelle les particules ont dévié d'un angle $\sim \pi/2$ (critère de déflexion adopté plus haut).

D'après l'équation (3.72), on a $\Lambda \propto p^2$, ce qui est une dépendance typique pour le libre parcours moyen. En particulier, elle est réalisée pour n'importe quelle forme du corrélateur des champs magnétiques stochastiques, dès l'instant que $L_c \ll p/qB_1$, c'est-à-dire pour des inhomogénéités de petite échelle spatiale.

Il est à noter également que le tenseur de diffusion (3.74) se réduit à la forme isotrope $\chi_{\alpha\beta} = \chi_0 \delta_{\alpha\beta}$ dans le cas où $R_0 \gg \Lambda$. Ceci est tout à fait normal, puisqu'un grand rayon de giration R_0 correspond à un faible champ moyen B_0 , et donc à la suppression de la direction privilégiée du milieu de propagation. Dans le cas inverse, où l'anisotropie imprimée par \mathbf{B}_0 est significative, c'est-à-dire pour $R_0 \ll \Lambda$, la diffusion devient très fortement anisotrope. L'égalité (3.74) montre en effet que sa composante transverse est réduite d'un facteur $(R_0/\Lambda)^2$.

Dans le premier membre de l'équation de transport (3.75), on reconnaît le terme de convection $\mathbf{u} \cdot \nabla N$. Il correspond à un changement du nombre de particules au point \mathbf{r} , en raison de la simple arrivée d'un nouvel élément de plasma, apportant avec lui un nombre différent de EPs, pourvu que leur concentration dans le plasma soit non uniforme.

Enfin, le troisième terme du membre de gauche contient une dérivée par rapport à p . Il décrit donc le changement d'impulsion des EPs au cours de leur transport, c'est-à-dire leur accélération. La présence de la divergence $\partial u_\alpha / \partial r_\alpha$ montre que le changement d'énergie des particules est lié aux compressions ou aux dilatations du plasma hôte. L'effet d'accélération disparaît en effet¹ si le milieu est incompressible ($\text{div} \mathbf{u} = 0$).

1. du moins à cet ordre en u/v .

On dit parfois que ce terme représente la décélération adiabatique des EPs, mais c'est une affirmation à la fois expressive et trompeuse. Du moins un tel raccourci mérite-t-il quelques commentaires, et nous allons tenter ci-dessous de clarifier la physique sous-jacente. Ceci nous permettra, au passage, de comprendre où sont passés les champs magnétiques dans l'équation de transport (3.75).

Équation de transport et décélération adiabatique

La décélération adiabatique : Il est bien connu qu'un gaz subissant une expansion adiabatique voit diminuer son énergie interne, et donc l'énergie cinétique moyenne de ses atomes ou molécules. Ceci est la conséquence directe du travail positif effectué par les forces de pression lors de l'expansion.

Prenons le cas d'un gaz parfait monoatomique. L'énergie interne s'écrit $U = \frac{3}{2}nkT\mathcal{V}$, où n est la densité numérique des atomes et \mathcal{V} le volume du gaz. Lors de l'expansion, U varie conformément au premier principe de la thermodynamique :

$$dU = -pd\mathcal{V}, \quad (3.76)$$

où $p = nkT$ est la pression du gaz. Ainsi, pour l'énergie moyenne par particule, $E = \frac{3}{2}kT = U/n\mathcal{V}$, on trouve l'équation suivante :

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{2}{3}\frac{E}{\mathcal{V}}\frac{d\mathcal{V}}{dt}. \quad (3.77)$$

Le taux d'accroissement du volume, $d\mathcal{V}/dt$, est déterminé en tout point par le champ de vitesse $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ du gaz. Pour un cube élémentaire de côté dx, dy , et dz , nous avons de façon évidente :

$$\frac{d\mathcal{V}}{dt} = (u_{x+dx} - u_x)dydz + (u_{y+dy} - u_y)dxdz + (u_{z+dz} - u_z)dxdy, \quad (3.78)$$

soit :

$$\frac{d\mathcal{V}}{dt} = \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z}\right)dxdydz = (\nabla \cdot \mathbf{u})\mathcal{V}. \quad (3.79)$$

En reportant dans (3.77), on obtient finalement :

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{2}{3}(\nabla \cdot \mathbf{u})E. \quad (3.80)$$

Telle est l'expression générale des pertes d'énergie adiabatiques d'un gaz non-relativiste en expansion. De même, on obtient les pertes d'impulsion en écrivant $E = p^2/2m$:

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{1}{3}(\nabla \cdot \mathbf{u})p. \quad (3.81)$$

La généralisation relativiste est immédiate. On a dans ce cas $U = 3nkT\mathcal{V}$ et $p = \frac{1}{3}U$, et finalement :

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{1}{3}(\nabla \cdot \mathbf{u})E, \quad \text{et} \quad \frac{dp}{dt} = -\frac{1}{3}(\nabla \cdot \mathbf{u})p. \quad (3.82)$$

Conservation des EPs et équation de transport : Nous allons maintenant donner une dérivation quasi immédiate de l'équation de transport des EPs. Nous nous plaçons toujours dans l'approximation diffusive, ce qui permet d'écrire directement l'équation de continuité :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r_\alpha}(\dot{r}_\alpha N) + \frac{\partial}{\partial p_\alpha}(\dot{p}_\alpha N) = \frac{\partial}{\partial r_\alpha} \chi_{\alpha\beta} \frac{\partial N}{\partial r_\beta}. \quad (3.83)$$

Elle traduit simplement la conservation du nombre de EPs dans l'espace des phases, où le flux à travers dr_α vaut $N\dot{r}_\alpha - \chi_{\alpha\beta} \frac{\partial N}{\partial r_\beta}$, par définition même du coefficient de diffusion. Notons cependant que si l'approximation diffusive nous permet d'écrire cette équation formellement, elle ne nous dit rien, évidemment, sur la valeur des coefficients $\chi_{\alpha\beta}$.

Développons les dérivées :

$$\frac{\partial}{\partial r_\alpha}(\dot{r}_\alpha N) = u_\alpha \frac{\partial N}{\partial r_\alpha} + (\nabla \cdot \mathbf{u})N, \quad (3.84)$$

et

$$\frac{\partial}{\partial p_\alpha}(\dot{p}_\alpha N) = \dot{p}_\alpha \frac{\partial N}{\partial p_\alpha} + N \frac{\partial \dot{p}_\alpha}{\partial p_\alpha}. \quad (3.85)$$

Nous venons d'établir que $\dot{p} = \frac{1}{3}(\nabla \cdot \mathbf{u})p$, ce qui signifie que le taux de variation de p est proportionnel à p avec le facteur de proportionnalité $\text{div}\mathbf{u}/3$. En généralisant ce résultat à chaque composante de l'impulsion, on obtient :

$$\dot{p}_\alpha = -\frac{1}{3}(\nabla \cdot \mathbf{u})p_\alpha. \quad (3.86)$$

C'est tout ce qu'il nous faut pour réécrire (3.85) comme :

$$\frac{\partial}{\partial p_\alpha}(\dot{p}_\alpha N) = \frac{p}{3} \frac{\partial u_\alpha}{\partial r_\alpha} \frac{\partial N}{\partial p} - (\nabla \cdot \mathbf{u})N. \quad (3.87)$$

En reportant finalement (3.84) et (3.87) dans (3.83), on obtient l'équation de transport pour les particules énergétiques :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + u_\alpha \frac{\partial N}{\partial r_\alpha} - \frac{p}{3} \frac{\partial u_\alpha}{\partial r_\alpha} \frac{\partial N}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial r_\alpha} \chi_{\alpha\beta} \frac{\partial N}{\partial r_\beta}, \quad (3.88)$$

qui est exactement l'équation obtenue plus haut en moyennant l'équation cinétique sur les champs stochastiques.

Pourquoi ça marche : La facilité avec laquelle nous venons d’obtenir l’équation de transport est assez déconcertante, si l’on songe à l’effort fourni dans la première méthode pour moyenner la fonction de distribution des EPs, d’abord sur les champs fluctuants, puis sur les anisotropies.

Ceci montre que l’essence de notre calcul n’était pas l’établissement de l’équation de transport, mais la détermination des *coefficients de transport*, en l’occurrence du tenseur de diffusion $\chi_{\alpha\beta}$ qui, rappelons-le, n’est pas donné par la seconde méthode. Ce sont ces coefficients de transport qui contiennent toute la physique du processus, et ce sont eux qui cachent les champs magnétiques et leurs interactions avec les EPs, qui n’apparaissent pas explicitement dans l’équation de transport.

Un autre point délicat mérite d’être soulevé. Sous son apparente légitimité, la dérivation qui précède repose sur une ‘entourloupe’ qu’il convient de dénoncer. En effet, de quel droit avons-nous appliqué le résultat concernant la décélération adiabatique aux EPs? Que le lecteur en fasse l’expérience de pensée : qu’il lance une particule d’énergie E dans un volume qui se dilate, et il verra bien qu’elle ne ralentit guère! Comment saurait-elle seulement que le volume considéré autour d’elle est en train de s’accroître?

Cette remarque triviale permet de situer le nœud du problème. Les pertes adiabatiques ne s’appliquent à notre particule test que si elle interagit avec le substrat en expansion, si elle ‘fait corps’ avec lui. Elles concernent uniquement l’énergie moyenne des particules qui participent à l’énergie interne et à la pression du gaz, et qui par conséquent travaillent lors de l’expansion.

La décélération adiabatique s’applique donc dans la mesure où les EPs sont isotropisés dans le volume en expansion. Leur contribution à l’énergie interne peut être négligeable (de sorte que le raisonnement thermodynamique initial n’a aucune chance d’être valable), mais au moins doit-il s’établir un équilibre entre le substrat et les EPs. Or l’isotropisation, élaborée par les multiples déflexions sur les inhomogénéités magnétiques, assure un tel équilibre.

Si l’argument a fonctionné ci-dessus, c’est donc parce que l’approximation diffusive correspond justement à une isotropisation locale quasi parfaite des EPs par rapport au plasma interstellaire. Ayant ceci à l’esprit, il devient en effet justifié de considérer le terme $(\partial N/\partial p)(\nabla \cdot \mathbf{u})p/3$ dans l’équation de transport comme un terme de décélération adiabatique. Mais nous pensons que cela méritait quelques précisions.

Le courant de EPs

Il nous paraît encore utile de commenter l’expression obtenue pour le courant de particules énergétiques (Eq. 3.73) :

$$J_\alpha = -\chi_{\alpha\beta} \frac{\partial N}{\partial r_\beta} - \frac{p}{3} \frac{\partial N}{\partial p} u_\alpha . \quad (3.89)$$

Le premier terme correspond simplement au *courant de diffusion*. Ce n'est rien d'autre que la loi de Fick, qui stipule que le courant diffusif est proportionnel au gradient de densité, et qui définit phénoménologiquement le coefficient de diffusion comme le facteur de proportionnalité.

Le second terme, lui, représente le *courant de convection*, c'est-à-dire le flux de particules apportées par le plasma lui-même dans son mouvement propre. Dans son papier fondateur sur le problème de la modulation du rayonnement cosmique par le vent solaire, Parker (1958) souligna l'importance de l'entraînement des inhomogénéités magnétiques par le plasma interplanétaire. Il utilisa cependant une expression erronée pour le courant convectif, à savoir : $\mathbf{J}_{\text{conv}} = N(\mathbf{r}, p, t)\mathbf{u}$. Cette expression est bien sûr valable pour le courant convectif intégré sur les impulsions, et c'est sans doute l'origine de l'erreur. Mais il faut en réalité tenir compte du changement d'impulsion des particules lié au passage du référentiel du plasma à celui 'du laboratoire', dans lequel le plasma a la vitesse \mathbf{u} .

Supposons que la distribution des EPs soit isotrope dans le référentiel propre local du plasma, \mathcal{R}^* . On peut alors écrire dans ce référentiel : $f^*(\mathbf{p}^*) = N(p^*)/4\pi$. En d'autre terme, il n'y a pas de courant dans \mathcal{R}^* (cf. Eq.3.67). Pour déterminer la fonction de distribution dans le référentiel du laboratoire, il suffit d'effectuer une transformation de Lorentz :

$$f(\mathbf{p}) = \frac{1}{4\pi} N \left(\left| \mathbf{p} - \frac{\mathbf{u}}{c^2} E \right| / \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} \right). \quad (3.90)$$

En écrivant la définition du courant convectif, (3.68), puis en développant au premier ordre en \mathbf{u}/c , on a alors :

$$\mathbf{J}_{\text{conv}} = \int f(\mathbf{p}) \mathbf{v} d\Omega_{\mathbf{p}} = \frac{1}{4\pi} \int \left(N - \frac{E}{c^2} \mathbf{u} \cdot \frac{\mathbf{p}}{p} \frac{\partial N}{\partial p} \right) \mathbf{v} d\Omega_{\mathbf{p}}. \quad (3.91)$$

Une simple intégration nous permet alors d'obtenir l'expression correcte du courant de convection, dérivée plus haut de manière indirecte :

$$\mathbf{J}_{\text{conv}} = -\frac{p}{3} \frac{\partial N}{\partial p} \mathbf{u}. \quad (3.92)$$

3.3.4 La diffusion sur des nuages magnétiques

Le concept de nuage magnétique et les discontinuités MHD

Comme nous l'avons montré, la validité de notre première dérivation de l'équation de transport est limitée par la condition $R_1 \gg L_c$, selon laquelle une seule inhomogénéité magnétique défléchit peu les particules. Cette condition est souvent violée en astrophysique, où l'on rencontre de fortes discontinuités MHD, capables de dévier les particules sur des angles importants.

Le même comportement se manifeste lorsque le milieu est composé d'éléments séparés, qu'on pourrait appeler 'globules', ou plus simplement 'nuages', portant des champs magnétiques suffisamment intenses. On les désigne sous le nom générique de nuages magnétiques. C'est un concept très utile dans la théorie du transport des rayons cosmiques, ainsi que de leur accélération (voir plus loin l'accélération de Fermi).

En effet, plutôt que de tenir compte des angles de déviation importants en poussant le calcul perturbatif aux ordres plus élevés en \mathbf{B}_{st}^2 , on peut écrire directement l'équation cinétique en introduisant la section efficace différentielle de déflexion des particules sur les nuages magnétiques.

Cette grandeur phénoménologique, notée $d\sigma(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$, est définie de manière naturelle comme la section efficace de l'interaction EP/nuage magnétique, dans laquelle le nuage (infiniment lourd) n'est pas affecté, et la particule énergétique d'impulsion incidente \mathbf{p} ressort avec l'impulsion \mathbf{p}' .

Dérivation de l'équation de transport

Supposons que les inhomogénéités magnétiques soient toutes du même type, et se déplacent de manière isotrope à la vitesse u . En moyenne, pour un ensemble de réalisation des champs stochastiques (ou pour un temps assez long), on peut dire que la section efficace $d\sigma$ ne dépend que de l'angle θ entre \mathbf{p} et \mathbf{p}' , et qu'en norme, on a $p' = p$.

En tout point de l'espace, on peut se placer dans le référentiel où le milieu ambiant est localement au repos. Dans ce référentiel, \mathcal{R}^* , l'équation de Boltzmann des EPs s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f^*}{\partial t^*} + \mathbf{v}^* \cdot \frac{\partial f^*}{\partial \mathbf{r}^*} + q(\mathbf{v}^* \times \mathbf{B}^*) \cdot \frac{\partial f^*}{\partial \mathbf{p}^*} = -C^* v^* \sigma^* f^* \\ + C^* v^* \int f^*(\mathbf{r}^*, \mathbf{p}^{*'}, t^*) d\sigma^*(\mathbf{p}^*, \mathbf{p}^{*'}), \end{aligned} \quad (3.93)$$

où $C^*(\mathbf{r}^*)$ représente la densité de nuages magnétiques. Le terme de collision apparaissant au second membre exprime explicitement le bilan des collisions. Le premier terme représente le nombre de particules quittant le point $(\mathbf{r}^*, \mathbf{p}^*)$ de l'espace des phases, pour aller n'importe où ailleurs (section efficace totale), tandis que le second terme décrit l'arrivée de particules en $(\mathbf{r}^*, \mathbf{p}^*)$, intégrée sur toutes les provenances possibles.

2. Une telle étude peut cependant être menée (Toptygin, 1963; Gnedin & Dolginov, 1964). Elle donne d'ailleurs lieu à de très beaux morceaux de physique, avec notamment l'introduction de diagrammes analogues aux diagrammes de Feynman en théorie quantique des champs qui, rappelons le, ne sont rien d'autre qu'une représentation élégante et transparente de différentes contributions à l'intégrale d'interaction, dans une théorie perturbative. Rien d'étonnant, donc, à ce qu'on les retrouve ici. Mais très plaisant, n'est-il pas? ;-)

Pour obtenir l'équation cinétique dans le référentiel du laboratoire (MIS moyen), il faut effectuer une transformation de Lorentz, avec $\mathbf{u} \ll c$. En réalisant que $f^*(\mathbf{r}^*, \mathbf{p}^*, t^*) = f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, et en développant, comme précédemment, la fonction de distribution sur les deux premières harmoniques sphériques (Eq. 3.67), on obtient l'équivalent de (3.69) et (3.70) (Toptygin, 1985) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} = & \frac{u^2}{9\chi_0} \left[p^2 \frac{\partial^2 N}{\partial p^2} + \left(3 + \frac{v^2}{c^2} - \frac{p}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial p} \right) p \frac{\partial N}{\partial p} \right] \\ & + \frac{\mathbf{u}}{3\chi_0} \left[p \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial p} + \left(2 + \frac{v^2}{c^2} - \frac{p}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial p} \right) \mathbf{J} \right] \\ & + \frac{\mathbf{u} \times \mathbf{b}_0}{R_0 v} \left[p \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial p} + \left(1 + \frac{v^2}{c^2} \right) \mathbf{J} \right] \end{aligned} \quad (3.94)$$

et

$$\mathbf{J} + \frac{\Lambda}{R_0} \mathbf{b}_0 \times \mathbf{J} = -\chi_0 \nabla N - \frac{p}{3} \frac{\partial N}{\partial p} \left(\mathbf{u} + \frac{\Lambda}{R_0} \mathbf{b}_0 \times \mathbf{u} \right) - \frac{\Lambda}{v} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t}. \quad (3.95)$$

Cette dernière équation est exactement identique à (3.70), et elle admet par conséquent la même solution (3.73). Ceci n'a rien d'étonnant puisque nous avons dérivé plus haut l'expression du courant de EPs sans faire l'hypothèse de champs faibles. Toutefois, l'expression du tenseur de diffusion, qui rappelons-le contient toute la physique fondamentale, est différente. Plus exactement, $\chi_{\alpha\beta}$ garde la même expression formelle (Eq. 3.71 et 3.74), mais le libre parcours moyen s'exprime en fonction d'une section efficace effective dite *section efficace de transport* :

$$\Lambda = \frac{1}{C(\mathbf{r})\sigma_{\text{tr}}(p)}, \quad \text{où} \quad \sigma_{\text{tr}}(p) = \int (1 - \cos \theta) d\sigma. \quad (3.96)$$

En substituant l'expression du courant \mathbf{J} dans 3.94, on obtient l'équation de transport des EPs en présence de champs forts organisés en nuages magnétiques :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + u_\alpha \frac{\partial N}{\partial r_\alpha} - \frac{p}{3} \frac{\partial u_\alpha}{\partial r_\alpha} \frac{\partial N}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial r_\alpha} \chi_{\alpha\beta} \frac{\partial N}{\partial r_\beta}, \quad (3.97)$$

qui est formellement semblable à l'équation 3.75.

La dépendance du libre parcours moyen en p dépend de la taille et de la structure magnétique des nuages diffusants. Si les champs sont très forts, de sorte que les EPs ne pénètrent pas profondément dans les nuages, et si les contours de ces derniers sont relativement nets, on pourra considérer que la section efficace de transport σ_{tr} est égale à la section efficace géométrique du nuage (modèle des nuages solides). Ainsi, Λ est indépendant de p .

Dans la limite inverse, où les particules ne dévient que d'un angle assez faible à chaque collision (avec un nuage magnétique), on a :

$$1 - \cos \theta \simeq \frac{\theta^2}{2} \simeq \frac{l^2}{R^2}, \quad (3.98)$$

où l est la taille des nuages et R le rayon de giration des particules. Comme $R \propto p$, on a dans ce cas $\Lambda \propto p^2$, conformément à notre résultat de la section 3.3.3.

Dans le cas général d'une distribution de nuages magnétiques, le libre parcours moyen effectif est donné par :

$$\lambda^{-1} = \sum_i \Lambda_i^{-1} = \sum_i C_i(\mathbf{r}) \sigma_{\text{tr},i}(p), \quad (3.99)$$

et peut obéir à une dépendance en l'impulsion des EPs intermédiaire entre les deux cas extrêmes décrits ci-dessus :

$$\Lambda \propto p^\alpha, \quad 0 \leq \alpha \leq 2. \quad (3.100)$$

Toutefois, dans le cas de champs magnétiques forts, tels que $R_0 > l$, on peut avoir des dépendances en p différentes, et en particulier des cas où $\alpha < 0$ (voir ci-dessous).

3.3.5 Le transport des EPs en présence de champs forts

De notre approche en deux étapes décrite au § 3.3.1, nous n'avons réalisé que la première : moyenner l'équation cinétique décrivant les EPs sur les champs magnétiques à petite échelle. Nous allons maintenant considérer les fluctuations à grande échelle, représentées par le champ $\mathbf{B}_>$, pour lesquelles la longueur de corrélation est grande devant le rayon de Larmor des particules : $L_c \gg R_{\text{reg}}$. Puisque $R_{\text{reg}} = p/qB_{\text{reg}}$, il est équivalent de dire que l'on a affaire à un champ régulier intense, ou encore à des particules de relativement faible énergie. Nous supposons toutefois toujours que le champ stochastique $B_>$ est faible devant le champ régulier.

À nouveau, il est aisé de voir que la forme générale de l'équation de transport restera la même après moyennage sur les champs à grande échelle. Les coefficients de diffusion doivent cependant être réévalués, en partant de l'équation cinétique générale (3.60). Afin de simplifier les expressions – sans affecter le principe du calcul – nous supposons que le plasma sous-jacent est au repos ($\mathbf{u} = \mathbf{0}$), et que le champ magnétique régulier est uniforme ($\mathbf{B}_{\text{reg}} = \text{cte}$).

Dérive des EPs et équation cinétique

Comme nous l'avons expliqué plus haut, nous pouvons moyenner sur les champs à grande échelle en utilisant l'approximation du centre de guidage, et en

tenant compte de ce qu'au cours de chaque rotation, la trajectoire de la particule est légèrement déviée par le champ à petite échelle $\mathbf{B}_<$. Nous allons donc d'abord moyenner l'équation (3.60) sur l'angle ϕ décrivant la rotation de Larmor de la particule. Notant \bar{f} la valeur moyenne de la fonction de distribution, $\langle f \rangle_\phi$, on obtient la moyenne du membre de gauche :

$$\frac{\partial \bar{f}}{\partial t} + \dot{\mathbf{R}} \cdot \frac{\partial \bar{f}}{\partial \mathbf{r}} + \dot{p}_\parallel \cdot \frac{\partial \bar{f}}{\partial p_\parallel} + \dot{p}_\perp \cdot \frac{\partial \bar{f}}{\partial p_\perp}, \quad (3.101)$$

où $\dot{\mathbf{R}}$ est la vitesse du centre de guidage, et les indices \parallel et \perp se réfèrent à la direction du champ $\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{b}$. $\dot{\mathbf{R}}$, \dot{p}_\parallel et \dot{p}_\perp sont donnés par les équations de dérive (Sivukhin, 1963) qui, au premier ordre en R_{reg}/L_c et pour $\mathbf{u} = \mathbf{0}$, s'écrivent :

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{R}} &= v_\parallel \mathbf{b} \\ \dot{p}_\parallel &= \frac{1}{2} p_\perp v_\perp \text{div} \mathbf{b} \\ \dot{p}_\perp &= \frac{1}{2} p_\perp v_\parallel \text{div} \mathbf{b}. \end{aligned} \quad (3.102)$$

La première expression décrit le mouvement de la particule le long du champ magnétique régulier, mais aussi, puisque $\mathbf{B}_0 = \mathbf{B}_{\text{reg}} + \mathbf{B}_>$, le mouvement transverse dû à la courbure des lignes de champ par les fluctuations stochastiques à grande échelle. Les deux autres expressions décrivent la variation de l'angle entre l'impulsion de la particule et le champ \mathbf{B}_0 .

Il reste maintenant à moyenner sur ϕ le membre de droite de (3.60). Nous commençons par réécrire $\hat{D}_\beta f$ comme :

$$\hat{D}_\beta f = \frac{2qp_\parallel}{E} \epsilon_{\beta\mu\nu} p_\mu b_\nu \left(\frac{\partial}{\partial p_\parallel^2} - \frac{\partial}{\partial p_\perp^2} \right) f, \quad (3.103)$$

où $\epsilon_{\beta\mu\nu}$ est le tenseur antisymétrique unité. L'opérateur différentiel du membre de droite n'affecte que le pitch-angle θ des particules, et peut être écrit sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial p_\parallel^2} - \frac{\partial}{\partial p_\perp^2} = \frac{2}{p^2 \sin 2\theta} \frac{\partial}{\partial \theta}. \quad (3.104)$$

Afin de la reporter dans (3.60), nous évaluons maintenant l'expression 3.103 en $\mathbf{p} - \Delta \mathbf{p}(\tau)$, où $\delta \mathbf{p}$ est donné par 3.58 :

$$\hat{D}_\beta f|_{\mathbf{p}-\Delta \mathbf{p}} = \frac{2qp_\parallel}{E} (\epsilon_{\beta\mu\nu} b_\nu p_\mu \cos \Omega\tau + p_{\perp\beta} \sin \Omega\tau) \left(\frac{\partial}{\partial p_\parallel^2} - \frac{\partial}{\partial p_\perp^2} \right) f. \quad (3.105)$$

Nous prenons par ailleurs la forme générale du corrélateur des champs magnétiques dans le cas isotrope (Eq. 3.24) :

$$T_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \delta\mathbf{r}(\tau), \tau) = \int P(\mathbf{r}, k)(\delta_{\alpha\beta} - k_\alpha k_\beta / k^2) \exp[i\mathbf{k} \cdot \Delta\mathbf{r}(\tau)] d\mathbf{k}, \quad (3.106)$$

où $\Delta\mathbf{r}$ est donné par (3.57).

En reportant tout cela dans (3.60) et en moyennant sur l'angle de Larmor ϕ , on obtient finalement :

$$\frac{\partial \bar{f}}{\partial t} + v_{\parallel} \mathbf{b} \cdot \frac{\partial \bar{f}}{\partial \mathbf{r}} - \frac{1}{2} v_{\perp} \text{div} \mathbf{b} \cdot \frac{\partial \bar{f}}{\partial \theta} = \hat{S} \bar{f}, \quad (3.107)$$

où \hat{S} est l'opérateur de délexion des particules par les champs stochastiques de petite échelle, défini par :

$$\hat{S} \bar{f} = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta b_s(\theta) \frac{\partial \bar{f}}{\partial \theta}. \quad (3.108)$$

En écrivant \hat{S} sous cette forme, on fait apparaître le coefficient de diffusion dans l'espace des pitch-angles :

$$b_s(\theta) = \frac{q^2}{2E^2} \int_0^\infty d\tau \int d\mathbf{k} P(\mathbf{r}, k) [\cos \Omega\tau + \sin^2 \Theta \sin \Phi \sin(\Omega\tau - \Phi)] \times \cos\{k_{\parallel} v_{\parallel} \tau + k_{\perp} R_{\perp} [\sin(\Omega\tau - \Phi) + \sin \Phi]\}, \quad (3.109)$$

où Θ et Φ sont les angles polaires du vecteur \mathbf{k} , et $R_{\perp} = v_{\perp} / \Omega$.

Voilà, nous avons donc obtenu l'équation cinétique pour les EPs écrite dans l'approximation de la dérive du centre de guidage. Nous allons maintenant pouvoir moyenner cette équation sur les champs stochastiques à grande échelle. Pour ce faire, il est pratique de transformer légèrement (3.107) par un simple changement de variable, remplaçant le pitch-angle θ par l'invariant adiabatique transverse I :

$$I = p_{\perp}^2 / B_0 = p^2 \sin^2 \theta / B_0. \quad (3.110)$$

On obtient :

$$\frac{\partial \bar{f}}{\partial t} + v_{\parallel} \mathbf{b} \cdot \frac{\partial \bar{f}}{\partial \mathbf{r}} = \frac{4p^2}{B_0} \frac{\partial}{\partial I} I \cos^2 \theta b_s(\theta) \frac{\partial \bar{f}}{\partial I} + 2I b_s(\theta) \frac{\partial \bar{f}}{\partial I}, \quad (3.111)$$

où v_{\parallel} et θ doivent être exprimés en fonction de I et \mathbf{r} , grâce à (3.110).

Effet moyen des champs magnétiques à grande échelle

Pour moyenner (3.111) sur les champs à grande échelle, on procède exactement comme en § 3.3.2. On reporte le développement de la fonction de distribution $\bar{f} = f_0 + f_1$, où $\langle f_1 \rangle = 0$, et on ne garde que les termes du premier ordre en $\mathbf{B}_>$.

On obtient alors une équation sur f_0 faisant intervenir une moyenne sur f_1 (analogue à 3.51), et une équation sur f_1 ayant un ‘terme source’ dépendant de f_0 . On intègre alors cette équation à l’aide de la fonction de Green, et on reporte f_1 dans l’équation pour f_0 , afin d’obtenir une équation fermée pour la fonction de distribution moyenne.

Il est inutile de reproduire ici l’ensemble de la procédure, qui ne présente aucune difficulté, ni physique, ni mathématique. Donnons simplement l’équation cinétique résultante :

$$\boxed{\frac{\partial f_0}{\partial t} + v_{\parallel} \mathbf{b}_{\text{reg}} \cdot \nabla f_0 - \nabla_{\alpha} \chi_{\alpha\beta}^{\perp} f_0 = \hat{S} f_0.} \quad (3.112)$$

Dans cette équation, l’opérateur de déflexion, \hat{S} , est celui de l’équation (3.108) le tenseur de diffusion perpendiculairement au champ régulier \mathbf{B}_{reg} est défini par :

$$\chi_{\alpha\beta}^{\perp} = \frac{1}{B_{\text{reg}}^2} \int G(\mathbf{r}, I, t; \mathbf{r}', I', t') v_{\parallel} v'_{\parallel} \langle B_{\perp\alpha}^> B_{\perp\beta}^{'>} \rangle d\mathbf{r}' dI' dt', \quad (3.113)$$

où G est la fonction de Green associée à l’opérateur $\partial/\partial t + v_{\parallel} \mathbf{b}_0 \cdot \nabla - \hat{S}_{\text{reg}}$, que nous évaluerons plus loin.

Diffusion dans l’espace des pitch-angles

Avant de poursuivre notre route et d’établir l’équation de transport des EPs dans des champs magnétiques forts, présentant des inhomogénéités à grande échelle, nous nous penchons un peu plus sur l’opérateur de déflexion, qui décrit la diffusion des particules dans l’espace des pitch-angles.

Nous avons déjà mis cet opérateur sous une forme explicitement diffusive (Eq. 3.108), faisant apparaître le coefficient de diffusion $b(\theta)$. Celui-ci est donné par l’intégrale (3.109), que l’on peut évaluer à l’aide de la méthode classique des fonctions de Bessel, notées $J_n(x)$.

La méthode consiste à développer les doubles sinusoides de l’intégrale (3.109) sur les fonctions de Bessel, conformément à la formule :

$$\exp(ik_{\perp} R_{\perp} \sin \phi) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(k_{\perp} R_{\perp}) \exp(in\phi). \quad (3.114)$$

L'intégration sur ϕ est immédiate, et l'intégration sur τ donne ensuite une fonction delta et une "valeur principale", VP :

$$\int_0^\infty d\tau \exp\{i\tau[k_{\parallel}v_{\parallel} + (n \pm 1)\Omega]\} = i \frac{\text{VP}}{k_{\parallel}v_{\parallel} + (n \pm 1)\Omega} + \pi \delta(k_{\parallel}v_{\parallel} + (n \pm 1)\Omega). \quad (3.115)$$

En reportant cette expression dans (3.109), les termes en VP se compensent, et on obtient :

$$\begin{aligned} b_s(\theta) = & \frac{\pi^2 q^2}{2E^2} \sum_{n=0}^{\infty} \int \left[J_n^2(k_{\perp} R_{\perp}) + J_{n+2}^2(k_{\perp} R_{\perp}) - 2 \frac{k_{\perp}^2}{k^2} J_{n+1}'^2(k_{\perp} R_{\perp}) \right] \\ & \times [\delta(k_{\parallel}v_{\parallel} + (n+1)\Omega) + \delta(k_{\parallel}v_{\parallel} - (n+1)\Omega)] P(k) k_{\perp} dk_{\perp} dk_{\parallel} \\ & + \frac{\pi^2 q^2}{E^2} \int \frac{k_{\parallel}^2}{k^2} P(k) J_1^2(k_{\perp} R_{\perp}) \delta(k_{\parallel}v_{\parallel}) k_{\perp} dk_{\perp} dk_{\parallel}. \end{aligned} \quad (3.116)$$

Voilà, nous ne souhaitons pas développer plus avant le calcul. Nous voulions simplement montrer comment les conditions de résonance entre le spectre des inhomogénéités magnétiques et les EPs émergeaient de l'étude rigoureuse du transport des particules, dans le cadre de la théorie cinétique. Ces résonances, introduites de façon intuitive au début de ce chapitre, apparaissent en effet clairement par les fonctions delta dans l'expression (3.116). La première intégrale décrit la résonance cyclotron, correspondant à $k_{\parallel}v_{\parallel} = \pm(n+1)\Omega$, tandis que la seconde se rapporte à la résonance dite Cherenkov, correspondant à $v_{\parallel} = 0$. Dans ce cas, en effet, la vitesse de la particule le long de \mathbf{B}_{reg} coïncide avec la vitesse nulle des inhomogénéités magnétiques³.

Bien sûr, il est possible de poursuivre l'étude de la diffusion dans l'espace des pitch-angle, en introduisant notre expression canonique pour le tenseur de corrélation des champs magnétiques, et en étudiant les comportements asymptotiques et les effets comparés des résonances cyclotron et Cherenkov. Mais ceci nous porterait trop loin de notre propos. Le lecteur intéressé se reportera à l'excellent livre de Topygin (1985), dont nous nous sommes d'ailleurs largement inspirés pour cette synthèse sur le transport des particules.

3.3.6 L'approximation diffusive en champs forts

L'équation de transport

Comme nous l'avons fait dans le cas des champs magnétiques de petite échelle, nous pouvons dériver l'équation de transport des EPs en présence de

3. Rappelons que nous considérons ici des inhomogénéités statiques. Dans le cas d'ondes dont la relation de dispersion est fixée par la fonction $\omega(\mathbf{k})$, on obtient la même équation, mais cette fois avec $\delta(\omega - k_{\parallel}v_{\parallel} - n\Omega)$, qui coïncide avec la condition 3.10 donnée plus haut.

champs fluctuants à grande échelle (cas équivalent à un champ régulier fort), dans l'approximation diffusive.

Pour cela, la procédure est toujours la même. Elle consiste à admettre que l'anisotropie des EPs n'est qu'une correction mineure (en raison du grand nombre d'interactions défléchissantes), et à développer la fonction de distribution comme :

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \frac{1}{4\pi} N(\mathbf{r}, p, t) + \delta f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t), \quad (3.117)$$

où N représente la partie isotrope, et où $\int \delta f d\Omega_{\mathbf{p}} = 0$.

Notons que cette fois, nous n'avons pas préjugé de la forme de la correction anisotrope, contrairement au cas des irrégularités magnétiques à petite échelle. C'est que les harmoniques sphériques ne sont plus fonctions propres de l'opérateur de diffusion. Nous supposons simplement que, par analogie avec (3.67), δf s'écrit comme $\delta f(\mathbf{r}, p, \cos \theta, t)$, et est une fonction paire en $\cos \theta$.

En reportant (3.117) dans l'équation cinétique (3.112), nous obtenons les équations analogues de (3.69) et (3.70) :

$$\begin{aligned} \hat{S}\delta f = & \frac{1}{4\pi} \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} \delta f + \frac{v}{4\pi} (\mathbf{b}_{\text{reg}} \cdot \nabla N) \cos \theta + v (\mathbf{b}_{\text{reg}} \cdot \nabla \delta f) \cos \theta \\ & - \frac{1}{4\pi} \nabla_{\alpha} \chi_{\alpha\beta}^{\perp} \nabla_{\beta} - \nabla_{\alpha} \chi_{\alpha\beta}^{\perp} \nabla_{\beta} \delta f. \end{aligned} \quad (3.118)$$

En intégrant cette relation sur l'angle solide relatif à la direction de \mathbf{p} , et en tenant compte de la parité de $\chi_{\alpha\beta}^{\perp}$ relativement au pitch-angle θ (Eq. 3.113), ainsi que de l'égalité $\int \hat{S}\delta f d\Omega_{\mathbf{p}} = 0$, on obtient :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + v (\mathbf{b}_{\text{reg}} \cdot \nabla) \int \cos \theta \delta f d\Omega_{\mathbf{p}} = \nabla_{\alpha} \bar{\chi}_{\alpha\beta}^{\perp} \nabla_{\beta} N, \quad (3.119)$$

où

$$\bar{\chi}_{\alpha\beta}^{\perp} = \frac{1}{4\pi} \int \chi_{\alpha\beta}^{\perp} d\Omega_{\mathbf{p}} \quad (3.120)$$

est le tenseur de diffusion transverse moyenné sur les pitch-angles.

La seconde équation est obtenue en annulant les termes impairs en $\cos \theta$ dans (3.118) :

$$\hat{S}\delta f = \frac{\partial}{\partial t} \delta f + \frac{v}{4\pi} (\mathbf{b}_{\text{reg}} \cdot \nabla N) \cos \theta - \nabla_{\alpha} \chi_{\alpha\beta}^{\perp} \nabla_{\beta} \delta f. \quad (3.121)$$

Comme nous l'avons fait plus haut, nous évaluons cette équation à des temps et des distances grandes. La pire inhomogénéité/anisotropie est obtenue dans le cas d'une source ponctuelle anisotrope. Dans ce cas, nous nous plaçons à des temps $t \gg \Lambda_{\parallel}/v$ et à des distances $\Delta r_{\parallel} \gg \Lambda_{\parallel}$, ce qui correspond à des distances transverses $\Delta r_{\perp} \gg \sqrt{\chi^{\perp} \Lambda_{\parallel}/v}$. Dans ce cas, (3.121) devient :

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta b_s(\theta) \frac{\partial}{\partial \theta} \delta f = \frac{v}{4\pi} (\mathbf{b}_{\text{reg}} \cdot \nabla N) \cos \theta. \quad (3.122)$$

Cette équation s'intègre en :

$$\delta f(\theta) = -\frac{v}{8\pi} (\mathbf{b}_{\text{reg}} \cdot \nabla N) \int_{\pi/2}^{\theta} d\theta \frac{\sin \theta}{b_s(\theta)}, \quad (3.123)$$

de sorte que :

$$\int \cos \theta \delta f d\Omega_{\mathbf{p}} = -\frac{1}{3} \Lambda_{\parallel} \mathbf{b}_{\text{reg}} \cdot \nabla N, \quad (3.124)$$

où :

$$\Lambda_{\parallel} = \frac{3}{8} v \int_0^{\pi} d\theta \frac{\sin^3 \theta}{b_s(\theta)} \quad (3.125)$$

est le libre parcours moyen le long du champ magnétique.

En reportant δf dans (3.119), on obtient finalement l'équation de diffusion :

$$\boxed{\frac{\partial N}{\partial t} - \chi_{\parallel} \mathbf{b}_{\text{reg}} \cdot \nabla N - \nabla_{\alpha} \chi_{\alpha\beta}^{\perp} \nabla_{\beta} N = 0.} \quad (3.126)$$

Le coefficient de diffusion longitudinal

Le coefficient de diffusion longitudinal apparaissant dans l'équation vaut :

$$\chi_{\parallel} = \frac{1}{3} \Lambda_{\parallel} v, \quad (3.127)$$

ce qui justifie la définition anticipée de Λ_{\parallel} à l'équation (3.125). Ce libre parcours moyen peut maintenant être évalué en introduisant la valeur effective de $b_s(\theta)$, calculée pour un spectre magnétique donné. Nous ne donnons ici que le résultat approché, obtenu avec le corrélateur (3.33) :

$$\Lambda_{\parallel} \sim \left(\frac{B_{\text{reg}}}{B_{>}} \right)^2 \left(\frac{L_{>}}{R} \right)^{\nu-1} R, \quad (3.128)$$

où R est le rayon de giration du EP, et $L_>$ la longueur de corrélation des champs stochastiques à grande échelle.

Ainsi, pour $\nu > 2$, le libre parcours moyen longitudinal décroît lorsque l'énergie de la particule augmente. Ceci est dû au fait que plus le rayon de Larmor est grand, plus l'échelle des inhomogénéités pouvant contribuer à la diffusion est grande, et finalement, leur nombre augmente.

Il est par ailleurs très satisfaisant de remarquer que l'expression obtenue ici pour Λ_{\parallel} est tout à fait semblable à celle que nous avons dérivée au § 3.1.2, par des arguments intuitifs approchés. En effet, puisque les particules sont défléchies par les inhomogénéités d'échelle $\lambda \lesssim R$, R joue le rôle de longueur de corrélation effective. Or l'amplitude typique des champs magnétiques de longueur d'onde $\sim R$ est $B \sim B_>(R/L_>)^{(\nu-1)/2}$. En reportant ceci dans (3.128), on obtient exactement l'expression (Eq. 3.6) !

Le coefficient de diffusion transversal

Enfin, le coefficient de diffusion transversal, $\chi_{\alpha\beta}^{\perp}$, s'obtient à partir de l'expression 3.113. Il s'agit simplement de calculer la fonction de Green qui y figure :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{\parallel} \mathbf{b}_{\text{reg}} \cdot \nabla - \hat{S} \right) G = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \delta(\cos \theta - \cos \theta') \delta(t - t'). \quad (3.129)$$

Comme G intervient dans (3.113) conjointement avec le facteur $\langle \mathbf{B}_{\perp\alpha}^> \mathbf{B}_{\perp\alpha}'^> \rangle$, c'est-à-dire le corrélateur des champs fluctuants à grande échelle, la fonction de Green ne contribue en réalité à $\chi_{\alpha\beta}^{\perp}$ que pour des distances $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ de l'ordre de la longueur de corrélation de ces champs, $L_>$.

Pour évaluer le terme de déflexion dans (3.129), qui a les dimensions de G divisées par un temps, on note que par définition, le temps libre moyen s'écrit $\tau = v/\Lambda_{\parallel}$. On a alors $\hat{S}G = (v/\Lambda_{\parallel})G$.

Cas où $\Lambda_{\parallel} \gg L_>$: Dans l'hypothèse où les particules sont peu défléchies sur une longueur de corrélation, c'est-à-dire que le libre parcours moyen longitudinal est grand devant la longueur de corrélation des champs, $\Lambda_{\parallel} \gg L_>$, on peut réécrire l'équation de Green comme :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{\parallel} \mathbf{b}_{\text{reg}} \cdot \nabla \right) G = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \delta(\cos \theta - \cos \theta') \delta(t - t'), \quad (3.130)$$

qui ne contient que le terme convectif, et qui s'intègre donc trivialement en :

$$G(\mathbf{r}, \theta, t; \mathbf{r}', \theta', t') = \delta(\mathbf{r} - v_{\parallel} \mathbf{b}_{\text{reg}}(t - t') - \mathbf{r}') \delta(\cos \theta - \cos \theta') H(t - t'). \quad (3.131)$$

En reportant cette solution dans (3.113), et en faisant usage de notre tenseur de corrélation canonique pour les inhomogénéités magnétiques, on obtient :

$$\chi_{\alpha\beta}^{\perp} = \frac{\sqrt{\pi}\Gamma(\nu/2)B_{>}^2}{3\Gamma(\eta)B_{\text{reg}}^2}L_{>}|v_{\parallel}|(\delta_{\alpha\beta} - b_{\text{reg}\alpha}b_{\text{reg}\beta}), \quad (3.132)$$

où $B_{>}^2 \equiv \langle \mathbf{B}_{>}^2 \rangle$ et $\eta = (\nu - 1)/2$.

Pour une fonction de distribution isotrope, c'est-à-dire loin des source ($r \gg \Lambda_{\parallel}$), on peut moyenner sur les pitch-angles, et obtenir (Toptygin, 1985) :

$$\chi_{\alpha\beta}^{\perp} = \frac{1}{3}\Lambda_{\perp}v(\delta_{\alpha\beta} - b_{\text{reg}\alpha}b_{\text{reg}\beta}), \quad (3.133)$$

où

$$\Lambda_{\perp} = \frac{\sqrt{\pi}\Gamma(\nu/2)B_{>}^2}{2\Gamma(\eta)B_{\text{reg}}^2}. \quad (3.134)$$

Cas où $\Lambda_{\parallel} \ll L_{>}$: Dans le cas inverse où les particules subissent de fortes déviations sur une longueur de corrélation, on peut recourir à 'l'approximation de diffusion', et développer la fonction de Green en une partie isotrope, et une petite correction anisotrope : $G = G_0 + G_1$. En procédant comme nous l'avons déjà fait maintes fois dans des circonstances analogues (deux équations en G_0 et G_1 ; intégration de celle en G_1 avec G_0 comme terme source; report dans l'équation en G_0), on obtient finalement :

$$\chi_{\alpha\beta}^{\perp} = \frac{1}{3}\Lambda_{\perp}v(\delta_{\alpha\beta} - b_{\text{reg}\alpha}b_{\text{reg}\beta}), \quad (3.135)$$

avec

$$\Lambda_{\perp} = \frac{2}{3}\Lambda_{\parallel} \left(\frac{B_{>}}{B_{\text{reg}}} \right)^2. \quad (3.136)$$

Synthèse : On peut enfin proposer une formule approchée reliant les expressions (3.134) et (3.136), valable en ordre de grandeur pour n'importe quel rapport $\Lambda_{\parallel}/L_{>}$:

$$\Lambda_{\perp} = \left(\frac{B_{>}}{B_{\text{reg}}} \right)^2 \frac{L_{>}\Lambda_{\parallel}}{\frac{3}{2}\Lambda_{\parallel} + \frac{2\Gamma(\nu/2-1/2)}{\sqrt{\pi}}\Gamma(\nu/2)L_{>}}. \quad (3.137)$$

Discussion

Comme nous l'avons fait pour le coefficient de diffusion longitudinal, il est instructif de retrouver l'ordre de grandeur de χ_\perp à partir d'arguments intuitifs simples. Dans la limite $\Lambda_\parallel \gg L_>$, le déplacement transversale des EPs est faible à chaque étape de la diffusion, c'est-à-dire à chaque rencontre d'une inhomogénéité magnétique, ou encore à chaque traversée d'une longueur de corrélation. Ce déplacement peut s'écrire $l_\perp \sim L_>(B_>/B_{\text{reg}})$, où $B_>$ est l'amplitude typique des champs stochastiques. Au bout d'un temps t , c'est-à-dire après $N \sim |v_\parallel|t/L_>$ étapes, il devient $\Delta l_\perp \sim l_\perp N^{\frac{1}{2}}$. En identifiant avec la relation définissant le coefficient de diffusion : $\Delta l_\perp^2 = \chi_\perp t$, on obtient l'expression :

$$\chi_\perp \sim L_>|v_\parallel| \left(\frac{B_>}{B_{\text{reg}}} \right)^2, \quad (3.138)$$

compatible avec la valeur donnée par (3.134).

Dans la limite opposée, $\Lambda_\parallel \ll L_>$, un grand nombre de déflexions ont lieu pendant le temps τ correspondant à la traversée d'une longueur de corrélation. Le déplacement transversal est donc donné pour chaque étape par une formule diffusive : $l_\perp \sim \sqrt{\chi_\parallel \tau} B_>/B_{\text{reg}}$. Pendant le temps t , le nombre d'étapes est $N \sim t/\tau$. On obtient alors :

$$\chi_\perp \sim \chi_\parallel \left(\frac{B_>}{B_{\text{reg}}} \right)^2, \text{ soit } \Lambda_\perp \sim \Lambda_\parallel \left(\frac{B_>}{B_{\text{reg}}} \right)^2, \quad (3.139)$$

qui est à nouveau compatible avec (3.136).

Comparons à présent les deux types de diffusion : sur les inhomogénéités magnétiques de grande échelle, et sur celles de petite échelle, dont l'étude a conduit au § 3.3.3 à l'expression (3.74) pour le tenseur de diffusion, que nous notons dorénavant $\chi_<$.

Pour un rayon de Larmor, R , grand devant le libre parcours moyen, $\Lambda_{<\parallel}$, nous avons déjà remarqué que la diffusion sur les petites échelles était isotrope. Dans le cas opposé, nous avons d'après (3.74) :

$$\chi_{<}^\perp = \frac{1}{3} v \frac{R^2}{\Lambda_\parallel}. \quad (3.140)$$

Ceci nous permet d'établir que la contribution des inhomogénéités de petite échelle à la diffusion des EPs est faible. En effet, d'après (3.128), (3.134) et (3.136), on a :

$$\frac{\chi_{<}^\perp}{\chi_{>}^\perp} \sim \left(\frac{R}{L_c} \right)^\nu \ll 1, \quad \text{pour } R \ll L_c \ll \Lambda_\parallel, \quad (3.141)$$

et

$$\frac{\chi_{\perp}^{\perp}}{\chi_{\perp}^{\parallel}} \sim \left(\frac{B_{>}}{B_{\text{reg}}} \right)^2 \left(\frac{R}{L_c} \right)^{2\nu-2} \ll 1, \quad \text{pour } R \ll \Lambda_{\parallel} \ll L_c. \quad (3.142)$$

En revanche, les termes croisés χ_{12} et χ_{21} , qui représentent ce qu'on appelle la diffusion de Hall, peuvent jouer un rôle important. Toujours d'après (3.74), on a :

$$\chi_{12} = \frac{1}{3} v R. \quad (3.143)$$

Ainsi, χ_{12}/χ_{\perp} vaut $\sim (R/L_c)^{\nu-1}$ pour $\Lambda_{\parallel} \ll L_c$, et est donc petit. En revanche, pour $L_c \ll \Lambda_{\parallel}$, on a $\chi_{12}/\chi_{\perp} \sim (R/L_c)(B_{\text{reg}}/B_{>})^2$, qui peut prendre des valeurs élevées si $B_{>}$ est suffisamment faible.

3.3.7 Conclusion

Notre étude du transport des particules énergétiques dans le plasma interstellaire est à présent terminée. Nous avons montré comment dériver l'équation de transport en moyennant l'équation cinétique, décrivant l'évolution de la fonction de distribution des EPs, sur les champs magnétiques stochastiques. Pour ce faire, nous avons distingué les champs à grande échelle, et les champs à petite échelle, suivant la relation entre le rayon de giration des particules dans le champ magnétique régulier, et la longueur de corrélation des champs fluctuants, ou leur longueur d'onde, si on considère le champ global comme une superposition d'ondes plasma de type Alfvén ou magnétosonique.

L'équation de transport obtenue est la suivante :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + u_{\alpha} \frac{\partial N}{\partial r_{\alpha}} - \frac{p}{3} \frac{\partial u_{\alpha}}{\partial r_{\alpha}} \frac{\partial N}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial r_{\alpha}} \chi_{\alpha\beta} \frac{\partial N}{\partial r_{\beta}}. \quad (3.144)$$

Les différents termes ont été analysés d'un point de vue physique, et nous avons signalé que la forme de l'équation de transport n'était pas significative en elle-même. Nous en avons d'ailleurs donné une dérivation générale ne faisant intervenir aucune hypothèse sur la manière dont les EPs interagissent avec le milieu interstellaire. Toute la physique est en réalité contenue dans le tenseur de diffusion, $\chi_{\alpha\beta}$, qui intègre toutes les résonances entre les EPs et les champs magnétiques stochastiques interstellaires.

Ceci nous permet d'affirmer que les champs magnétiques à grande échelle n'affectent ni le terme convectif, $\mathbf{u} \cdot \nabla N$ (ce qui est d'ailleurs évident), ni le terme 'adiabatique', $(p/3) \text{div} \mathbf{u} (\partial N / \partial p)$ (ce qui ne l'est pas moins si l'on considère qu'il dérive simplement de l'expression du courant de EPs). Notons que si ces deux termes n'ont pas été obtenu lors de notre étude sur les champs à grande échelle, c'est parce que nous avons choisi d'en simplifier la présentation en fixant $\mathbf{u} = \mathbf{0}$.

Nous revanche, nous avons obtenu l'essentiel, à savoir l'expression des coefficients de diffusion longitudinal et transversal.

En résumé, le transport des EPs dans le plasma interstellaire possédant un mouvement régulier à la vitesse \mathbf{u} est décrit par l'équation (3.144). Si le champ magnétique régulier est faible, de sorte qu'il n'y a pas de fluctuations à grande échelle, le tenseur de diffusion χ est donné par (3.74). Si au contraire le MIS abrite des champs forts, le tenseur de diffusion est le suivant :

$$\chi = \frac{1}{3}v \begin{bmatrix} \Lambda_{\perp} & R & 0 \\ -R & \Lambda_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \Lambda_{\parallel} \end{bmatrix}, \quad (3.145)$$

où R est le rayon de giration des particules, Λ_{\perp} est donné par (3.137), et Λ_{\parallel} par (3.128), ou (3.128) dans le cas général ne présupposant pas du corrélateur des champs magnétiques.

Forts de notre équation de transport (3.144), et sachant que nous pouvons en principe calculer les coefficients de transport correspondant, nous pouvons maintenant en venir à l'accélération des particules, qui constituera notre dernière étape théorique avant la construction de modèles astrophysiques effectifs, et leur application à des situations concrètes.

3.4 L'accélération des particules énergétiques

Nous avons étudié dans le chapitre précédent un certain nombre de mécanismes par lesquels des particules chargées énergétiques interagissent avec le milieu interstellaire et, ce faisant, perdent de l'énergie. Or les particules énergétiques existent. C'est un fait. Il a donc bien fallu les accélérer. Comment ?

Nous n'avons que trop insité sur le fort couplage existant entre les EPs et le champ magnétique interstellaire. Nous verrons qu'il conduit, en présence de champs fluctuants ou de turbulence magnétique, à un mécanisme d'accélération très général, connu sous le nom générique de *processus stochastique de Fermi*, ou processus de Fermi du second ordre, dont le champ d'application dépasse d'ailleurs le cadre de l'astrophysique. Nous avons également présenté au chapitre premier, plusieurs arguments permettant d'identifier les supernovæ (SNe) et les chocs qu'elles engendrent comme les sources probables de la majeure partie du rayonnement cosmique entre 1 et 10^5 GeV. Ces mécanismes sont de la plus haute importance en astrophysique des hautes énergies, et nous nous proposons maintenant de les détailler.

Nous procéderons comme nous l'avons fait pour l'étude du transport des particules, en présentant d'abord des arguments heuristiques permettant d'obtenir rapidement les résultats essentiels, et faisant ressortir l'essence des processus physiques impliqués. Ensuite, nous nous tournerons vers une étude

plus rigoureuse, menée comme il se doit dans le cadre de la théorie cinétique, dans laquelle nous appliquerons, et étendrons si nécessaire, les résultats de la section précédente sur le transport des EPs dans les inhomogénéités magnétique.

Commençons par le premier mécanisme proposé comme responsable de l'accélération des rayons cosmiques dans la Galaxie. On le doit à Enrico Fermi, qui fit jadis aux astrophysiciens l'honneur de s'intéresser à leur discipline. Son modèle dut finalement être abandonné, pour manque d'efficacité et surtout trop grande lenteur, mais le mécanisme existe bel et bien, et joue un rôle fondamental dans bien des situations astrophysiques, comme nous le verrons par la suite.

3.4.1 Le processus stochastique de Fermi

Le principe du processus

En 1949, Fermi montra que les collisions des particules chargées avec les nuages du milieu interstellaire (MIS) conduisaient, en moyenne, à une accélération. Pour établir ce résultat, Fermi modélise le MIS en considérant des 'miroirs magnétiques' en mouvement, associés aux irrégularités du champ galactique. Ces miroirs sont les équivalents de ce que nous avons nommé des nuages magnétiques au § 3.3.4. Lorsqu'une particule chargée rencontre un tel miroir, elle est déviée par les champs magnétiques intenses qu'il abrite, et se voit finalement réfléchi. Nous pouvons alors oublier les processus internes d'interaction entre le nuage et la particule, et considérer simplement que cette dernière rencontre un mur infiniment massif (comparativement à sa propre masse), et s'y réfléchit en conservant son énergie. Ce dernier point résulte du fait que les champs magnétiques figés dans le nuage/miroir courbent la trajectoire, mais ne travaillent pas.

D'où vient alors l'accélération ? La réponse se trouve dans le mouvement des miroirs magnétiques au sein du milieu interstellaire. La réflexion conserve l'énergie de la particule dans le référentiel du miroir, \mathcal{R}' , mais cette énergie est différente de celle mesurée dans le référentiel du MIS, \mathcal{R} . Considérons un choc frontal, comme celui représenté sur la figure (3.2a). Dans \mathcal{R}' , la particule incidente arrive sur le nuage magnétique avec une énergie cinétique effective supérieure à son énergie cinétique dans \mathcal{R} . Elle conserve alors cette énergie lors de la réflexion, mais se 'retourne', de sorte que le retour au référentiel \mathcal{R} augmente encore son énergie. Au total, l'accroissement relatif d'énergie de la particule est de l'ordre de V/c ($\Delta E \sim E(V/v)$, et $v \sim c$).

C'est exactement comme lorsqu'un joueur de tennis renvoie une balle à son adversaire. S'il se comporte simplement comme un mur de masse infinie, en se contentant de tenir son bras ferme afin de ne pas reculer lors du choc balle/raquette, la balle repartira avec sa vitesse d'arrivée (on néglige l'échauffement des cordes et de la balle). Si au contraire il frappe la balle vers l'avant, le rebond est élastique dans le référentiel de la raquette, mais par rapport au cours de tennis, la vitesse de la balle augmente.

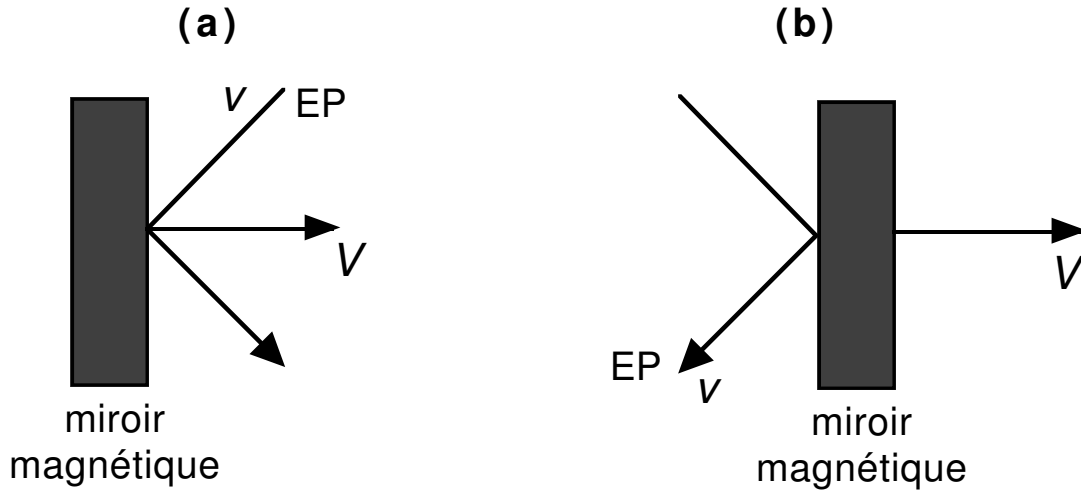


FIG. 3.2: Chocs frontal (a) et fuyant (b) entre une particule énergétique chargée de vitesse v et un nuage/miroir magnétique de vitesse V , dans la modélisation de Fermi (1949).

Toutefois, les lois de la physique étant réversibles, le processus inverse peut également avoir lieu. Lors d'un choc fuyant, comme sur la figure (3.2b), la particule a une vitesse plus faible dans \mathcal{R}' que dans \mathcal{R} . Après le rebond, qui n'affecte pas la vitesse dans \mathcal{R}' , la particule est 'retournée' et subit donc à nouveau une transformation de Lorentz (changement de référentiel) défavorable. Dans ce, le bilan de la collision est une perte d'énergie, et non une accélération. L'équivalent tennistique de ce processus est bien sûr l'amortie, coup dans lequel le tennisman recule sa raquette pour ralentir la balle par rapport au terrain.

Ce que Fermi (1949) a fait valoir, c'est que si les chocs fuyants individuels font perdre en moyenne autant d'énergie que les chocs frontaux n'en font gagner, la probabilité des collisions frontales et fuyantes est légèrement différente, ce qui conduit à un bilan moyen non nul. Si la distribution des miroirs magnétiques est isotrope, les EPs ont en effet plus de chance de rencontrer ceux qui viennent au devant d'eux, que ceux qui les fuient. L'accélération résulte de cette dyssymétrie. Un simple calcul montre cependant qu'elle est du second ordre en V/c , car l'accroissement/abaissement relatif en V/c produit par les chocs individuels s'annule en moyenne.

Il est à noter que le processus d'accélération proposé par Fermi est essentiellement stochastique, en ce sens que le devenir de chaque particule dépend du hasard de ses rencontres avec les nuages magnétiques du MIS. Telle particule subira par exemple plusieurs collisions frontales consécutives, et verra donc son énergie augmenter fortement, quand telle autre rencontrera coup sur coup des nuages magnétiques fuyants, et perdra beaucoup d'énergie.

Ces processus d'échange stochastique d'énergie entre deux populations dis-

tinctes (ici les EPs et les nuages magnétiques), sont familiers au physicien. Comment ne pas songer en effet au processus de thermalisation ? Si l'on relit l'article de Fermi (1949), on y trouve d'ailleurs cette lumineuse remarque : « [...] ultimately statistical equilibrium should be established between the degrees of freedom of the wandering fields and the degrees of freedom of the particle. Equipartition evidently corresponds to an unbelievably high energy. The essential limitation, therefore, is not the ceiling of energy that can be attained, but rather the rate at which energy is acquired ».

En effet, si les EPs et les champs magnétiques du MIS sont capables d'interagir, et donc d'échanger de l'énergie, l'établissement d'un équilibre 'thermodynamique' est en principe inévitable. Si on compare la masse d'un proton et celle d'un nuage magnétique typique, on comprend alors que $\gamma m_p c^2 = MV^2/2$ conduit à une énergie colossale pour le proton, même si V ne vaut que quelques dizaines de kilomètres par seconde.

Analogie avec la Comptonisation

L'analogie entre le processus d'accélération stochastique de Fermi et le processus de Comptonisation étudié à la section § (2.5.4) est frappante. Nous l'avons déjà évoqué au chapitre précédent, mais nous pouvons maintenant en souligner les principaux termes.

D'abord, l'interaction fondamentale entre la particule et le nuage, pour l'accélération de Fermi, et le photon et l'électron, pour la Comptonisation, est purement élastique. Le transfert d'énergie intervient donc dans les deux cas par le biais des changements de référentiel, le premier pour passer dans le référentiel du nuage (ou de l'électron), dans lequel l'interaction est triviale, et le second pour revenir au référentiel du MIS.

Ensuite, le gain (ou la perte) d'énergie est dans les deux cas proportionnel à l'énergie incidente, avec un facteur de proportionnalité en V/c , ou V est la vitesse du nuage magnétique ou de l'électron diffuseur. Ceci est une simple conséquence de l'origine 'Lorentzienne' de l'échange d'énergie. C'est dans les deux cas les mêmes changements de référentiel qui opèrent.

Pour cette même raison, le gain d'énergie se moyenne à zéro au premier ordre en V/c , pourvu que la distribution des centres diffuseurs soit isotrope. En revanche les probabilités de collision frontale et fuyante étant différentes, une augmentation nette d'énergie a lieu au second ordre ($\sim V^2/c^2$).

Enfin, les deux processus sont par essence stochastiques, de sorte que l'énergie des particules (Fermi) ou des photons (Compton) n'augmente pas de façon linéaire, mais conduit à un étalement de la fonction de distribution dans l'espace des énergies, caractéristique des processus de thermalisation. En ce sens, l'équation de Kompaneets (2.146) dont la solution stationnaire est une distribution de Bose-Einstein (analogue pour les photons de la distribution de Maxwell-Boltzmann pour les EPs), doit être vue comme l'analogie de l'équation

de transport des EPs.

Bien sûr, dans les deux cas le processus de thermalisation est affecté par les pertes d'énergie subies par les particules (EPs ou photons), qui sont multiples et dont la dépendance en énergie est parfois complexe (voir chapitre précédent). Une autre complication est liée au temps de confinement de l'espèce à thermaliser dans la zone d'interaction. C'est un problème bien connu des spécialistes de la Comptonisation. La forme du spectre des photons interagissant avec des électrons chauds ne coïncide avec le 'pic de Wien' (thermique) que dans des conditions où le gaz d'électrons est suffisamment épais, optiquement, pour réaliser l'équilibre. Si les photons s'échappent, parce que l'épaisseur optique du milieu est insuffisante, on produit au contraire un spectre en loi de puissance (à basse fréquence), comme il est observé par exemple dans la source Cygnus X-1.

Ces problèmes de confinement sont également déterminants dans le cadre du processus d'accélération de Fermi. De manière évidente, si une particule énergétique quitte la zone abritant les irrégularités magnétiques, l'accélération s'arrête. Comme nous allons le voir, cet échappement des EPs conduit également à un spectre d'énergie en loi de puissance, ce qui n'est pas le moindre des résultats obtenus par Fermi.

Calcul du spectre d'énergie

Considérons la collision entre une particule chargée d'énergie E et un miroir magnétique de vitesse V dont la direction définit l'axe $(x'x)$. Dans le référentiel du miroir, \mathcal{R}' , la particule a pour énergie :

$$E' = \gamma(E + Vp \cos \theta), \quad (3.146)$$

où θ est l'angle d'incidence sur le miroir, $p \cos \theta$ la composante p_x de l'impulsion de la particule, et $\gamma = \sqrt{1 - V^2/c^2}$. De même, la composante p'_x de l'impulsion dans \mathcal{R}' est donnée par :

$$p'_x = p' \cos \theta' = \gamma(p \cos \theta + \frac{VE}{c^2}). \quad (3.147)$$

Dans \mathcal{R}' , la collision conserve l'énergie, E' , et renverse l'impulsion suivant $(x'x)$: $p'_x \longrightarrow -p'_x$. Revenant au référentiel de l'observateur, \mathcal{R} , après la collision, on a donc :

$$E'' = \gamma[E' - V(-p'_x)] = \gamma^2 E \left[1 + \frac{2Vv \cos \theta}{c^2} + \left(\frac{V}{c} \right)^2 \right], \quad (3.148)$$

où l'on a utilisé $p_x = Ev \cos \theta / c^2$.

En développant au deuxième ordre en V/c , on obtient l'accroissement d'énergie :

$$\Delta E = E'' - E = E \times \left[\frac{2Vv \cos \theta}{c^2} + 2 \left(\frac{V}{c} \right)^2 \right]. \quad (3.149)$$

Nous pouvons maintenant moyenner cette expression sur les angles d'incidence θ , en supposant que les EPs sont uniformément répartis dans l'espace des pitch-angles, en raison des multiples déflexions sur les inhomogénéités magnétiques ambiantes (voir section précédente). Dans la limite relativiste où $v \simeq c$, on obtient :

$$\langle \Delta E \rangle = \frac{8}{3} \left(\frac{V}{c} \right)^2 E, \quad (3.150)$$

du second ordre en V/c . Considérant que les collisions ont lieu en moyenne toutes les $L/(c \cos \theta)$ secondes, où L est la distance moyenne entre les nuages magnétiques, on obtient le taux d'accroissement d'énergie des EPs :

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = \alpha E, \quad \text{où} \quad \alpha = \frac{4}{3} \left(\frac{V^2}{cL} \right). \quad (3.151)$$

Nous nous intéressons ici à l'évolution du spectre des EPs en régime d'accélération de Fermi. Pour ceci, nous laissons de côté les termes de convection et de diffusion spatiale, en retenant simplement que les particules ont une durée de vie (confinement) limitée dans la région d'accélération, définie par le *temps de fuite* ou *temps d'échappement*, τ_{esc} . L'équation décrivant l'évolution du nombre de EPs, $N(E)$, d'énergie entre E et $E + dE$, est alors :

$$\frac{\partial}{\partial t} N(E, t) + \frac{\partial}{\partial E} [b(E) N(E, t)] = Q(E, t) - \frac{N(E, t)}{\tau_{\text{esc}}} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial E^2} [c(E) N(E, t)], \quad (3.152)$$

où les coefficients $b(E)$ et $c(E)$ sont définis par :

$$b(E) = \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle \quad \text{et} \quad c(E) = \frac{d}{dt} \langle (\Delta E)^2 \rangle. \quad (3.153)$$

Les termes de l'équation (3.152) sont physiquement clairs. Il s'agit d'une simple équation de conservation. Le terme en $b(E)$ représente le flux de particule dans l'espace des énergies, tandis que dans le membre de droite, $Q(E, t)$ est un terme source (taux de production de EPs d'énergie E dans le volume considéré), N/τ_{esc} représente l'échappement (on aurait $N \propto \exp(-t/\tau_{\text{esc}})$ s'il n'y avait que ce terme), et le dernier terme correspond à la diffusion dans l'espace des énergies, qui est un processus explicitement stochastique et Markovien.

L'expression de $b(E)$ a été établie ci-dessus. Quant à $c(E)$, on le calcule en prenant le carré de (3.149), et en moyennant à nouveau sur θ . Au second ordre en V/c , on obtient $c(E) = Eb(E)/2 = \alpha E^2/2$. On peut alors chercher les solutions stationnaires de (3.152) dans le cas où il n'y a pas de source ($Q(E) = 0$; accélération de Fermi seule). Cherchant des solutions en E^{-x} , on obtient :

$$x^2 + x - \left(2 + \frac{4}{\alpha\tau_{\text{esc}}}\right) = 0, \quad (3.154)$$

dont la solution positive est :

$$x = \frac{3}{2} \left(1 + \frac{16}{9\alpha\tau_{\text{esc}}}\right) - \frac{1}{2}. \quad (3.155)$$

Le processus d'accélération de Fermi prédit donc un spectre en loi de puissance, conformément à ce qui est observé dans le milieu interstellaire⁴.

Les problèmes du modèle

L'obtention d'une loi de puissance pour le spectre des rayons cosmiques fut sans doute le point le plus encourageant de l'analyse de Fermi. Cependant, son modèle rencontra très vite des problèmes incontournables, qui conduisirent finalement à son abandon. D'abord si le spectre prédit a la forme convenable, sa pente (logarithmique) apparaît dépendre à la fois du temps d'échappement et, par l'intermédiaire de α , des caractéristiques dynamiques des nuages magnétiques, à savoir leur vitesse et leur distance relative typiques.

Si la pente du spectre mesuré ($x = 2.5-2.7$; cf. § 1.2.2) peut être obtenue avec des valeurs raisonnables de α et de τ_{esc} , on ne voit pas en revanche pourquoi ces deux paramètres indépendants se combinent de telle façon que le spectre des rayons cosmiques ait la même pente dans toutes les régions de la Galaxie. À cet égard, on comprend l'intérêt qui fut porté par la suite au modèle d'accélération par onde de choc, qui résolu ce problème de manière très naturelle. Nous le montrerons dans un instant.

Un deuxième problème, peut-être plus important encore, concerne l'efficacité de l'accélération de Fermi. D'une part, les vitesses typiques des nuages magnétiques sont négligeables devant la vitesse de la lumière : $V/c \sim 10^{-4}$. Le processus étant du second ordre, le gain moyen d'énergie des particules est donc très faible. D'autre part, on peut estimer que le libre parcours moyen des particules dans le MIS est de l'ordre de 1 pc (Longair, 1994). Les collisions n'ont donc lieu qu'à raison de 1 tous les 3 ans, ce qui, compte tenu du fait qu'un très grand nombre de collisions est nécessaire, résulte en une accélération très lente.

4. Cette conclusion ne s'applique en réalité que dans la limite relativiste. À plus basse énergie, Forman et al. (1964) ont montré que le spectre prenait la forme d'une fonction de Bessel.

Ce serait bien mieux si les particules pouvaient être accélérées dans des régions où règnent des champs turbulents à petite échelle, comme au voisinage des chocs interstellaires par exemple. Voilà donc l'autre raison de préférer le modèle d'accélération par choc. Non seulement il répond à l'exigence de fournir un spectre universel, mais il réalise l'accélération en des temps beaucoup plus courts. Les irrégularités magnétiques de petite échelle jouent en effet un rôle prépondérant, mais nous allons voir dans un instant que l'accélération se fait au premier ordre en V/c !

3.4.2 L'accélération par ondes de choc

Introduction

En analysant les raisons mathématiques qui font que le processus de Fermi fournit un spectre en loi de puissance, ce qui rappelons-le est un excellent point au regard des données observationnelles, on s'aperçoit que le même résultat serait obtenu par tout mécanisme conduisant à une augmentation exponentielle de l'énergie, conjointement avec une durée de vie finie des particules dans la région d'accélération.

En suivant (Longair, 1994), on peut en effet dériver un spectre d'énergie de façon formelle en supposant que le processus s'inscrit dans le temps en une succession d'étapes élémentaires au cours desquelles les particules augmentent leur énergie d'un facteur donné, $\Delta E = \beta E$, soit $E_n = (1 + \beta)E_{n-1}$, et ont une probabilité P de quitter l'accélérateur, soit $Q = 1 - P$ d'y rester. Si N_0 particules participent initialement à l'accélération, le nombre de particules restant après n étapes est donc $N = N_0 Q^n$, et ces particules ont l'énergie $E = (1 + \beta)^n E_0$. En éliminant n entre ces relations, on obtient le spectre d'énergie suivant :

$$\frac{\ln(N/N_0)}{\ln(E/E_0)} = \frac{\ln Q}{\ln(1 + \beta)}, \quad (3.156)$$

soit

$$N = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-x}, \quad \text{où} \quad x = -\frac{\ln Q}{\ln(1 + \beta)}. \quad (3.157)$$

En réalité, en régime stationnaire, cette expression donne non pas le nombre de particules d'énergie E , mais le nombre de particules d'énergie ayant atteint E , parmi lesquelles certaines vont accéder à des valeurs supérieures. N est donc en fait $N(\geq E)$, et le spectre d'énergie des particules accélérées est obtenu par dérivation :

$$N(E)dE \propto E^{-x}dE, \quad \text{où} \quad x = 1 - \frac{\ln Q}{\ln(1 + \beta)}. \quad (3.158)$$

Si le processus stochastique de Fermi ne fournit pas de spectre universel, c'est parce que l'énergie gagnée à chaque collision (paramètre α), n'est pas liée à la probabilité d'échappement (paramètre τ_{esc}). Nous allons voir que la situation est différente lorsque les particules sont accélérées par une onde de choc. L'étape élémentaire, dans ce processus, est la traversée du front de discontinuité (ou front de choc). Nous montrerons que les particules y gagnent systématiquement de l'énergie, avec un accroissement relatif proportionnel à V/c , où V est la vitesse du choc. Le processus est donc cette fois du premier ordre, soit infiniment plus efficace que l'accélération stochastique de Fermi. En outre, la probabilité de quitter la zone d'accélération (le voisinage du choc) est liée à la vitesse d'écoulement du plasma interstellaire dans le référentiel du choc, et donc à la vitesse du choc dans le MIS, V .

Ce lien physique profond entre P et β conduit alors, conformément à l'étude ci-dessus, à un spectre en loi de puissance universel, c'est-à-dire un spectre dont la pente logarithmique ne dépend pas des conditions particulières du choc considéré, mais du simple fait qu'il existe un choc (moyennant toutefois quelques restrictions sur la force du choc et l'orientation du champ magnétique).

Rappel sur les ondes de choc

Les ondes de choc ne font pas défaut dans le milieu interstellaire. On sait qu'elles apparaissent dès qu'un 'corps' macroscopique se déplace dans un milieu à une vitesse supérieure à la vitesse du son (dans ce milieu). Cette dernière (ou plutôt son carré) s'exprime comme le rapport de la densité d'énergie thermique à la densité de masse. Elle dépend donc de la température, comme \sqrt{T} . Dans le milieu interstellaire, la vitesse du son ne dépasse guère 10 km s^{-1} , de même pour la vitesse d'Alfvén (sorte de vitesse du son magnétique). Les ejecta de supernova, dont la vitesse atteint $\sim 10^4 \text{ kms}^{-1}$ sont donc très largement supersoniques, de sorte que les explosions d'étoiles produisent systématiquement des ondes de choc, qui plus est avec des énergies colossales ($\sim 10^{51} \text{ erg}$).

Mais les ondes de choc sont bien plus courantes dans le MIS que les restes de supernova (SN). Elles se rencontrent à diverses échelles, depuis les flares solaires jusqu'aux chocs intergalactiques, en passant par les chocs interplanétaires, ceux des disques d'accrétion, ou encore ceux associés au vent des étoiles massives, dont nous aurons à parler en détail ultérieurement. Le processus d'accélération que nous allons décrire est donc a priori très général, et cette 'universalité' des ondes de choc en astrophysique suffit à justifier l'intérêt qui leur est porté au sein de la communauté astrophysique. Sans compter que l'accélération de particules a été observée *in situ* et en direct au voisinage des chocs interplanétaires.

Commençons par rappeler les principaux résultats théoriques sur les ondes de choc. Considérons fluide en écoulement plan parallèle, obéissant aux lois de conservation élémentaires :

1. conservation de la matière : pas de création ni de disparition de masse en

un point de l'écoulement ;

2. conservation de l'impulsion : pas de forces agissant sur le fluide (autres que la force de pression, interne) ;
3. conservation de l'énergie (toujours vérifiée si la matière est conservée)

On considère maintenant une surface virtuelle S , perpendiculaire à l'écoulement, et on se place dans le référentiel galiléen où elle est immobile. D'un côté de cette surface, on note ρ_1 , p_1 , u_1 et $w_1 = \epsilon_1 = p_1/\rho_1$ les densité, pression, vitesse et enthalpie par unité de masse (ϵ_1 est la densité d'énergie interne), et de l'autre côté, on note ces mêmes grandeurs ρ_2 , p_2 , u_2 et w_2 . Les lois de conservation mentionnées ci-dessus s'écrivent alors à tout instant :

1.

$$\rho_1(Su_1\delta t) = \rho_2(Su_2\delta t), \quad \text{soit} \quad \boxed{\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2} \quad (3.159)$$

2.

$$\begin{aligned} \frac{1}{\delta t}(m_2 \mathbf{v}_2 - m_1 \mathbf{v}_1) &= \sum \mathbf{F} = (p_1 S - p_2 S) \mathbf{u}_x, \\ \text{soit} \quad \rho_1(Su_1\delta t) \times u_1 - \rho_2[S(-u_2)\delta t](-u_2) &= p_2 S \delta t - p_1 S \delta t, \\ \text{et donc} \quad \boxed{p_1 + \rho_1 u_1^2 = p_2 + \rho_2 u_2^2} \end{aligned} \quad (3.160)$$

3.

$$\begin{aligned} \Delta(E_c + U) &= \delta W, \\ \text{soit} \quad \left[\frac{1}{2}(\rho_2 S u_2 \delta t) u_2^2 + \rho_2 S u_2 \delta t \epsilon_2 \right] - [\text{idem}]_1 &= p_1 S u_1 \delta t - p_2 S u_2 \delta t \\ \text{et donc} \quad \boxed{\rho_1 u_1 \left(\frac{1}{2} u_1^2 + w_1 \right) = \rho_2 u_2 \left(\frac{1}{2} u_2^2 + w_2 \right)} \end{aligned} \quad (3.161)$$

Pour un gaz parfait, on a :

$$\epsilon_i = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p_i}{\rho_i}, \quad \text{soit} \quad w_i = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_i}{\rho_i}, \quad (3.162)$$

où γ est l'indice adiabatique, c'est-à-dire le rapport des chaleurs massiques à pression constante, et à volume constant. On peut de plus introduire la vitesse du son de part et d'autre de la surface virtuelle :

$$c_i = \sqrt{\gamma \frac{p_i}{\rho_i}}. \quad (3.163)$$

La conservation de l'énergie se réécrit alors :

$$u_1^2 + \frac{2}{\gamma - 1} c_1^2 = u_2^2 + \frac{2}{\gamma - 1} c_2^2. \quad (3.164)$$

Par ailleurs, (3.160) donne :

$$\frac{c_1^2}{\gamma} + u_1^2 = \frac{\rho_2}{\rho_1} \left(\frac{c_2^2}{\gamma} + u_2^2 \right) \quad (3.165)$$

ou encore

$$c_2^2 = \gamma \frac{\rho_2}{\rho_1} \left[\frac{c_1^2}{\gamma} + u_1^2 \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \right]. \quad (3.166)$$

En introduisant cette expression dans (3.164), et en définissant le nombre de Mach $M_1 = u_1/c_1$, on obtient :

$$(\gamma + 1) \left(\frac{u_2}{u_1} \right)^2 - 2 \left(\gamma + \frac{1}{M_1^2} \right) \frac{u_2}{u_1} + \left(\gamma - 1 + \frac{2}{M_1^2} \right) = 0. \quad (3.167)$$

Cette équation admet deux solutions, que voici :

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{\gamma + \frac{1}{M_1^2} \pm \left(1 - \frac{1}{M_1^2} \right)}{\gamma + 1}. \quad (3.168)$$

La première solution donne $u_2 = u_1$, solution pour le moins triviale, mais que l'on est heureux de retrouver ici, car elle indique que l'écoulement non perturbé obéit aux différentes lois de conservation ! La seconde solution, physiquement plus intéressante, correspond à une discontinuité, que l'on nomme *onde de choc* :

$$\boxed{\frac{u_2}{u_1} = \frac{\gamma - 1 + \frac{2}{M_1^2}}{\gamma + 1}}. \quad (3.169)$$

On vérifie immédiatement que la première solution ($u_2 = u_1$) implique aussi $\rho_2 = \rho_1$, $p_2 = p_1$, et $w_2 = w_1$ (soit $T_2 = T_1$), comme on s'y attendait pour l'écoulement uniforme. Quant à la solution onde de choc, elle donne :

$$\boxed{\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{u_2}{u_1} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1 + \frac{2}{M_1^2}}}, \quad (3.170)$$

et

$$\boxed{\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1}}. \quad (3.171)$$

On peut également établir l'expression de la discontinuité en température, à l'aide l'équation d'état du fluide. Pour un gaz parfait, on a $p/\rho T = \text{cte}$, d'où :

$$\boxed{\frac{T_2}{T_1} = \frac{[2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)][(\gamma - 1) + 2/M_1^2]}{(\gamma + 1)^2}}. \quad (3.172)$$

Les relations de passage que nous venons d'établir sont très générales, puisqu'elles dérivent d'arguments purement thermodynamiques. Elles sont donc en particulier indépendante des processus microphysiques par lesquels les particules composant le fluide interagissent entre elles. Dans les ondes de choc qui nous sont familières sur Terre, comme celles produites dans l'atmosphère par les avions supersoniques, ou simplement le claquement d'un fouet, les conditions de passage sont assurées par les collisions binaires entre particules. Mais nous avons déjà signalé que des chocs non collisionnels pouvaient avoir lieu dans le milieu interstellaire. Ce sont même eux que l'on rencontre le plus souvent. Les interactions sont alors essentiellement électromagnétiques, et le plasma y révèle de façon magistrale ses effets collectifs. À la limite, on peut concevoir un choc 'dynamiquement régulier', dans lequel le champ magnétique subit une discontinuité physique sans que le gaz interstellaire ne soit perturbé.

Pour la suite, nous utiliserons principalement la relation de passage (3.169), puisque c'est la discontinuité de vitesse qui produit l'accélération.

Principe de l'accélération

Considérons un choc interstellaire, produit par exemple par une explosion de supernova, et dont le rayon est suffisamment grand pour que l'on puisse considérer le choc comme plan. D'après ce que nous venons de voir, les principales grandeurs physiques caractérisant l'écoulement sont discontinues au niveau du choc. Si le nombre de Mach est élevé, $M_1 \gg 1$, le gaz interstellaire est comprimé en traversant le choc, d'un facteur $\rho_2/\rho_1 = (\gamma + 1)/(\gamma - 1) = 4$ pour un gaz monoatomique ($\gamma = 5/3$). Par conséquent, la vitesse d'écoulement est divisée par le même facteur, produisant une discontinuité de vitesse. Bien sûr, en physique, aucune grandeur n'est réellement discontinue. Tout dépend de l'échelle à laquelle on regarde le phénomène. Dans un choc non collisionnel, l'échelle de la discontinuité est de l'ordre du rayon de giration des protons thermiques. Ainsi, les particules suprathermiques voient le choc comme une véritable discontinuité. Ce sont ces particules qui seront accélérées.

Outre la discontinuité de vitesse, le second ingrédient nécessaire à l'accélération est la présence de champs magnétiques fluctuants de part et d'autre du choc. En aval, de tels champs sont inévitables, car l'énergie cinétique du plasma amont est 'isotropisée' en énergies turbulente et thermique à la traversée du choc. Comme le milieu est par ailleurs fortement ionisé ($T \sim 10^6$ K), la turbulence dynamique s'accompagne d'une turbulence magnétique (cf. § 3.1.5) capable

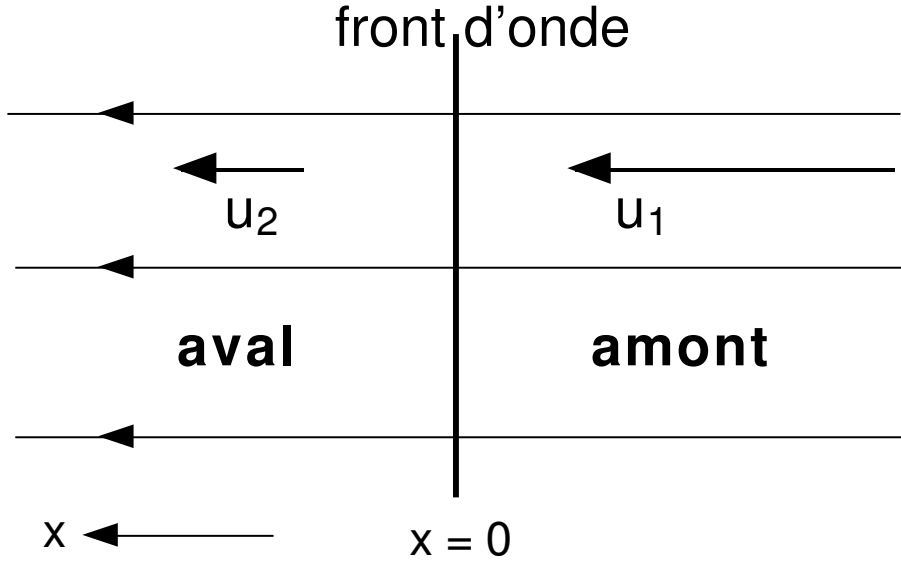


FIG. 3.3: Schéma d'un choc plan parallèle, dans le référentiel du front d'onde.

de diffuser efficacement les particules énergétiques. En amont, en revanche, la présence d'inhomogénéités magnétiques est plus problématique. Une possibilité est que le MIS soit déjà turbulent, pour des raisons indépendantes de l'explosion de la supernova, comme l'existence de SNe antérieures ou de vents supersoniques d'étoiles massives (voir plus loin). Si ces conditions ne sont pas réunies, on peut invoquer une 'rétroaction' des EPs sur le plasma ambiant, par laquelle les particules énergétiques accélérées au niveau du choc produisent elles-mêmes des ondes plasma, conformément à l'étude du § 3.1.4.

Supposons donc que des champs magnétiques irréguliers soient présents de part et d'autre du choc. Nous avons montré que dans ces conditions, les EPs étaient efficacement défléchis et acquéraient une fonction de distribution isotrope par rapport au référentiel du plasma. Ainsi, lorsqu'une particule énergétique traverse le choc de l'amont vers l'aval, elle s'isotropise dans le référentiel du milieu aval, de vitesse u_2 par rapport au choc. De même, lorsqu'elle remonte le choc, traversant de l'aval vers l'amont, elle finit par s'isotropiser dans le référentiel amont, de vitesse u_1 par rapport au choc. Notons que la particule n'a aucun mal à 'remonter le courant', pourvu que les multiples déflexions lui aient donnée la bonne direction, puisque sa vitesse $v \sim c$ est toujours très supérieure à la vitesse de l'écoulement (choc non relativiste).

La situation est ainsi très semblable à celle de l'accélération stochastique de Fermi, dans laquelle un nuage magnétique 'capte' la particule, la réfléchit sans changement d'énergie dans son référentiel propre, et la 'rend' au MIS, après un double changement de référentiel modifiant son énergie. Ici, la particule rebondit entre les deux miroirs magnétiques que sont le milieu amont et le milieu aval,

changeant constamment de référentiel en raison de l'isotropisation assurée par les irrégularités magnétiques. Mais à l'inverse du processus de Fermi, la particule ne subit ici que des chocs frontaux ! C'est pour cela que le processus est maintenant du premier ordre en V/c .

Lorsque la particule passe de l'amont à l'aval, la vitesse du plasma chute de u_1 à u_2 , et c'est comme si le milieu aval venait au devant du milieu amont, avec la vitesse $u_1 - u_2 = (3/4)V$, où V est la vitesse du choc dans le référentiel où le milieu amont est au repos (MIS). De même, lorsqu'elle passe de l'aval à l'amont, elle voit le plasma (miroir magnétique) venir au devant d'elle, toujours avec la vitesse $u_1 - u_2 = (3/4)V$.

Tout se passe donc comme si la particule rebondissait dans un flot convergent, augmentant sans cesse son énergie jusqu'à ce qu'elle quitte finalement la région du choc. Vers l'amont, elle ne peut pas s'échapper, puisque les inhomogénéités magnétiques réduisent sa vitesse de dérive à environ la vitesse d'Alfvén (cf. § 3.1.4). Le choc étant par définition superalfvénique, il finira toujours par rattraper la particule, et donc la ramener en aval. C'est donc vers l'aval que la particule finira par s'échapper, par simple advection. On montre facilement (voir par exemple Bell, 1978) que si la vitesse des particules est c , la probabilité pour qu'elles s'échappent au cours d'un cycle (amont-aval-amont) est $P = V/c \ll 1$.

Par ailleurs, puisque l'accroissement d'énergie est lié aux changements de référentiel, il est à nouveau donné par (3.149), où l'on doit remplacer V par $V' = (3/4)V$, qui est la vitesse relative des référentiels amont et aval. En revanche, il ne faut moyenner que sur les angles θ allant de 0 à $\pi/2$, puisque comme nous l'avons expliqué, il n'y a que des chocs frontaux. On obtient alors : $\langle \Delta E \rangle = \frac{4}{3}E(V/c) = E(V/c)$.

Le miracle s'est donc accompli : non seulement le processus d'accélération est du premier ordre en V/c , mais le taux d'accroissement d'énergie est relié de manière intrinsèque à la probabilité de quitter le processus. Avec les notations définies plus haut, on a $\beta = V/c$, et $Q = 1 - V/c$. Le spectre produit est donc une loi de puissance universelle, de pente :

$$x = 1 - \frac{\ln Q}{\ln(1 + \beta)} \sim 1 - \frac{-V/c}{V/c} = 2. \quad (3.173)$$

Telle est l'essence physique de l'accélération par onde de choc. Bien sûr, de nombreux raffinements ont été proposés, tenant compte du temps d'accélération fini des particules, de l'évolution temporelle du reste de supernova (SNR), de la géométrie du champ magnétique par rapport au front d'onde, de la production et de l'amortissement des ondes plasma nécessaires à la diffusion des particules, des effets d'anisotropie, des problèmes d'injection (génération d'une première population de particule suprathermiques), de nombres de Mach divers (chocs mous à relativistes), de la taille finie du choc, des pertes d'énergie des EPs dans

le SNR, ou encore des effets non linéaires par lesquels les particules accélérées réagissent sur la structure dynamique du choc.

Nous aborderons certaines de ces questions dans les chapitres à venir, lorsque nous construirons des modèles correspondant à des situations astrophysiques précises, mais nous ne pouvons donner ici ne serait-ce qu'un aperçu général du problème, tant la littérature s'y rapportant est vaste et diverse. Nous ne pouvons que conseiller la lecture des excellentes revues de Blandford & Eichler (1987) et Jones & Ellison (1991).

Nous ne pouvons cependant quitter l'accélération par onde de choc sans présenter le calcul du spectre produit en régime stationnaire, utilisant le formalisme rigoureux des fonctions de distribution, et l'équation de transport des EPs dérivée à la section précédente.

Dérivation du spectre

Si la turbulence magnétique est suffisamment développée en aval du choc, et si les ondes plasma et autres inhomogénéités magnétiques sont suffisamment nombreuses en amont, on peut utiliser l'approximation diffusive qui nous a permis plus haut d'établir l'équation de transport des particules énergétiques. Rappelons cette équation :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + u_\alpha \frac{\partial N}{\partial r_\alpha} - \frac{p}{3} \frac{\partial u_\alpha}{\partial r_\alpha} \frac{\partial N}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial r_\alpha} \chi_{\alpha\beta} \frac{\partial N}{\partial r_\beta}. \quad (3.174)$$

En présence d'un choc plan infini, on peut réécrire cette équation à une dimension :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + u \frac{\partial N}{\partial x} - \frac{p}{3} \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial N}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial x} \chi \frac{\partial N}{\partial x}, \quad (3.175)$$

où la direction $x'x$ est orthogonale au choc, et orientée dans le sens du courant (voir la figure 3.3).

Puisque l'on cherche une solution stationnaire, on écrira $\partial N / \partial t = 0$. De plus, en amont comme en aval du choc, le fluide a une vitesse uniforme : $u = u_1$ pour $x > 0$, et $u = u_2$ pour $x < 0$. L'équation de transport se simplifie donc en :

$$u \frac{\partial N}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \chi \frac{\partial N}{\partial x}. \quad (3.176)$$

L'intégration est immédiate. On obtient :

$$N(x, p) = A(p) + B(p) \exp \left[\int_0^x \frac{u}{\chi(x', p)} dx' \right], \quad (3.177)$$

où $A(p)$ et $B(p)$ sont des constantes d'intégration a priori différentes de part et d'autre de la discontinuité. De même, le coefficient de diffusion χ n'est pas supposé identique en amont et en aval, ainsi qu'il est attendu puisque les inhomogénéités magnétiques sont de nature différente dans chaque région.

En aval, on voit que si $B \neq 0$, $N \rightarrow \infty$ quand $x \rightarrow \infty$, ce qui est physiquement exclus. On a donc :

$$N(x, p) = N_0(p); \quad x > 0. \quad (3.178)$$

Du côté amont, on a $A = N(-\infty, p) \equiv N_{\text{in}}(p)$, qui est le spectre incident, c'est-à-dire le spectre des EPs très loin en amont du choc. La valeur de B s'obtient en raccordant les solutions amont et aval au niveau du front d'onde, c'est-à-dire en $x = 0$. On sait que N est continue, car comme nous l'avons vu, le rayon de giration des particules énergétiques, et donc a fortiori l'échelle de variation de N , sont grand devant l'épaisseur du choc. On a ainsi⁵ :

$$N(x, p) = N_{\text{in}}(p) + [N_0(p) - N_{\text{in}}(p)] \exp \left[\int_0^x \frac{u_2}{\chi_2(x', p)} dx' \right]; \quad x > 0. \quad (3.179)$$

Nous avons jusqu'à présent utilisé l'équation de transport de part et d'autre du choc. Cette équation peut en fait être considérée comme valide dans tout l'espace, y compris au niveau du choc, à condition de traiter les fonctions u , χ et $\partial N / \partial x$ comme des fonctions généralisées, pouvant subir des discontinuités, et N , d'après ce que nous venons de dire, comme une fonction continue. On peut alors intégrer (3.175) dans un interval étroit autour de $x = 0$ ($\Delta x \rightarrow 0$), en tenant compte du fait que u et N sont finis, tandis que $(\partial / \partial x)\chi \partial N / \partial x$ et $\partial u / \partial x$ sont singuliers (de type fonction delta). On obtient ainsi :

$$\chi_2 \frac{\partial N_2}{\partial x} - \chi_1 \frac{\partial N_1}{\partial x} = \frac{u_1 - u_2}{3} p \frac{\partial N}{\partial p}; \quad \text{en } x = 0, \quad (3.180)$$

où l'on a noté $N_1 \equiv N(0^-, p)$, et $N_2 \equiv N(0^+, p)$.

Cette égalité doit être considérée comme la condition de passage pour la fonction de distribution des EPs au niveau du choc, au même titre que celles obtenues ci-dessus pour la vitesse, la densité, la pression et la température du gaz interstellaire (Eq. 3.169–3.172). Elle nous permet d'obtenir le spectre émergent du choc, N_{out} , à partir du spectre incident N_{in} . En effet, en reportant (3.178) et (3.179) dans (3.180), il vient :

5. Cette expression témoigne de l'existence d'un gradient de concentration des EPs dirigé vers le choc, c'est-à-dire vers l'aval. Ce gradient entraîne une diffusion vers l'amont, qui est compensée exactement par le flot régulier vers le choc (dans le sens du courant). On comprend alors qu'une telle solution est impossible en aval, car pour compenser ce courant convectif, il faudrait un gradient vers l'aval, faisant augmenter sans cesse le nombre de EPs, jusqu'à l'infini.

$$\frac{dN_{\text{out}}}{d \ln p} = \frac{3r}{r-1} (N_{\text{in}} - N_{\text{out}}), \quad (3.181)$$

où r est le rapport de compression à la traversée du choc : $r = \rho_2/\rho_1 = v_1/v_2$. L'intégration est à nouveau immédiate :

$$N_{\text{out}} = \frac{3r}{r-1} p^{-x} \int_0^p dp' N_{\text{in}}(p') p'^{x-1}, \quad (3.182)$$

où

$$x = \frac{3r}{r-1}. \quad (3.183)$$

Nous avons donc montré que des particules incidentes d'énergie p' étaient accélérées par le choc, et redistribuées suivant un spectre d'impulsion en loi de puissance, de pente logarithmique x , qui vaut 4 pour un choc fort ($M_1 \rightarrow \infty$) et pour $\gamma = 5/3$. Il est à noter que le spectre produit est totalement indépendant de la forme du coefficient de diffusion, χ , mais dépend uniquement de la structure dynamique du choc. Compte tenu de notre étude précédente, ceci ne doit pas nous surprendre, car nous avons montré qu'il suffisait que les particules soient suffisamment diffusées pour traverser de nombreuses fois le choc. C'est la même condition qui justifie notre emploi de l'équation de transport obtenue dans l'approximation diffusive.

Quelques remarques

Contrairement aux apparences, le spectre dérivé ci-dessus, en p^{-4} , est bien le même que celui obtenu plus haut, en E^{-2} . Ce dernier a été dérivé dans la limite relativiste, où $E = pc$, mais il convient de se souvenir que l'impulsion des particules est un vecteur à trois dimensions. Si l'on a supposé que la fonction de distribution était isotrope (approximation diffusive), il n'en reste pas moins que le nombre de EPs dont la norme de l'impulsion est entre p et $p + dp$ est en fait $dN = N(p) \times 4\pi p^2 dp$. Si donc N est en p^{-4} , le spectre isotrope est en p^{-2} , c'est-à-dire en E^{-2} .

Bilan global d'énergie : Nous avons montré que l'accélération par onde de choc résulte du transport des particules énergétiques dans un écoulement subissant une compression d'amplitude $r = \rho_2/\rho_1 = v_1/v_2$. Nous n'avons fait usage en effet, pour calculer le spectre, que de l'équation de transport (3.175), dans laquelle le seul terme décrivant l'accélération (dérivée par rapport à p) est le terme d'accélération/décélération adiabatique.

Globalement, l'accélération des EPs est donc due uniquement à la compression du plasma interstellaire à la traversée de l'onde de choc. Pour en saisir plus intimement le principe, il est utile d'établir un bilan d'énergie. Pour cela, nous intégrons l'équation de transport (3.175) sur tout l'espace des phases, c'est-à-dire entre x et p , après l'avoir multipliée par ϵ , la densité d'énergie des EPs. On obtient, en réalisant que $u = \text{cte}$ partout sauf sur le front d'onde, et que $N \rightarrow 0$ quand $p \rightarrow \infty$ et $x \rightarrow \pm\infty$:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_0^{\infty} 4\pi p^2 dp \times [\text{Eq. de transport}] \quad \text{donne} \quad \frac{dE}{dt} = \Delta u P(0, t). \quad (3.184)$$

Ici, Δu est le saut de vitesse, $u_1 - u_2$, E l'énergie totale des EPs, et $P(0, t) = \frac{1}{3} \langle pv \rangle n(0, t)$ la pression des EPs au niveau du choc. Étant donné que cette pression est positive, on obtient le bilan d'énergie :

$$\Delta E = \Delta u \int_{-\infty}^{+\infty} P(0, t) dt > 0. \quad (3.185)$$

En procédant de même à partir de l'équation de transport générale tridimensionnelle, on obtient :

$$\Delta E = - \int P(\mathbf{r}, t) \text{div} \mathbf{u} d\mathbf{r}. \quad (3.186)$$

Le signe de l'intégrant est celui de $\text{div} \mathbf{u}$, qui est toujours positif à la traversée d'un choc.

On vérifie donc que l'accélération des particules au voisinage d'une onde de choc est essentiellement liée à leur compression, c'est-à-dire au travail négatif des forces de pression. Ce bilan global, toutefois, ne nous dit pas si toutes les particules voient leur énergie augmenter de la même valeur, ou si le gain d'énergie global, donné par 3.185, se répartit inégalement, un petit nombre de particules récupérant la majeure partie de l'énergie. L'analyse précédente nous apprend que c'est cette seconde alternative qui se produit. Cela est lié au fait que toutes les particules ne traversent pas le même nombre de fois le choc.

Toutefois, il nous semble faux de considérer, comme semble le faire Michel (1981), que ces particules subissent une compression effective proportionnelle au nombre de passages à travers le front d'onde. Car si l'on prétend que c'est la compression amont-aval qui accélère chaque particule individuelle, alors on ne voit pas pourquoi la dilatation aval-amont ne les décélère pas !

Il nous semble important de se souvenir que l'effet d'accélération/décélération adiabatique ne s'applique aux EPs que dans la mesure où ils participent à l'énergie interne du plasma comprimé, c'est-à-dire dans la mesure où ils sont isotropisés par de multiples déflexions sur les inhomogénéités magnétiques (voir

notre discussion à la fin du § 3.3.3). Il y a là un effet collectif, diffusif et donc essentiellement irréversible (une sorte de thermalisation dans l'espace des pitch-angles), qui interdit de lier le devenir énergétique d'une particule individuelle aux compressions qu'elle subit. Rappelons-le, il n'y a aucun sens à parler de la compression subie par une particule !

Pour clore cette discussion, nous remarquons que l'étape d'isotropisation est essentielle à l'accélération. C'est elle qui fait augmenter l'entropie, et qui rend donc l'accélération irréversible.

La non stationnarité : Un problème d'interprétation lié au précédent est posé par le fait que nous avons dérivé une solution stationnaire à l'équation de transport. En pratique, chaque aller retour de part et d'autre du choc prend du temps, et l'énergie maximale que les EPs peuvent atteindre dépend directement de l'âge du choc. Par la suite, nous nous intéresserons principalement aux particules d'énergie modérée, de l'ordre de quelques dizaines de MeV/n, pour lesquelles le temps d'accélération n'est que de quelques heures, ou quelques jours tout au plus (Ellison et al., 1990). Nous pourrions donc supposer l'accélération instantanée, et le processus global stationnaire.

La sphéricité du choc : En revanche, nous rencontrerons des situations où le choc ne pourra plus être considéré comme plan. Si le reste de supernova est jeune, ou si son expansion a lieu dans un milieu dense, la courbure peut être importante, et affecter la probabilité d'échappement des particules énergétiques. De plus, nous nous sommes placés explicitement dans le référentiel du choc. Or s'il s'agit d'un choc sphérique en expansion, il n'y a tout simplement pas de référentiel où le front d'onde soit globalement au repos !

Comptonisation au premier ordre : Nous avons souligné l'analogie existant entre le processus d'accélération stochastique de Fermi et le processus de Comptonisation du rayonnement dans un milieu de forte température électronique. Pourquoi alors ne pas pousser l'analogie plus loin ? Si l'onde de choc permet de ne retenir que les 'collisions' frontales (accéléatrices) et fournit de ce fait un mécanisme d'accélération des EPs du premier ordre, pourquoi n'existerait-il pas de même un mécanisme de Comptonisation du premier ordre ? En fait, l'analogie est suffisamment profonde pour que l'on puisse remplacer partout, dans l'analyse de cette section, les particules chargées par des photons.

L'onde de choc accélère donc aussi les photons, bien que cette fois l'isotropisation qui leur permet de traverser de nombreuses fois le choc est assurée par des diffusions Compton (dans la limite de Thomson) au lieu des interactions magnétiques. Notons cependant que le spectre en loi de puissance formé par ce processus du premier ordre doit, pour sortir du choc, traverser un

milieu optiquement épais, puisque c'est la condition même de l'efficacité de l'isotropisation.

3.4.3 Retour sur l'accélération stochastique

Nous avons présenté au § 3.4.1 le principe du mécanisme d'accélération stochastique de Fermi. Pour cela, nous avons considéré des nuages ou miroirs magnétiques réfléchissant les particules sans changement d'énergie *dans leur référentiel propre*. Il pourrait ainsi sembler que nous avons introduit de la physique supplémentaire par rapport à notre étude du transport des particules énergétiques, utilisant le formalisme des fonctions de distribution. Mais il n'en rien ! Nous souhaitons donc montrer à présent que l'effet d'accélération stochastique est en réalité contenu dans l'équation cinétique dérivée au § 3.3.2.

Accélération dans les mouvements désordonnés du plasma inter-stellaire

Dans l'approximation diffusive, nous avons développé la fonction de distribution $F(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ des EPs sur les deux premières harmoniques sphériques (Eq. 3.67), et introduit ce développement dans l'équation cinétique (3.65), pour obtenir les deux équations (3.69) et (3.70), en supposant que la composante anisotrope de la fonction de distribution (le courant \mathbf{J} des EPs) est faible. Ces équations sont vérifiées de manière très générale. La seule hypothèse est que l'isotropisation des particules est suffisamment efficace (ou que le système considéré est suffisamment grand) pour que l'on puisse considérer la fonction F comme pratiquement isotrope.

Dans notre étude du transport des particules énergétiques, nous avons considéré que le MIS abritait des champs magnétiques stochastiques, mais nous avons implicitement supposé que le plasma interstellaire était lui animé d'un mouvement régulier. Pour traduire la présence de nuages magnétiques en mouvement isotrope dans le MIS, nous devons maintenant autoriser qu'un mouvement aléatoire se superpose à cet écoulement régulier. En d'autres termes, nous obtiendrons l'effet d'accélération de Fermi si, dans les équations (3.69) et (3.70), nous traitons la vitesse \mathbf{u} du plasma interstellaire comme étant elle-même une grandeur stochastique.

Notant $\mathbf{u}_0 = \langle \mathbf{u} \rangle$ la vitesse moyenne du plasma (mouvement régulier), et $\langle \mathbf{u}^2 \rangle$ le carré moyen des fluctuations, nous pouvons réécrire (3.69) et (3.70) après avoir moyenné sur \mathbf{u} :

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \text{div} \mathbf{J} = & \frac{\langle \mathbf{u}^2 \rangle}{9\chi_0} \left[p^2 \frac{\partial^2 N}{\partial p^2} + \left(3 + \frac{v^2}{c^2} - \frac{p}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial p} \right) p \frac{\partial N}{\partial p} \right] \\ & - \frac{\mathbf{u}_0}{3\chi_0} \left[p \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial p} + \left(2 + \frac{v^2}{c^2} - \frac{p}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial p} \right) \mathbf{J} \right] + \frac{\mathbf{u}_0 \times \mathbf{b}_0}{vR_0} \left[p \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial p} + \left(1 + \frac{v^2}{c^2} \right) \mathbf{J} \right], \end{aligned} \quad (3.187)$$

et

$$J_\alpha = -\chi_{\alpha\beta} \nabla_\beta N - \frac{p}{3} u_{0\alpha} \frac{\partial N}{\partial p}, \quad (3.188)$$

où Λ est le libre parcours moyen défini en (3.72) et où l'on a supprimé le terme $\partial \mathbf{J} / \partial t$ dans la dernière équation. En reportant \mathbf{J} dans la première équation, on obtient l'équation de diffusion suivante :

$$\boxed{\frac{\partial N}{\partial t} + u_\alpha \frac{\partial N}{\partial r_\alpha} - \frac{p}{3} \frac{\partial u_{0\alpha}}{\partial r_\alpha} \frac{\partial N}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial r_\alpha} \chi_{\alpha\beta} \frac{\partial N}{\partial r_\beta} + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 D(\mathbf{r}, p) \frac{\partial N}{\partial p}}. \quad (3.189)$$

Cette équation est exactement l'équation de transport (3.75), à laquelle est ajouté un terme d'accélération, qui intervient par l'intermédiaire du coefficient de diffusion dans l'espace des impulsions :

$$D(\mathbf{r}, p) = \frac{(\langle \mathbf{u}^2 \rangle - \mathbf{u}_0^2) p^2}{3v\Lambda(\mathbf{r}, p)}. \quad (3.190)$$

L'apparition de ce terme de diffusion montre que l'accélération est un processus stochastique, à la différence de l'accélération par onde de choc qui s'obtient directement à partir de l'équation de transport (3.75) (voir ci-dessus). Ceci est lié au fait que les mouvements du plasma responsables de l'accélération sont désordonnés dans le présent modèle, et ordonnés dans le cas d'une onde de choc. De plus, la forme du coefficient de diffusion (3.190) montre que l'accélération est du second ordre en V/c , où $V = \sqrt{\langle \mathbf{u}^2 \rangle - \mathbf{u}_0^2}$ correspond à la vitesse des nuages/miroirs magnétiques par rapport au mouvement régulier du plasma. L'équation de transport/accélération que nous avons obtenue est donc en tout point semblable à celle dérivée plus haut par des arguments heuristiques, en suivant le raisonnement initial de Fermi.

Notons également que d'après l'expression (3.190), le coefficient de diffusion dans l'espace des impulsions est nul si le plasma est en écoulement uniforme. Enfin, suivant notre procédure de la section § 3.3, nous pouvons considérer le cas de fluctuations de vitesse à grande échelle. Cela revient à considérer la vitesse \mathbf{u}_0 dans l'équation (3.189) comme fluctuante, et à moyenner la fonction de distribution des EPs sur ces fluctuations. Comme on s'y attend, le résultat obtenu est encore de la même forme, mais les fluctuations de vitesse $\langle \mathbf{u}^2 \rangle - \mathbf{u}_0^2$ sont remplacées par la divergence $\text{div} \mathbf{u}_0$.

Accélération par la turbulence MHD

Les perturbations du mouvement interstellaire sont faites le plus souvent d'oscillations plasma variées, plutôt que de boules de plasma en mouvement avec des champs magnétiques gelés. Les oscillations les plus importantes dans le milieu interstellaire semblent être, ainsi que nous l'avons déjà indiqué, la turbulence MHD des ondes d'Alfvén et magnétosoniques. Les résultats du paragraphe précédent restent généralement valides lorsque la turbulence MHD remplace les nuages magnétiques. Toutefois, il faut tenir compte également des champs électriques associés aux pulsations du champ magnétique (Toptygin, 1985).

En reprenant la procédure du § 3.3.2 tout en incluant le champ \mathbf{E} , on obtient à la place de l'équation cinétique (3.60) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_0}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{r}} - \mathbf{B}_0 \cdot \hat{\mathbf{D}} f_0 + q \mathbf{E} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{p}} = \int_0^\infty d\tau \left[\hat{D}_\alpha T_{\alpha\beta}(\Delta \mathbf{r}(\tau), \tau) \hat{D}_\beta \right. \\ \left. + q^2 \frac{\partial}{\partial p_\alpha} K_{\alpha\beta}(\Delta \mathbf{r}(\tau), \tau) \frac{\partial}{\partial p_\beta} - q \hat{D}_\beta S_{\alpha\beta}(\Delta \mathbf{r}(\tau), \tau) \frac{\partial}{\partial p_\alpha} \right. \\ \left. - q \frac{\partial}{\partial p_\alpha} S_{\alpha\beta}(\Delta \mathbf{r}(\tau), \tau) \hat{D}_\beta \right] f_0(\mathbf{r}, \mathbf{p} - \Delta \mathbf{p}(\tau), t). \end{aligned} \quad (3.191)$$

Cette équation est essentiellement semblable à (3.60), mais en plus du corrélateur magnétique, $T_{\alpha\beta}$, apparaissent les corrélateurs mixte et électrique :

$$S_{\alpha\beta}(\mathbf{x}, t) = \langle E_\alpha(\mathbf{x}_0, t_0) B_\beta(\mathbf{x}_0 + \mathbf{x}, t_0 + t) \rangle \quad (3.192)$$

et

$$K_{\alpha\beta}(\mathbf{x}, t) = \langle E_\alpha(\mathbf{x}_0, t_0) E_\beta(\mathbf{x}_0 + \mathbf{x}, t_0 + t) \rangle. \quad (3.193)$$

Dans le cas des ondes d'Alfvén et magnétosoniques, le lien entre les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} est connu, de sorte que ces corrélateurs peuvent en fait s'exprimer à l'aide de la transformée de Fourier du corrélateur magnétique.

En procédant comme au § 3.3.5, on peut recourir à l'approximation de dérive et moyenner l'équation cinétique (3.191) sur les rotations de Larmor des EPs, pour obtenir :

$$\frac{\partial \bar{f}}{\partial t} + \hat{\mathbf{R}} \cdot \frac{\partial \bar{f}}{\partial \mathbf{r}} + \dot{p}_\parallel \cdot \frac{\partial \bar{f}}{\partial p_\parallel} + \dot{p}_\perp \cdot \frac{\partial \bar{f}}{\partial p_\perp} = (\hat{S} + \hat{A} + \hat{M}) \bar{f}, \quad (3.194)$$

où l'on remarque dans le second membre, en plus de l'opérateur de déflexion, \hat{S} , déjà obtenu au § 3.3.5, et défini par (3.108), la présence d'un opérateur

d'accélération, \hat{A} , et d'un opérateur mixte (couplage diffusion/accélération), \hat{M} , définis de manière analogue :

$$\hat{A} = \frac{\partial}{\partial p_{\perp}^2} p_{\perp}^2 b_a \frac{\partial}{\partial p_{\perp}^2}, \quad (3.195)$$

et

$$\hat{M} = p_{\parallel} \left(\frac{\partial}{\partial p_{\parallel}^2} - \frac{\partial}{\partial p_{\perp}^2} \right) p_{\perp}^2 b_m \frac{\partial}{\partial p_{\perp}^2} + p_{\parallel} \frac{\partial}{\partial p_{\perp}^2} p_{\perp}^2 b_m \left(\frac{\partial}{\partial p_{\parallel}^2} - \frac{\partial}{\partial p_{\perp}^2} \right). \quad (3.196)$$

Les coefficients b_a et b_m ont des expressions analogues à celle de b_s (Eq. 3.109). Nous ne les donnons pas ici, mais le lecteur intéressé les trouvera, dans le cas des ondes magnéto-soniques comme dans le cas des ondes d'Alfvén, dans l'excellent livre de Topygin (1985) déjà maintes fois cité. Nous nous contenterons de remarquer, pour terminer notre étude, que si l'équation cinétique obtenue ci-dessus est de forme très compliquée, elle peut être simplifiée en vertu du fait que les champs \mathbf{E} , responsables de l'accélération, sont environ v_A/c fois plus petits que les champs \mathbf{B} , responsables de la déflexion des particules énergétiques. La conséquence en est que l'isotropisation des EPs se fait sur une échelle de temps beaucoup plus courte que l'accélération, ce qui permet de 'découpler' les phénomènes et de considérer l'accélération par la turbulence MHD dans l'approximation diffusive, c'est-à-dire avec une fonction de distribution des EPs essentiellement isotrope.

Ceci permet de calculer les coefficients de transport de manière explicite, c'est-à-dire les coefficients de diffusion dans l'espace géométrique et dans l'espace des impulsions. À nouveau, nous renvoyons le lecteur au livre de Topygin.

Conclusion

Dans cette section, nous avons surtout voulu montrer comment les effets d'accélération pouvaient être pris en compte au sein du formalisme général développé pour le transport des particules énergétiques dans le plasma inter-stellaire. Nous avons indiqué le principe du calcul des coefficients de transport dans le cas général d'une turbulence MHD d'ondes d'Alfvén et magnéto-soniques, et nous avons mené jusqu'au bout ce calcul dans le cas de l'existence de 'nuages magnétiques' en mouvement dans le MIS. Nous avons alors montré que la théorie cinétique permettait de retrouver l'ensemble des résultats relatifs à l'accélération stochastique de Fermi.

Aller plus loin dans le calcul des coefficients de transport n'aurait que peu d'intérêt dans le contexte du présent travail, même si les applications astrophysiques d'une telle étude sont potentiellement nombreuses (diffusion dans le cœur des étoiles, à leur surface, dans les disques d'accrétion, etc.) Il nous suffit de savoir que la chose est possible, et d'en comprendre les fondements. Il nous faudra

cependant aborder l'accélération des particules dans des environnements encore plus complexe, où la turbulence magnétique est à la fois forte et supersonique, et où se cotoient par conséquent des fluctuations magnétiques de grande amplitude (impossibles à traiter dans l'approximation linéaire), ainsi que de multiples ondes de choc, ayant toute une distribution de nombre de Mach (chocs mous à forts).

La considération de telles situations n'est pas dictée par la seule déraison de théoriciens pervers au plasma neuronique suractif, mais il s'avère qu'elles se rencontrent dans des environnements astrophysiques somme toute assez courants : les *superbulles*. Celles-ci résultent de l'intense activité des associations d'étoiles massives (OB) au voisinage des nuages moléculaires géants (interaction de multiples explosions de supernova et de vents d'étoiles Wolf-Rayet), et nous pensons qu'elles offrent des conditions d'accélération particulières, extrêmement propices à la formation d'un spectre de EPs concentré vers des énergies de quelques dizaines de MeV/n, qui sont les plus efficaces pour la production de raies gamma-nucléaires. En effet, comme nous l'avons déjà indiqué, les particules de plus faible énergie sont sous les seuils d'excitation, tandis que les particules de plus haute énergie, qui sont par ailleurs nécessairement moins nombreuses, détruisent les noyaux plutôt qu'elles ne les excitent.

Le fait que nous devions aborder la question de l'accélération des particules au sein des superbulles justifie à lui seul que nous ayons passé quelque temps, tout au long de ce chapitre, à décrire les autres mécanisme d'accélération, ainsi que le transport des EPs dans le milieu interstellaire. Mais fallait-il vraiment considérer le cas des superbulles ? La réponse est... oui !

En effet, le modèle que nous avons proposé pour expliquer l'intense émission de rayons gamma dans la constellation d'Orion repose en grande part sur la présence d'une telle superbulle au voisinage des nuages moléculaires géants A et B d'Orion. Il s'agit de la superbulle Orion-Eridan, dont nous décrirons la formation et les caractéristiques dans le chapitre concerné. De même, nous reportons l'étude détaillée de l'accélération dans les superbulles au moment où nous en ferons un usage explicite. Nous aurons alors acquis un certain nombre de connaissances utiles, relatives aux conditions particulières régnant dans les superbulles, mais également à la différence entre l'accélération des ions et celle des électrons, ou encore aux effets non linéaires tels que la modification de la structure des chocs par les particules énergétiques.

Ces raffinements seront introduits au fil des chapitres à venir, de façon un peu moins solennelle qu'au cours de celui-ci, que nous avons conçu comme une introduction générale aux mécanismes de transport et d'accélération en présence de champs magnétiques fluctuants. Le temps est en effet venu de clore la présentation du contexte astrophysique dans lequel s'inscrit notre travail, et d'en rassembler les divers éléments en vue de la construction d'un modèle effectif, permettant le calcul des taux de production de rayons gamma et de noyaux secondaires dans des situations variées.

Chapitre 4

Modèle général de production de raies γ -nucléaires et de noyaux secondaires

Résumé

Dans ce chapitre, nous rassemblons les résultats des chapitres précédents et construisons un modèle général d'interaction des particules énergétiques avec le milieu interstellaire. Ce modèle tient compte des effets de propagation qui modifient le spectre des EPs, tels que les pertes d'énergie et la destruction nucléaire. L'originalité principale du modèle est sa non stationnarité, qui nous permettra de considérer des situations où le taux de production des EPs, à leur source, ainsi que les conditions de leur propagation (densité et composition ambiantes) dépendent du temps. En sortie, nous obtenons la 'courbe de lumière gamma' de chaque raie nucléaire, et donc également l'évolution temporelle des différents rapports de raies. Les taux de production des noyaux secondaires sont calculés de manière similaire.

4.1 Description du modèle

4.1.1 Un outil pour l'astrophysique nucléaire et l'astronomie gamma

Idéalement, le modèle que nous développons ici doit permettre de calculer le rayonnement gamma et les noyaux secondaires produits en tout point du milieu interstellaire, à partir de la connaissance des conditions physiques locales. Les deux branches du modèle – rayons gamma et nucléosynthèse – sont fondamentalement indissociables, dans la mesure où comme nous l'avons vu au chapitre 2, les réactions nucléaires impliquées sont les mêmes dans les deux cas.

Notre code informatique les traite donc exactement sur le même plan, même s'ils présentent généralement un intérêt astrophysique différent.

En effet, si le calcul du taux de production instantané des photons est d'une grande importance pour l'astronomie gamma, puisque ces photons sont observés 'en direct', la connaissance d'un taux de production instantané de béryllium, par exemple, est assez vaine. On n'envisage guère, en l'occurrence d'aller le mesurer sur place ! En revanche, le calcul de la production intégrée des différents isotopes est capitale pour l'étude de la nucléosynthèse, tandis que le nombre de photons gamma produits depuis la naissance de la Galaxie importe assez peu. Notons toutefois qu'une telle séparation entre rayonnement et nucléosynthèse mérite d'être légèrement tempérée, compte tenu de l'existence d'isotopes radioactifs à vie longue qui présentent un intérêt à la fois pour l'astronomie gamma et l'histoire nucléosynthétique (voir les chapitres 1 et 2).

En tant qu'outil mathématique, notre modèle peut servir indifféremment à prédire l'émission gamma et la nucléosynthèse dans une région donnée du ciel où les conditions physiques sont connues, ou bien à inférer ces conditions physiques à partir du rayonnement gamma que nous y détectons, ou des informations isotopiques intégrées que nous pouvons y recueillir. Dans les applications qui suivront, nous explorerons tour à tour ces deux voies.

4.1.2 L'architecture du programme

Le calcul des taux de réactions nucléaires ne pose aucune difficulté de principe si l'on connaît, d'une part, le flux et le spectre des particules énergétiques en chaque point de l'espace, et d'autre part les diverses sections efficaces d'interaction. Par ailleurs, afin de comparer les résultats du modèle et les observations, nous devons connaître les conditions physiques déterminant le transfert du rayonnement depuis le lieu de production jusqu'au détecteur. Dans le cas qui nous intéresse, ce dernier point sera généralement trivial, puisque les rayons gamma interagissent très peu avec le milieu interstellaire.¹

Pour ce qui est des sections efficaces d'interaction, nous les avons décrites au chapitre 2. Qu'elles soient calculées théoriquement, mesurées ou estimées à l'aide de formules semi-empiriques, les incertitudes qu'elles introduisent dans le modèle sont généralement assez faibles, et en tout cas connues. Les sections efficaces nucléaires représentent un ingrédient fondamental du modèle, mais elles interviennent en tant que données physiques absolues (c'est-à-dire indépendantes des conditions locales), de sorte que toute nouvelle valeur mesurée ou estimée,

1. Toutefois, si les sources sont enfouies sous plusieurs g/cm^2 de matière, il faudra rajouter, en sortie de notre code numérique, un module de transfert de rayonnement, qui est de toute façon indépendant de la production elle-même des rayons gamma. Dans les applications qui font l'objet de cette thèse, une telle situation ne sera pas rencontrée, et nous faisons donc ici l'impasse sur son analyse. Il nous suffira de démontrer dans chaque cas que le milieu ambiant est optiquement mince pour les rayons gamma produits

ainsi que toute nouvelle section efficace jugée importante dans telle situation astrophysique particulière, peuvent être introduites de manière immédiate dans notre programme, sans en perturber l'architecture générale.

Ce programme comporte trois parties distinctes, que nous nommons respectivement : l'injection, la propagation, et la production.

L'injection

La partie que nous appelons *injection* décrit la production locale et instantanée de nouvelles particules énergétiques au sein de l'environnement astrophysique étudié. Elle correspond à un terme source dans l'équation décrivant l'évolution de la fonction de distribution des EPs. On note $Q_i(\mathbf{r}, E, t)$ la 'fonction d'injection', ou 'fonction source', représentant le nombre de EPs de l'espèce i produits par seconde, par cm^3 et par MeV/n, à l'instant t , au point \mathbf{r} et à l'énergie E .

L'injection peut avoir deux origines distinctes :

1. l'accélération de particules *in situ*, auquel cas Q_i représente le spectre des EPs d'espèce i **quittant** le processus d'accélération ;
2. l'advection de EPs venant d'une autre région de l'espace, auquel cas Q_i représente le spectre des EPs d'espèce i entrant dans la région d'étude.

Si l'on développait un modèle galactique global et complet, incluant en une gigantesque fonction d'injection toutes les sources potentielles de particules énergétiques existant dans la Galaxie, on n'aurait guère besoin de considérer une source advective pour les EPs. Leur diffusion d'un site astrophysique à l'autre serait prise en compte automatiquement par les termes de convection et de diffusion dans l'équation de transport (3.189).

Toutefois, pour des raisons pratiques évidentes, nous serons amenés à considérer des régions limitées de l'espace, dans lesquelles les caractéristiques physiques sont suffisamment homogènes pour que les équations à intégrer puissent se simplifier, et que le programme tourne en un temps raisonnable. Il pourra alors se présenter des cas où la source des EPs est extérieure à la région étudiée par le modèle, c'est-à-dire la région d'interaction elle-même. À titre d'exemple, citons notre modèle de l'émission gamma d'Orion, qui sera décrit plus loin. Dans ce cas, Q_i décrit le flux de EPs diffusant depuis leur source (la superbule de Orion-Éridan, dans ce modèle), jusqu'au lieu d'interaction (les nuages moléculaires d'Orion).

Quoi qu'il en soit, notre code numérique utilise la fonction d'injection, Q_i , comme une donnée première, dont il n'est guère besoin de connaître l'origine. Bien sûr, on demandera à tout modèle astrophysique véritablement complet de permettre un calcul explicite de Q_i . Mais ce calcul doit être compris comme indépendant du programme décrit dans ce chapitre, et intervenant en amont de

celui-ci. Dans le cas où le processus d'accélération est inconnu, Q_i ne pourra évidemment pas être calculée à partir des lois physiques. Des formes diverses pourront alors être 'essayées', afin de tirer des observations un certain nombre de contraintes phénoménologiques a posteriori.

La propagation

La deuxième partie du programme gère la propagation des EPs dans le milieu interstellaire. Elle réalise l'intégration de l'équation de transport, prenant en compte tous les termes physiques souhaités (pertes d'énergie, diffusion spatiale, réaccélération par la turbulence magnétique, destruction nucléaire, échappement de la zone de confinement, réinjection continue de EPs décrite par $Q_i...$), et calcule un 'spectre propagé' instantané, qui n'est rien d'autre que la fonction de distribution $N(\mathbf{r}, E, t)$ à l'instant t .

Suivant la complexité de l'équation de transport considérée, le calcul de la 'propagation' des EPs pourra ou non se faire de manière analytique. Notre programme fonctionne ainsi avec plusieurs options. Dans l'option standard (modèle à une zone, sans réaccélération), l'équation de transport s'intègre formellement pour n'importe quelle fonction source $Q_i(E, t)$. Dans ce cas, le programme réalise essentiellement une intégration numérique (simple ou multiple suivant les cas). C'est cette option que nous utilisons pour les diverses applications qui font l'objet de cette thèse, à une exception près que nous discuterons brièvement le moment venu.

Dans les options plus complexes, pour lesquelles il est estimé que la diffusion dans l'espace ordinaire et/ou dans l'espace des énergies (réaccélération du second ordre) doit être prise en compte, nous sommes contraints – sauf dans des cas analytiques très particuliers et rarement réalistes – de recourir à l'intégration numérique complète de l'équation aux dérivées partielles. Le temps de calcul est alors incomparablement plus long. Notons cependant que la méthode d'intégration numérique que nous avons programmée est des plus primaires, et qu'il ne fait pour nous aucun doute qu'elle pourrait être améliorée. Nous n'avons eu ni le besoin, ni le temps, ni sans doute la compétence de le faire jusqu'à présent, mais il nous paraît assurément souhaitable, en vue d'applications futures, de développer cette partie du modèle.

La production

Enfin, dans une troisième partie, le programme calcule les taux de réaction pour toutes les raies nucléaires et pour tous les isotopes secondaires choisis dans le modèle, en intégrant les sections efficaces correspondantes sur le spectre d'énergie instantané des EPs obtenu dans la deuxième partie. En répétant l'opération à des temps successifs, on obtient une courbe de lumière pour chaque raie, permettant de suivre à la fois l'évolution des flux et celle des rapports de raies, qui sont les

observables fondamentales de l'astronomie gamma.

En général, chaque raie et chaque isotope sont produits par plusieurs réactions nucléaires, faisant intervenir des projectiles et/ou des cibles différentes. Notre programme fait donc la somme des taux de production par chaque interaction concernée. Il garde néanmoins la mémoire des diverses contributions individuelles, afin d'identifier les réactions qui sont les plus importantes dans les conditions physiques spécifiques du 'run' en cours.

Une sommation partielle des taux de réaction est également réalisée, afin de comptabiliser séparément les photons produits lors de processus d'interaction directs (un noyau énergétique léger interagissant avec un noyau lourd au repos dans le MIS), et ceux produits par des processus inverses (projectile lourd sur cible légère). Ces informations sont utiles pour estimer le profil des raies produites, car comme nous l'avons discuté au §2.6.6, les processus directs conduisent à des raies fines, et les processus inverses à des raies larges.

Une telle séparation est également faite, en vue d'études ultérieures, pour les taux de production des isotopes secondaires. En effet, les isotopes résultant de processus de spallation inverses sont produits avec une énergie importante, et peuvent donner lieu à de nouvelles réactions nucléaires, entraînant soit leur destruction (auquel cas il ne faut pas les comptabiliser dans le bilan nucléosynthétique), soit la production de nouvelles espèces ou de nouveaux photons (qu'il faut alors prendre en compte).

La modularité du programme

Le programme a été conçu comme une juxtaposition de modules élémentaires, ce qui lui confère une assez grande souplesse. Les trois phases principales que nous venons de décrire (injection, propagation, production) peuvent être modifiées de façon indépendante, sans intervenir sur l'ensemble du programme. Mais il est également possible d'introduire de nouveaux modules, soit en entrée, soit en sortie.

C'est ce que nous ferons par exemple dans la partie suivante, en 'branchant' à l'entrée de notre programme le code numérique d'accélération de particules élaboré par Don Ellison. De même, il sera possible par la suite de greffer, en sortie cette fois, un module de calcul du profil des raies, tel que celui développé par Reuven Ramaty et ses collaborateurs, ou encore un module d'évolution chimique de la Galaxie, comme celui mis au point par Elisabeth Vangioni-Flam, à l'Institut d'Astrophysique de Paris.

De même, il est possible de brancher de nouvelles applications en parallèle au programme. C'est ainsi que nous avons étudié, dans le cas spécifique du rayonnement d'Orion, la production de rayonnement Bremsstrahlung par les électrons primaires, ainsi que la production d'électrons secondaires (ou « knock-on »), et leurs effets induits.

4.2 Le modèle non stationnaire dans l'option standard

Parmi les différentes étapes que nous venons de discuter, l'injection et la production sont physiquement triviales, en ce sens qu'elles ne requièrent aucun calcul formel ni aucune analyse physique particulière. Ou bien nous disposons d'un modèle calculant le spectre source des particules énergétiques, et il nous suffit de l'introduire à l'entrée du programme, ou bien nous n'en disposons pas, et nous n'avons pas d'autre choix que d'en postuler un. Pour ce qui de la production de rayons gamma ou d'isotopes secondaires, il suffit d'intégrer des sections efficaces connues sur un spectre donné.

L'essentiel du travail physique consiste donc à déterminer le spectre des EPs à l'instant t , connaissant la fonction d'injection $Q_i(\mathbf{r}, E, t)$ à tous les instants antérieurs, en tout point de l'espace et à toute énergie. Pour cela, nous devons déterminer l'équation d'évolution de la fonction de distribution des EPs, $N(\mathbf{r}, E, t)$, et l'intégrer. Cette équation d'évolution est en fait l'équation de transport (3.189) dérivée au chapitre précédent, à laquelle il convient d'ajouter des termes décrivant l'injection de EPs (si on ne souhaite pas calculer explicitement leur accélération), ainsi que leurs interactions non magnétiques avec le milieu ambiant.

En effet, dans le chapitre précédent, nous avons étudié le transport des EPs sans nous soucier des mécanismes de perte d'énergie décrits dans le chapitre 2, ni des interactions nucléaires subies par les particules. Par ailleurs, si le modèle est appliqué à une région limitée de l'espace, il nous faut tenir compte des EPs entrants – déjà inclus dans la fonction d'injection Q_i – mais aussi des EPs sortants, décrits par un terme de fuite à déterminer. L'équation générale décrivant l'évolution de la fonction de distribution des EPs ne sera donnée qu'ultérieurement, car nous préférons procéder de manière progressive, en introduisant les différents termes les uns après les autres.

4.2.1 Les hypothèses de l'option standard

Dans bon nombre de cas, il n'est pas utile d'étudier la diffusion spatiale des particules énergétiques, non pas parce qu'elle est négligeable, mais parce que l'on s'intéresse à l'émission gamma ou à la production de noyaux secondaires intégrée sur un volume assez grand, que l'on peut considérer comme une boîte sans structure interne. On utilise alors un modèle dit « à une zone », dans lequel la variable d'espace est purement et simplement supprimée. La fonction de distribution des EPs, $N(\mathbf{r}, E, t)$, devient alors $N(E, t)$, et représente le nombre de EPs par MeV/n présents dans tout le volume de la boîte considérée à l'instant t . En pratique, les modèles à une zone suffisent chaque fois que l'on s'intéresse au bilan des réactions dans une région homogène de l'espace, ou bien tout simplement

non résolue par l'instrument d'observation.

L'autre hypothèse que nous utilisons dans la version standard du programme consiste à négliger la réaccélération des particules énergétiques introduites dans la boîte d'étude. Cette hypothèse est justifiée dans n'importe quel environnement où les inhomogénéités magnétiques sont peu nombreuses ou de faible amplitude, ou plus généralement chaque fois que la réaccélération des particules (en générale stochastique et du second ordre en V/c) est négligeable devant leur taux d'injection (accélération première ou advection). Notons qu'en principe cette hypothèse n'est nullement restrictive, car il est toujours possible de considérer la réaccélération comme une nouvelle source, et de l'inclure dans la fonction Q_i . Toutefois, il s'agit là d'une source qui dépend du spectre instantané des EPs, car on ne peut réaccélérer que des particules déjà présentes dans le milieu (!).

4.2.2 L'équation de propagation dans l'option standard

L'équation dite de 'propagation', qui décrit l'évolution du spectre des différentes espèces de EPs dans un modèle à une zone sans réaccélération, a été donnée sous la forme que nous utilisons ici par Meneguzzi, Audouze et Reeves dans leur papier fondateur de 1971 . La voici :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} N_i(E, t) + \frac{\partial}{\partial E} (\dot{E}_i(E) N_i(E, t)) &= Q_i(E, t) \\
- \frac{N_i(E, t)}{\tau_{\text{esc}}} - \frac{N_i(E, t)}{\tau_{\text{dec}} \sqrt{1 - v_i^2(E)/c^2}} & \\
- [\sigma_{\text{pi}}(E) n_{\text{H}} + \sigma_{\alpha i}(E) n_{\text{He}}] N_i(E, t) v_i(E) & \\
+ \sum_j \int_0^\infty dE' v_j(E') N_j(E', t) [\sigma_{\text{pji}}(E, E') n_{\text{H}} + \sigma_{\alpha ji}(E, E') n_{\text{He}}] &.
\end{aligned} \tag{4.1}$$

La signification des différents termes de cette équation est assez claire. La première ligne représente l'équation 'minimale', décrivant simplement l'évolution de $N(E, t)$ en réponse à une injection de EPs (membre de droite), et à des pertes d'énergie subies individuellement par les particules, avec un taux $\dot{E}_i(E)$. Le terme correspondant décrit en effet le flux des particules dans l'espace des énergies. Notons que les pertes d'énergie (ionisation, synchrotron, etc.) dépendent a priori de l'énergie de la particule.

Outre ces termes 'élémentaires', d'autres termes figurent dans le membre de droite et peuvent donc être assimilés à une source. Ils décrivent un bilan de particules, imposé par les interactions nucléaires. Le premier terme est un terme d'échappement (ou de fuite), sur lequel nous reviendrons dans un instant. Le terme suivant décrit la disparition (source négative) des particules par décroissance radioactive. La demi-vie, τ_{dec} , y apparaît corrigée de l'effet relativiste

de dilatation des temps. Bien entendu, pour les particules stables, il suffit d'écrire $\tau_{\text{dec}} = \infty$.

Le terme apparaissant sur la troisième ligne est à nouveau un terme de disparition (signe '-'). Il décrit la destruction des EPs par leurs interactions nucléaires avec le milieu ambiant. On n'a fait figurer dans (4.1) que les contributions des noyaux d'hydrogène et d'hélium, qui dominent très largement la destruction nucléaire pour toute composition réaliste du milieu interstellaire. La vitesse $v_i(E)$ est celle d'un EP de l'espèce i ayant l'énergie E . En réalité, étant donné que nous exprimons E en MeV/n, la vitesse $v_i(E)$ ne dépend pas de i , et nous la noterons dorénavant $v(E)$. Quant à $\sigma_{pi}(E)$ et $\sigma_{\alpha i}(E)$, il s'agit des sections efficaces inélastiques totales décrites au § 2.6.2.

Enfin, le dernier terme (quatrième ligne) représente la production de EPs d'espèce i à l'énergie E , par toutes les réactions nucléaires possibles faisant intervenir des EPs d'espèce j et d'énergie quelconque E' . Les sections efficaces σ_{pji} et $\sigma_{\alpha ji}$ correspondent aux réactions $p + j \rightarrow i$ et $\alpha + j \rightarrow i$ respectivement. À nouveau, les cibles autres que l'hydrogène et l'hélium ont été négligées, mais leur prise en compte est conceptuellement et techniquement triviale : il suffit d'ajouter la section efficace correspondante, multipliée par l'abondance idoine. Notons enfin que les réactions directes (léger sur lourd) ne sont pas prises en compte, car dans ce cas le noyau produit à une énergie relativement faible, et peut difficilement être considéré comme un EP.

La présence du terme de production nucléaire nous aide à préciser la nature du terme source, $Q_i(E, t)$. Ce dernier représente en quelque sorte les sources externes de EPs, à la différence de la source interne liée aux interactions des EPs eux-mêmes. Dans les applications qui nous concerneront dans la suite, la source interne – secondaire – sera toujours négligeable devant la source externe – primaire – décrite par Q_i . Par conséquent, nous abandonnerons le dernier terme de l'équation (4.1).

Ré-écriture de l'équation de propagation

Le terme de destruction nucléaire peut être réécrit de manière synthétique en faisant intervenir la durée de vie, ou plus exactement le temps de destruction des EPs dans le MIS. Ce dernier est défini par :

$$\frac{1}{\tau_D} = [\sigma_{pi}(E)n_H + \sigma_{\alpha i}(E)n_{He}]v_i(E). \quad (4.2)$$

On définit alors un temps total, τ_{tot} , dit *temps de pertes catastrophiques* (par opposition aux pertes progressives liées au glissement en énergie $\dot{E}_i(E)$) incluant la décroissance radioactive, la destruction nucléaire et l'échappement hors de la zone de confinement :

$$\frac{1}{\tau_{\text{tot}}} = \frac{1}{\gamma \tau_{\text{dec}}} + \frac{1}{\tau_{\text{esc}}} + \frac{1}{\tau_{\text{D}}}. \quad (4.3)$$

Ceci nous permet de réécrire l'équation de propagation (4.1) (sans le terme de production secondaire) comme :

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t} N_i(E, t) + \frac{\partial}{\partial E} (\dot{E}_i(E) N_i(E, t)) = Q_i(E, t) - \frac{N_i(E, t)}{\tau_{\text{tot}}}}. \quad (4.4)$$

Telle est l'équation de propagation intégrée par notre programme dans l'option standard.

4.2.3 Remarques sur l'échappement des EPs

Échappement et diffusion spatiale

Lorsque l'on s'intéresse aux EPs compris dans une boîte (modèle à une zone) de dimension limitée, appelée *zone de confinement*, le bilan des particules doit faire intervenir à la fois le flux entrant, inclus dans la fonction source Q_i , et le flux sortant, décrit par ce que nous avons appelé le terme d'échappement : $-N_i/\tau_{\text{esc}}$. La forme de ce dernier terme indique que l'échappement suit une loi exponentielle de type 'décroissance radioactive', avec une durée de vie (durée de confinement) égale au *temps d'échappement*, τ_{esc} .

Ce formalisme est généralement retenu dans le modèle dit « de la boîte percée » (leaky box), décrivant le transport des rayons cosmiques dans la Galaxie à l'aide d'un modèle à une zone. Ce modèle a d'abord été introduit pour des raisons phénoménologiques, puis a trouvé un certain nombre de justifications théoriques, faisant intervenir le halo ionisé entourant la Galaxie, qui par ses propriétés magnétiques peut réfléchir, avec une certaine probabilité, les rayons cosmiques qui tendraient à s'en échapper. Toutefois, on peut se demander si la forme exponentielle du terme d'échappement est bien adaptée à toutes les situations astrophysiques. La réponse, hélas, est NON.

Fondamentalement, l'échappement est du au transport des EPs jusqu'aux limites de la zone de confinement, qui peut-être une galaxie, un nuage moléculaire, une superbulle, etc. Ce transport spatial n'est évidemment pas reproduit dans un modèle à une zone, et c'est précisément le terme d'échappement qui en intègre les effets. Pour déterminer de manière rigoureuse la forme que doit prendre ce terme dans l'équation de propagation, il nous faut donc ouvrir la boîte noire et nous intéresser à la diffusion.

En ne tenant compte que de la diffusion spatiale et en supposant que la zone de confinement est homogène et isotrope, avec un coefficient de diffusion spatiale D , on peut écrire :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} - D\Delta N_i = 0 \quad (4.5)$$

où Δ désigne l'opérateur laplacien. Dans un milieu infini, cette équation se résout aisément en :

$$N(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{8(\pi Dt)^{3/2}} \int \int \int N(\mathbf{r}', 0) \exp \left[- \left(\frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{\sqrt{4Dt}} \right)^2 \right] d^3\mathbf{r}', \quad (4.6)$$

où $N(\mathbf{r}, t)$ est la condition initiale, à $t = 0$. En particulier, si la source est en $\delta(\mathbf{r})$, c'est-à-dire $N(\mathbf{r}, 0) = N_0\delta(\mathbf{r})$ où N_0 est le nombre total de particules injectées en $\mathbf{r} = \mathbf{0}$, on a :

$$N(\mathbf{r}, t) = \frac{N_0}{8(\pi Dt)^{3/2}} \exp \left[- \left(\frac{r}{\sqrt{4Dt}} \right)^2 \right]. \quad (4.7)$$

Cette solution est en fait la fonction de Green, G (ou plutôt $N_0 \times G$), solution de :

$$\frac{\partial N}{\partial t} - D\Delta N = N_0\delta(\mathbf{r})\delta(t). \quad (4.8)$$

Vitesse de diffusion

Supposons maintenant, à titre d'exemple simple, que la boîte que nous considérons dans notre modèle à une zone est une sphère de rayon R , avec une injection centrale, et essayons de déterminer le temps de confinement, τ_{esc} , afin de prendre en compte les fuites de EPs. La solution obtenue ci-dessus pour $N(\mathbf{r}, t)$ peut être réinterprétée de la manière suivante.

Si on introduit une particule en $\mathbf{r} = \mathbf{0}$ à $t = 0$, la probabilité pour qu'elle se trouve entre \mathbf{r} et $\mathbf{r} + d\mathbf{r}$ à l'instant t est $\mathcal{P}_t(\mathbf{r})d\mathbf{r}$, où $\mathcal{P}_t(\mathbf{r}) = N(\mathbf{r}, t)/N_0$. On en déduit immédiatement la probabilité de trouver la particule entre r et $r + dr$:

$$\mathcal{P}_t(r) = \frac{4\pi r^2}{8(\pi Dt)^{3/2}} \exp \left[- \left(\frac{r}{\sqrt{4Dt}} \right)^2 \right]. \quad (4.9)$$

(Remarque : on vérifie aisément, en intégrant par parties, que $\int_0^\infty \mathcal{P}_t(r)dr = 1$.)

Invertissons maintenant le propos, et demandons-nous quelle est la probabilité pour que la particule se trouve au rayon r entre t et $t + dt$: $\mathcal{P}_r(t)$. Un moyen

simple de déterminer $\mathcal{P}_r(t)$ est de considérer un grand nombre de particules : les particules diffusant à travers la sphère de rayon r entre t et $t + dt$ sont celles contenues dans la coquille interne d'épaisseur $v_D dt$, où $v_D dt$ est définie comme la « vitesse de diffusion en r ». On a $\mathcal{P}_r(t)dt = \mathcal{P}_t(r)dr$, avec $dr = v_D dt$. Ainsi :

$$\mathcal{P}_r(t) = \frac{4\pi r^2 v_D}{8(\pi Dt)^{3/2}} \exp \left[- \left(\frac{r}{\sqrt{4Dt}} \right)^2 \right]. \quad (4.10)$$

Nous savons par ailleurs que, par définition d'une probabilité, $\int_0^\infty \mathcal{P}_r(t)dt = 1$ pour tout r , puisque la particule va finir tôt ou tard par dépasser le rayon r ($\mathcal{P}_t(r' < r) \rightarrow 0$ quand $t \rightarrow \infty$). En reportant $\mathcal{P}_r(t)$ dans cette condition de normalisation et en effectuant le changement de variable $u = r^2/(4\pi D)$, on obtient l'expression de v_D :

$$\boxed{v_D(r) = \frac{D}{r}}, \quad (4.11)$$

où l'on a fait usage de l'identité :

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{u}} \exp(-u) du = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \Gamma\left(\frac{1}{2}\right) = 1. \quad (4.12)$$

Cette estimation de la vitesse de diffusion nous sera utile ultérieurement.

Évaluation du temps d'échappement

Évaluons à présent le temps d'échappement, c'est-à-dire le temps mis par une particule pour dépasser le rayon R . On pourrait être tenté pour cela de calculer le temps moyen d'échappement :

$$\langle t_{\text{esc}} \rangle = \int_0^\infty t \mathcal{P}_R(t) dt, \quad (4.13)$$

mais cette intégrale diverge ! Autrement dit, le temps moyen d'échappement est infini quel que soit le rayon R considéré !

Cela ne veut évidemment pas dire que les particules ne sortent pas de la zone de confinement, mais il en reste toujours un certain nombre qui mettent très longtemps à sortir, et ce sont ces particules qui dominent la moyenne des temps de confinement. En dépit de cet échec, relatif au temps *moyen*, on peut chercher à évaluer un temps *typique* d'échappement.

Tout d'abord, voici le temps d'échappement le plus probable, t_{esc}^+ . Par définition, il correspond à $d\mathcal{P}_R(t)/dt = 0$. On obtient alors par un calcul élémentaire :

$$t_{\text{esc}}^+ = \frac{R^2}{6D}. \quad (4.14)$$

On peut ensuite estimer un « temps d'échappement global », ou « temps de diffusion », à partir de la vitesse de diffusion, $v_D(r) = D/r$. Le temps mis pour atteindre le rayon R est :

$$t_D = \int_0^R \frac{dr}{v_D(r)} = \frac{R^2}{2D}. \quad (4.15)$$

Ce temps de diffusion est 3 fois plus long que t_{esc}^+ , car la vitesse de diffusion est globalement égale dans ses trois composantes, v_{Dx} , v_{Dy} et v_{Dz} .

Enfin, on peut noter que le carré moyen de la distance entre l'origine et la particule au temps t est :

$$\langle r^2 \rangle = \int_0^\infty r^2 \mathcal{P}_t(r) dr = 6Dt, \quad (4.16)$$

caractéristique de la diffusion homogène et isotrope. Cette expression fournit à nouveau un temps d'échappement égal à t_{esc}^+ . En revanche :

$$\langle r \rangle = \int_0^\infty r \mathcal{P}_t(r) dr \quad \text{donne} \quad \langle r \rangle^2 = \frac{16}{\pi} Dt. \quad (4.17)$$

Tous ces temps sont du même ordre de grandeur :

$$\boxed{\tau_{\text{esc}} \sim \frac{R^2}{D}}, \quad (4.18)$$

qu'on aurait pu trouver intuitivement, par simple analyse dimensionnelle, en remarquant que les seules données du problème sont R et D , et que la combinaison ci-dessus est la seule qui forme un temps.

La "leaky box" n'est pas universelle

L'étude ci-dessus est intéressante en elle-même, dans la mesure où elle fournit l'ordre de grandeur du temps de confinement ainsi que de la vitesse de diffusion. Mais il n'était nul besoin d'effectuer tous ces calculs pour conclure que le terme d'échappement ne peut généralement pas s'écrire sous la forme 'leaky box' :

$-N_i/\tau_{\text{esc}}$. Car dans ce cas, la probabilité d'échappement à l'instant t , pour une particule introduite à $t = 0$, vaut :

$$\mathcal{P}(t) = \frac{\exp(-t/\tau_{\text{esc}})}{\tau_{\text{esc}}}, \quad (4.19)$$

à comparer avec (4.10). En particulier, le temps moyen d'échappement, loin d'être infini, vaut simplement τ_{esc} dans le cas 'leaky box'.

Bien sûr, rien n'empêche d'écrire le terme d'échappement, calculé à partir de la diffusion spatiale, comme $-N_i/\tau_{\text{esc}}$. On peut en effet convenir que le nombre de particules quittant chaque seconde la zone de confinement est proportionnel au nombre de particules qui s'y trouvent, N_i , et définir τ_{esc} comme l'inverse du facteur de proportionnalité. Le problème est cependant que même pour notre exemple simple d'une diffusion homogène isotrope à injection centrale, le temps d'échappement ainsi obtenu, 'par identification', dépend non seulement de l'énergie, mais aussi du temps – ce qui n'est pas le cas pour le terme 'exponentiel' du modèle leaky box.

On montre en effet, par une simple étude asymptotique, que :

$$\tau_{\text{esc}} \sim \left(\frac{R}{\sqrt{4D}} \right)^{-\frac{3}{2}} t^{\frac{5}{2}} \quad \text{pour} \quad t \ll t_0 = \frac{R}{4D} \quad (4.20)$$

et

$$\tau_{\text{esc}} \sim t \quad \text{pour} \quad t \gg t_0. \quad (4.21)$$

Il apparaît donc que le temps caractéristique 'dimensionnel', t_0 , a bien un sens physique, puisqu'il définit la transition entre les deux régimes d'échappement, et représente convenablement τ_{esc} au moment de cette transition. Mais en vertu de ce que nous venons de montrer, il serait erroné de l'introduire tel quel dans l'équation de propagation, en adoptant d'emblée la forme 'leaky box' pour le terme d'échappement.

Il est inutile de discourir d'avantage sur ce point. Nous souhaitons simplement démontrer que le terme $-N_i/\tau_{\text{esc}}$ généralement retenu pour décrire la fuite des particules énergétiques hors de leur zone de confinement, ne convient pas de manière universelle. Au contraire, dans un modèle diffusif, les conditions d'échappement sont intimement liées à l'histoire et à la géographie de l'injection, et ne peuvent être synthétisées par un seul paramètre, τ_{esc} , même s'il reste possible de donner un certain sens à la notion de temps d'échappement, et de l'évaluer ainsi que nous l'avons fait.

Cette particularité constitue à nos yeux une limitation profonde des modèles à une zone. À moins de justifier, par des arguments physiques spécifiques, que l'échappement prend la forme exponentielle caractéristique du modèle leaky box, nous pensons avoir montré que les modèles à une zone ne peuvent tout simplement

pas rendre compte de l'échappement des EPs de manière cohérente, car cet échappement dépend des conditions géométriques internes à la boîte (diffusion spatiale), qui sont par définition inaccessibles dans un tel modèle.

En conséquence, **si l'échappement des EPs joue un rôle important dans une situation astrophysique donnée, il faudra nécessairement abandonner le modèle à une zone et étudier en détail la diffusion des particules.** Et ceci même si la région considérée est homogène (et semble donc recommander l'utilisation de modèles à une zone).

Un exemple d'une telle situation pourrait être l'accélération de particules au sein d'une superbulle ou d'un nuage moléculaire géant qui ne pourrait pas confiner efficacement les particules de haute énergie, mais qui confinerait convenablement celles de plus basse énergie. Il en résulterait une modification du spectre des EPs, non par des effets de propagation (pertes d'énergie, interactions nucléaires, etc.), mais par des effets d'échappement (conditions aux limites). Nous avons envisagé très sérieusement cette solution dans le cadre de l'étude du rayonnement gamma d'Orion. Même si le modèle retenu ne nécessite finalement pas cette subtilité, nous pensons que la « sculpture du spectre » par effet de fuite peut jouer un rôle important dans d'autres situations astrophysiques où les conditions magnétiques sont moins propices au confinement. Dans un tel cas, il se pourrait que le confinement sélectionne uniquement les particules figurant dans une bande d'énergie restreinte, et influence localement le spectre des EPs de manière importante, au point peut-être de gommer les particularités liées au processus d'accélération lui-même.

Dans l'éventualité de telles situations, et pour d'autres raisons d'ordre général, nous nous livrons plus bas, au § 4.4 à l'étude de la propagation en régime diffusif (modèle étendu, par opposition au modèle à une zone). Mais auparavant, il faut résoudre l'équation de propagation correspondant à l'option standard, en supposant que le terme d'échappement est de la forme 'leaky box', ou bien qu'il est négligeable (comme dans le cas d'une cible épaisse).

4.2.4 Le spectre instantané des EPs

Intégration de l'équation de propagation

Pour intégrer l'équation de propagation (4.4), nous utilisons la méthode des fonctions de Green. En réalité, nous pourrions écrire à vue la solution formelle de (4.4), dont la signification physique est d'une réjouissante limpidité, mais puisque nous ne fûmes nous-mêmes véritablement convaincus de la pertinence des arguments logico-physiques qu'après avoir détaillé le calcul, nous pensons qu'il n'est pas inutile de le reproduire ici.

Soit donc à résoudre l'équation

$$\frac{\partial}{\partial t} N_i(E, t) + \frac{\partial}{\partial E} (\dot{E}_i(E) N_i(E, t)) = Q_i(E, t) - \frac{N_i(E, t)}{\tau_{\text{tot}}},$$

où τ_{tot} dépend a priori de E , mais pas de t . Cherchons la fonction de Green associée, $G(E_0, t_0; E, t)$, solution de :

$$\frac{\partial G}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E}(\dot{E}G) + \frac{G}{\tau_{\text{tot}}} = \delta(E - E_0)\delta(t - t_0), \quad (4.22)$$

telle que l'on ait :

$$N_i(E, t) = \int dE_0 \int_{-\infty}^t dt_0 Q_i(E_0, t_0) G(E_0, t_0; E, t). \quad (4.23)$$

Effectuons le changement de variable suivant :

$$(E, t) \longrightarrow (\tau, t'), \quad \text{où } t' = t - \tau, \quad \text{et} \quad (4.24)$$

$$\boxed{\tau(E_0, E) = \int_{E_0}^E \frac{dE'}{\dot{E}(E')}}. \quad (4.25)$$

La signification physique de τ est très importante. Ce paramètre a la dimension d'un temps, et décrit le glissement en énergie des EPs sous l'action des divers mécanismes de perte d'énergie, qui opèrent avec un taux \dot{E} . Pour cette raison, nous appelons la fonction $\tau(E_0, E)$ la *fonction de dérive* en énergie des particules. Si on se reporte à la définition ci-dessus (Eq. 4.25), on voit que τ n'est rien d'autre que le temps mis par une particule pour passer de l'énergie E_0 à l'énergie E . Autrement dit, **pour une particule énergétique possédant l'énergie E à l'instant t , il y a une relation biunivoque entre l'instant où elle a été injectée dans le milieu, et l'énergie qu'elle avait à ce moment là. C'est cette relation que précise la fonction de dérive $\tau(E_0, E)$.**

Il est à noter que cette fonction dépend en réalité de l'espèce de EP considérée, par l'intermédiaire des pertes d'énergie $\dot{E}_i(E)$. Nous supprimons l'indice i afin de ne pas alourdir les notations à ce stade, mais il convient de réaliser qu'il y a en réalité une fonction de Green par espèce de EP considérée.

Reprenons donc : nous avons

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t'} \quad \text{et} \quad \frac{\partial}{\partial E} = \frac{1}{\dot{E}(E)} \frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{1}{\dot{E}(E)} \frac{\partial}{\partial t'}, \quad (4.26)$$

ce qui permet de réécrire :

$$\frac{\partial}{\partial \tau}(\dot{E}G) + \frac{\dot{E}G}{\tau_{\text{tot}}} = \frac{\dot{E}}{|\dot{E}|} \delta(\tau) \delta(t' - t_0). \quad (4.27)$$

L'équation sans second membre a pour solution générale :

$$\dot{E}G = \lambda \exp \left(- \int_0^\tau \frac{d\tau'}{\tau_{\text{tot}}(\tau')} \right), \quad (4.28)$$

et par la méthode de « variation de la constante », on obtient :

$$\frac{\partial \lambda}{\partial \tau} = \frac{\dot{E}}{|\dot{E}|} \exp \int_0^\tau \frac{d\tau'}{\tau_{\text{tot}}(\tau')} \delta(\tau) \delta(t' - t_0). \quad (4.29)$$

Cette équation s'intègre à vue en $\lambda = (\dot{E}/|\dot{E}|)\delta(t' - t_0)$. En reportant dans (4.28), on obtient la fonction de Green $G(E_0, t_0; E, t)$, que l'on reporte à son tour dans (4.23) pour obtenir finalement la solution formelle de l'équation de propagation (4.4) :

$$N_i(E, t) = \frac{1}{|\dot{E}_i(E)|} \int_E^{+\infty} Q_i(E_0, t - \tau_i(E_0, E)) \exp \left(- \int_{E_0}^E \frac{dE'}{\dot{E}_i(E') \tau_{\text{tot},i}(E')} \right) dE_0, \quad (4.30)$$

où nous sommes revenus aux variables t et E , plutôt que t' et $\tau(E_0, E)$.

Interprétation physique

La solution que nous venons d'obtenir admet une interprétation physique simple. Elle exprime ceci : **les particules que l'on trouve à l'instant t à l'énergie E sont toutes les particules injectées à une énergie supérieure à E , mais à un instant antérieur tel que, depuis cet instant, leur énergie soit tombée exactement à E sous l'action des divers mécanismes de pertes d'énergie** décrits au chapitre 2 (ionisation, Bremsstrahlung, etc.). C'est ce qui explique la présence du 'temps retardé', $t - \tau_i(E_0, E)$, dans l'argument de la fonction d'injection Q_i , puisque la 'fonction de dérive en énergie' $\tau_i(E_0, E)$ donne justement le temps mis par une particule de l'espèce i pour passer de l'énergie E_0 (énergie d'injection) à l'énergie E (énergie courante).

Telle serait l'interprétation de (4.30) si le temps de pertes catastrophiques, τ_{tot} , était infini (pas d'échappement ni de destruction nucléaire), c'est-à-dire si le facteur exponentiel était égal à 1. **En présence de pertes catastrophiques, il faut simplement corriger la contribution des particules injectées aux énergies $E_0 \geq E$ en la pondérant par la probabilité de survie pendant le temps nécessaire pour passer de l'énergie E_0 à l'énergie E , c'est-à-dire pendant $\tau(E_0, E)$.** Cette probabilité de survie est simplement $\exp(-\langle \tau / \tau_{\text{tot}} \rangle)$, où la moyenne tient compte du fait que le temps de pertes catastrophiques τ_{tot} dépend de l'énergie des particules, et donc varie au cours de la dérive en énergie.

Le temps que les particules passent entre les énergies E' et $E' + dE'$ étant $dt = dE' / \dot{E}(E')$, on a :

$$\left\langle \frac{\tau}{\tau_{\text{tot}}} \right\rangle = \int_{E_0}^E \frac{dE'}{\dot{E}_i(E') \tau_{\text{tot},i}(E')}, \quad (4.31)$$

ce qui justifie la forme du facteur exponentiel dans (4.30).

Bilan de l'étude

En résumé, notre modèle obtient le spectre instantané des EPs, $N(E, t)$, en résolvant l'équation de propagation (4.4) dans les conditions de l'option standard (modèle à une zone, sans réaccélération, mais dépendant du temps). Mais plutôt que de résoudre numériquement cette équation aux dérivées partielles, nous utilisons la solution formelle (4.30), de sorte que dans l'option standard, le programme réalise simplement l'intégration numérique de l'expression (4.30), dans laquelle $Q_i(E, t)$ est la fonction d'injection correspondant au modèle astrophysique envisagé. Ensuite, le programme intègre les sections efficaces d'interactions nucléaires sur le spectre obtenu, et donne ainsi le taux de production des rayons gamma et des noyaux secondaires à l'instant t considéré.

4.2.5 Cas où les conditions de propagation dépendent du temps

Les deux types de non-stationnarité

Afin d'intégrer la solution (4.30), nous devons connaître non seulement la fonction d'injection, Q_i , mais également le temps de pertes catastrophiques τ_{tot} (essentiellement le temps de destruction nucléaire) et le taux de pertes d'énergie \dot{E} en fonction de E , pour chaque espèce nucléaire considérée. Ces quantités ont été présentées au chapitre 2, et nous n'en reprenons ici ni le calcul ni la description.

Il convient cependant de remarquer que le taux de pertes d'énergie, \dot{E} , et par conséquent la fonction de dérive en énergie, dépendent de la densité du milieu de propagation. En effet, la grandeur physique invariable, qui ne dépend que des propriétés électromagnétiques et nucléaires de la matière, est la perte d'énergie par unité d'épaisseur de matière traversée, c'est-à-dire par g/cm^2 . Notant x cette épaisseur, on a :

$$\dot{E}(E) = \frac{dE}{dx} \times \rho v. \quad (4.32)$$

Ainsi, la densité du milieu de propagation, encore appelé milieu cible, intervient implicitement dans $\dot{E}_i(E)$. Si la densité vient à changer au cours du temps, soit parce que le milieu est en expansion ou en contraction, soit parce que les EPs diffusent vers une région de densité différente, alors le taux de pertes d'énergie ne devra pas être considéré comme constant dans l'équation de propagation. De même, il se peut qu'au cours de leur propagation, les EPs traversent des échantillons de matière de compositions différentes, ce qui aurait pour effet de modifier les taux de pertes d'énergie $\dot{E}_i(E)$.

De tels cas à densité et composition cibles non constantes ne sont pas aussi marginales qu'il pourrait sembler. Que l'on songe simplement au milieu entourant une étoile massive, où plusieurs couches se superposent qui correspondent aux

diverses phases antérieures du vent stellaire. Or on connaît l'importance des variations relatives tant à la densité qu'à la composition de ces vents, tout au long de l'évolution stellaire. Nous étudierons cet exemple en détail dans la partie suivante.

Il apparaît donc que la non-stationnarité du spectre des particules énergétiques dans une région donnée de l'espace peut avoir deux origines distinctes :

1. une injection dépendante du temps, représentée par la fonction $Q_i(E, t)$, et
2. une évolution des conditions de propagation, notamment de la densité et de la composition du milieu ambiant.

Dans la résolution précédente de l'équation de propagation, nous n'avons considéré, que le premier cas de non-stationnarité. Mais pour que notre modèle soit complet et autorise véritablement une variation temporelle de tous les paramètres physiques, nous devons envisager le second.

En pratique, les effets de la variation des conditions de propagation sont en quelque sorte lissés par le temps caractéristique de pertes d'énergie. En effet, si ce temps est grand devant l'échelle de variation de la densité et de la composition ambiantes, la propagation s'effectuera dans un 'milieu effectif' moyen constant, et nous n'aurons pas à modifier notre solution formelle (4.30). En revanche, si les techniques d'observations se développent au point de donner à voir de très fines variations dans les rapports de raies gamma, par exemple, il nous faudra tenir compte en détail de l'évolution physique du milieu de propagation. De même, et sans doute à plus courte échéance, un modèle en couche analogue à celui mentionné autour des étoiles massives pourrait exister à plus grande échelle autour des galaxies actives, ou au sein des amas de galaxies. Dans ce cas, l'échelle de variation des conditions physiques serait relativement longue, et devrait être prise en compte dans un modèle véritablement non-stationnaire.

Quoi qu'il en soit, nous devons envisager la possibilité théorique d'une non-stationnarité généralisée, si l'on peut dire, et nous intéresser au cas où non seulement Q_i , mais également $\dot{E}_i(E)$, et donc $\tau_i(E_0, E)$ dépendent du temps.

Le spectre instantané dans un modèle multi-phase

Afin d'étudier des situations où les propriétés physiques et chimiques du milieu de propagation varient au cours du temps, nous utilisons la procédure suivante. Essentiellement, elle consiste à identifier un certain nombre de périodes, ou *phases*, au cours desquelles on peut considérer \dot{E}_i et $\tau_{\text{tot},i}$ comme constants, et à appliquer pour chacune de ces phases les résultats du modèle 'mono-phase' exposé ci-dessus, en prenant soin de 'bien raccorder' les solutions. Pratiquement, cela revient à reprendre le calcul du § 4.2.4 en imposant comme condition initiale pour une phase donnée le spectre instantané correspondant à l'instant final de la phase précédente.

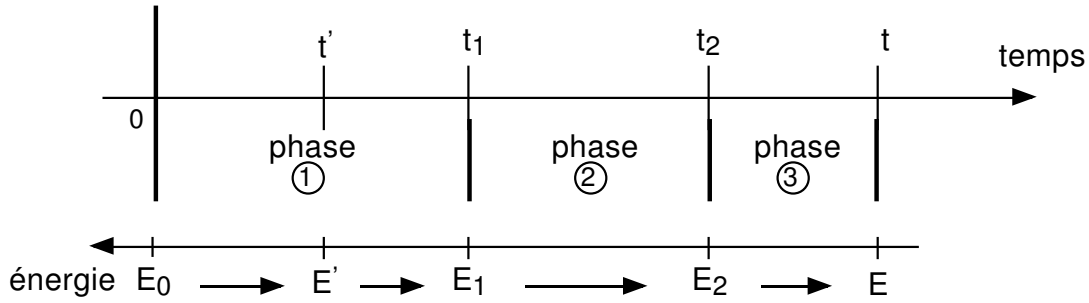


FIG. 4.1: Schéma correspondant à une propagation des EPs découpée en trois phases, au cours desquelles la densité et la composition sont constantes. Le temps t_0 correspond à l'injection de la particule considérée, t_1 et t_2 marquent les changements de phases, et t est l'instant courant, auquel on cherche le spectre des EPs. Au cours de la propagation, l'énergie décroît en raison des divers mécanismes de pertes, depuis l'énergie d'injection E' , jusqu'à l'énergie courante E . Les changements de régime de la propagation se font aux temps t_1 et t_2 , quand l'énergie de la particule vaut respectivement E_1 et E_2 .

Considérons l'exemple de la figure 4.1. On définit l'instant $t = 0$ comme le début de l'injection des particules énergétiques dans la région de l'espace considérée par le modèle. Jusqu'à t_1 , les conditions de propagation sont supposées constantes, et on note $\dot{E}_1(E)$ le taux de pertes d'énergie correspondant. De même, la fonction de dérive τ associée, définie par (4.25), est notée $\tau_1(E)$. À partir de t_1 , les conditions changent brusquement, et restent constantes jusqu'à t_2 . C'est la phase 2, où les fonctions précédentes sont indicées par '2'. Enfin, à partir de t_2 une troisième phase commence, et les fonctions sont indicées en conséquences. La généralisation à N phases est évidente.

On cherche le spectre instantané des particules à l'instant t , c'est-à-dire pour chaque énergie E , le nombre de EPs entre E et $E + dE$ à l'instant t fixé au départ. Si $t \leq t_1$, le calcul du § 4.2.4 reste évidemment valable, puisque le système ignore qu'il y aura plusieurs phases. Mathématiquement parlant, on a $N_i(E, t) = 0$ au début de la phase, c'est-à-dire à $t = 0$. Ainsi, à $t = t_1$, le spectre des EPs est donné par (4.30) :

$$N(E, t_1) = \frac{1}{|\dot{E}_1(E)|} \int_E^\infty dE' Q(E', t_1 - \tau_1(E', E)). \quad (4.33)$$

(Pour simplifier les expressions, nous supposons dans ce paragraphe que $\tau_{\text{tot}} = \infty$, mais une valeur finie ne compliquerait en rien le calcul – il faudrait simplement traîner partout les facteurs exponentiels de probabilité de survie).

Notons que puisque l'injection de particules énergétiques a commencé à l'instant $t = 0$, $Q(E', t_1 - \tau_1(E', E))$ est nul pour toute énergie supérieure à une énergie limite, notée ici E_0 , définie par $\tau_1(E_0, E) = t_1$. En effet, toute particule

injectée à une énergie supérieure à cet E_0 met un temps supérieur à t_1 pour ‘tomber’ jusqu’à l’énergie E . Elle ne peut donc contribuer à la valeur $N(E, t_1)$. Comme nous l’avons dit plus haut, il y a une relation biunivoque, fixée par la fonction de dérive τ_1 , entre l’instant d’injection et l’énergie initiale d’une particule ayant l’énergie E à l’instant t . En l’occurrence, les premières particules à avoir été injectées (et qui ont l’énergie E à t_1) sont celles qui ont été injectée à $t = 0$, et elles avaient alors l’énergie $E_0(E)$ définie ci-dessus. On peut donc remplacer la borne supérieure de l’intégrale (4.33) par $E_0(E)$.

Considérons maintenant le cas où $t_1 < t \leq t_2$. On peut à nouveau définir une énergie limite, $E_1(E)$, telle que les particules injectées à cette énergie à l’instant t_1 , c’est-à-dire au début de la deuxième phase, aient l’énergie E à l’instant t où l’on veut calculer le spectre. $E_1(E)$ est donc l’énergie maximale des particules contribuant à $N(E, t)$ ayant été injectées au cours de la deuxième phase. Réciproquement, toutes les particules qui avaient l’énergie $E_1(E)$ à l’instant t_1 ont l’énergie E à l’instant t . Or ces particules sont précisément au nombre de $N(E_1(E), t_1)$ calculé ci-dessus, qui vérifie :

$$N(E_1(E), t_1) = \frac{1}{|\dot{E}_1(E_1(E))|} \int_{E_1(E)}^{E_0(E_1)} dE' Q[E', t_1 - \tau_1(E', E_1(E))]. \quad (4.34)$$

Pour calculer le spectre des EPs à n’importe quel instant compris entre t_1 et t_2 , c’est-à-dire pendant la phase 2, il suffit alors de résoudre l’équation de propagation (4.4) à partir de t_1 , et d’ajouter au $N(E, t)$ ainsi obtenu la valeur $N(E_1(E), t_1)$ héritée de la phase 1. La résolution de (4.4) au cours la phase 2 est immédiate, puisque que les conditions de propagation y sont stationnaires (grâce à notre découpage). On peut alors écrire :

$$N(E, t) = \frac{1}{|\dot{E}_2(E)|} \int_E^{E_1(E)} dE' Q(E', t - \tau_2(E', E)) + N(E_1(E), t_1). \quad (4.35)$$

Remarque : il peut être intéressant de noter que l’on retrouve ce résultat en intégrant l’équation de propagation (4.4) à partir de t_1 , en remplaçant la fonction d’injection $Q(E, t)$ par une fonction d’injection effective, Q_{eff} , définie par :

$$Q_{\text{eff}}(E, t) = Q(E, t) + N(E, t_1) \delta(t - t_1). \quad (4.36)$$

Le cas $t_2 < t$ se traite exactement de la même façon. On désigne par $E_2(E)$ l’énergie qu’avaient à l’instant t_2 les particules qui ont l’énergie E à l’instant t , puis en remontant le cours du temps, $E_1(E) \equiv E_1(E_2(E))$ l’énergie qu’elles avaient à l’instant t_1 , etc. En ajoutant, à chaque changement de phase, le spectre hérité de la phase précédente, on obtient finalement le spectre suivant :

$$\begin{aligned}
N(E, t) |\dot{E}_3(E)| &= \int_E^{E_2(E)} dE' Q(E', t - \tau_3(E', E)) \\
&+ \frac{|\dot{E}_3(E_2(E))|}{|\dot{E}_2(E_2(E))|} \int_{E_2(E)}^{E_1(E)} dE' Q[E', t_2 - \tau_2(E', E_2(E))] \\
&+ \frac{|\dot{E}_3(E_2(E))| |\dot{E}_2(E_1(E))|}{|\dot{E}_2(E_2(E))| |\dot{E}_1(E_1(E))|} \int_{E_1(E)}^{E_0(E)} dE' Q[E', t_1 - \tau_1(E', E_1(E))] . \quad (4.37)
\end{aligned}$$

L'interprétation de cette formule est toujours la même : **les particules que l'on trouve à l'énergie E à l'instant t sont l'accumulation de toutes celles qui ont été injectées à une énergie supérieure E' , à un instant t' tel que les pertes d'énergie les aient conduites à l'énergie E pendant le laps de temps écoulé entre t' et t .**

4.3 La limite stationnaire du modèle

Le progrès essentiel apporté par notre modèle soit sa non-stationnarité. Toutefois, de nombreuses situations astrophysiques peuvent être traitées dans le cadre d'un modèle stationnaire, où l'injection de particules énergétiques est constante au cours du temps. C'est le cas pour l'étude du rayonnement cosmique, où l'on considère généralement qu'à l'échelle de la Galaxie, les sources de rayons cosmiques (par exemple les restes de supernova) se répartissent aléatoirement et uniformément dans l'espace et dans le temps, pourvu que l'on s'intéresse à des échelles de temps assez longues.

Ce sera également le cas pour notre modèle théorique de l'émission gamma d'Orion, où nous obtiendrons l'essentiel des résultats dans la limite stationnaire du modèle. Dans ce cas, ce n'est pas la source première des EPs, c'est-à-dire l'accélération, qui est constante, mais le taux d'advection des particules, c'est-à-dire le flux de particules entrant dans la région d'interaction.

4.3.1 L'équation de propagation et le spectre instantané

En régime stationnaire, la fonction d'injection des EPs au sein de la région considérée par le modèle – la « boîte » – est constante au cours du temps, de même que la densité et la composition du milieu ambiant. Après disparition d'un régime transitoire d'une durée de l'ordre du temps caractéristique des pertes d'énergie au sein de la boîte, le spectre des EPs atteint sa forme définitive, solution de l'équation de propagation stationnaire :

$$\frac{\partial}{\partial E} (\dot{E}_i(E) N_i(E)) = Q_i(E) - \frac{N_i(E)}{\tau_{\text{tot}}} . \quad (4.38)$$

On obtient alors $N_i(E)$ soit directement en intégrant (4.38), soit en prenant la forme stationnaire de la solution générale (4.30). On a alors :

$$N_i(E) = \frac{1}{|\dot{E}_i(E)|} \int_E^{+\infty} Q_i(E_0) \exp \left(- \int_{E_0}^E \frac{dE'}{\dot{E}_i(E') \tau_{\text{tot},i}(E')} \right) dE_0. \quad (4.39)$$

L'interprétation physique de cette expression est semblable à celle donnée plus haut : les particules présentes entre E et $E + dE$ résultent de l'accumulation de toutes les particules injectées à une énergie supérieure, et conduites à l'énergie E par une 'dérive' due aux pertes d'énergies dans le milieu. Bien sûr, ces particules ne s'arrêtent pas à une énergie E fixée, mais ne font que passer. La forme du spectre est donc dictée par le temps que les particules passent dans chaque intervalle énergie, soit $E/\dot{E}(E)$. Cette remarque nous éclaire sur la signification du facteur $1/\dot{E}(E)$ dans la solution formelle (4.30), facteur que nous n'avions pas discuté plus haut.

Notons que la situation est exactement semblable à celle qui concerne la concentration des étoiles dans le diagramme HR. Dans leur dérive à partir de leur énergie d'injection, les particules s'accumulent aux énergies correspondant à un taux de pertes d'énergie $\dot{E}(E)$ plus faible, c'est-à-dire à un temps caractéristique E/\dot{E} plus long.

4.3.2 Le taux de production des noyaux et des rayons gamma

Lorsqu'il est utilisé dans l'option stationnaire, notre programme calcule le spectre des EPs en intégrant numériquement l'expression (4.39) pour la fonction d'injection choisie pour le 'run'. Ensuite, il intègre sur ce spectre les sections efficaces de production de rayons gamma et de noyaux secondaires. On peut également combiner ces deux étapes en une seule expression. Si $\sigma_{ij \rightarrow k}(E)$ est la section efficace de production d'une particule k (photon ou noyau) par une interaction entre le projectile i et la cible j , de densité numérique n_j , et si $\mathcal{P}_i(E_0, E)$ désigne la probabilité de survie d'une particule de type i lors de sa dérive en énergie depuis l'énergie d'injection E_0 jusqu'à l'énergie d'interaction E , alors le taux de production Q_k des particules k dans le milieu considéré peut s'écrire :

$$Q_k = \sum_i \sum_j n_j \int_0^{+\infty} \frac{\sigma_{ij \rightarrow k}(E) dE}{|\dot{E}_i(E)|} \int_E^{+\infty} Q_i(E_0) P_i(E_0, E) dE_0. \quad (4.40)$$

Dans le cas où k désigne un noyau produit par spallation, il faut également tenir compte de son éventuelle destruction après sa production, soit par décroissance radiative, s'il y a lieu, soit par des interactions nucléaires, notamment s'il

est produit avec une énergie élevée, par un processus spallatif inverse. Dans ce cas, il faut ajouter après le premier signe ‘somme’ dans l’équation ci-dessus, la probabilité de survie du noyau lors de son ralentissement, soit $P_k(E', 0)$, où E' est l’énergie de production, généralement voisine de E pour les processus inverses, et voisine de 0 pour les processus directs.

Pour plus de détail sur le devenir des noyaux produits par spallation dans le milieu interstellaire, notamment des noyaux de LiBeB, et sur la prise en compte des processus en deux étapes (où l’on considère les interaction nucléaires des noyaux secondaires), voir la dernière partie de ce rapport, ainsi que l’excellente revue de Ramaty et al. (1997c).

4.4 Le modèle étendu, avec diffusion spatiale

En dépit de l’efficacité et de la maniabilité des modèles à une zone, presque universellement utilisés, les observations gamma à haute résolution angulaire risquent de rendre de plus en plus nécessaire l’emploi de modèles étendus, permettant d’étudier des sites astrophysiques inhomogènes. Par exemple, on peut s’intéresser à des situations où des particules énergétiques sont accélérées dans une région limitée de l’espace, et diffusent dans leur environnement astrophysique, contaminant des régions de plus ou moins grande densité, et possédant des propriétés magnétiques diverses. En conséquence, on doit s’attendre à trouver un spectre de EPs, et donc un spectre d’émission gamma différents dans des régions voisines de l’espace, résolues par les instruments d’observation.

De plus, comme nous l’avons indiqué au § 4.2.3, il est parfois indispensable d’étudier en détail la diffusion spatiale des EPs, même dans un milieu homogène, si les pertes de particules par échappement hors de la zone de confinement sont importantes.

4.4.1 L’équation de propagation dans un modèle étendu

Dans un modèle étendu, le spectre des EPs n’est plus a priori le même en tout point point de l’espace. Nous nous intéressons donc à leur fonction de distribution $n(\mathbf{r}, E, t)$, qui vérifie une équation d’évolution semblable à celle du modèle à une zone (Eq. 4.4), avec en plus des termes de transport spatial, analogues à ceux que nous avons calculé au chapitre 3.

Dans bon nombre d’applications, on peut négliger la convection des particules. Il suffit pour cela par exemple de se placer dans le référentiel du plasma interstellaire, ou de moyenner sur des régions suffisamment grandes pour être considérées comme globalement au repos. Nous pouvons alors retenir uniquement le terme de diffusion, et écrire l’équation de propagation du modèle étendu comme :

$$\frac{\partial}{\partial t} n_i(\mathbf{r}, E, t) + \frac{\partial}{\partial E} (\dot{E}_i(E) n_i(\mathbf{r}, E, t)) = q_i(\mathbf{r}, E, t) - \frac{n_i(\mathbf{r}, E, t)}{\tau_{\text{tot}}} + D(\mathbf{r}, E, t) \Delta n_i(\mathbf{r}, E, t). \quad (4.41)$$

Cette équation peut bien sûr s'intégrer numériquement, mais il est infiniment préférable, ne serait-ce qu'au regard du temps de calcul, de la résoudre formellement pour une fonction d'injection $q_i(\mathbf{r}, E, t)$ quelconque, exactement comme nous l'avons fait pour le modèle à une zone. Pour ce faire, nous devons supposer que le coefficient de diffusion $D(\mathbf{r}, E, t)$ ne dépend pas de la variable d'espace \mathbf{r} . En revanche, il peut dépendre de l'énergie, comme c'est d'ailleurs le cas dans toutes les situations astrophysiques réalistes. Notons que la restriction ci-dessus est rarement contraignante, car on s'intéresse généralement à des régions limitées de l'espace où les conditions de diffusion sont homogènes.

Dans les quelques cas contraires qui pourront être rencontrés dans l'avenir, on peut considérer avec une très bonne approximation que ces conditions de diffusion ne varient pas continûment, mais brusquement, lors du passage d'un environnement à l'autre : d'un nuage dense au MIS, du MIS à une superbulle, d'une galaxie au milieu inter-amas, etc. Dans ce cas, nous pouvons utiliser une technique analogue à celle décrite au § 4.2.5, c'est-à-dire résoudre l'équation de propagation localement, dans des régions à diffusion homogène, et raccorder les solutions aux frontières de ces différentes régions.

Concrètement, cela revient à ajouter à la fonction d'injection $q_i(\mathbf{r}, E, t)$ un terme en $\int_S \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) d\mathbf{S}$, correspondant au flux de particules à travers les frontières de chaque région. Ce flux 'hérité' de la propagation dans les régions voisines est exactement l'analogue du spectre 'hérité' de la propagation pendant la phase antérieure dans le modèle multi-phase du § 4.2.5. Nous ne présenterons pas ici la généralisation spatiale de ce modèle. Toutefois, il faut noter dans notre étude de l'émission gamma d'Orion, nous appliquons implicitement un modèle analogue. Nous considérons d'abord l'accélération de particules au sein de la superbulle Orion-Éridan, ainsi que leur diffusion jusqu'aux nuages moléculaires d'Orion, conformément aux conditions physiques spécifiques de la superbulle. Ensuite, nous 'passons le relais' à une deuxième zone, et étudions la propagation de ces particules énergétiques au sein des nuages moléculaires, en prenant comme terme source (i.e. comme fonction d'injection $Q_i(E, t)$), le flux de EPs entrant dans les nuages. C'est donc bien l'illustration de la méthode évoquée ci-dessus.

Ceci étant dit, nous pouvons considérer comme très général le cas d'un modèle étendu où la diffusion est homogène, mais néanmoins dépendante de l'énergie. Il s'agit alors de résoudre l'équation (4.41) en posant $D(\mathbf{r}, E, t) \equiv D(E, t)$.

4.4.2 Le spectre local et instantané des EPs

Intégration

Pour intégrer l'équation (4.41), nous utilisons à nouveau le formalisme des fonctions de Green. Nous pouvons par ailleurs remarquer qu'une bonne partie du travail a déjà été faite au § 4.2.4, à propos du modèle à une zone. En effet, la fonction de Green calculée alors intègre tous les effets de dérive dans l'espace des énergies et de pertes catastrophiques de particules (échappement, décroissance radioactive et destruction nucléaire). Or ces effets sont toujours identiques. La fonction de Green complète doit donc pouvoir se décomposer en produit de deux facteurs : l'un se rapportant aux effets précédents, et l'autre aux effets de diffusion spatiale.

Nous cherchons donc la fonction de Green du problème représenté par l'équation (4.41) sous la forme :

$$G_i(\mathbf{r}_0, E_0, t_0; \mathbf{r}, E, t) = \frac{1}{|\dot{E}_i(E)|} \exp \left(- \int_{E_0}^E \frac{dE'}{\dot{E}_i(E') \tau_{\text{tot},i}(E')} \right) \times \Psi_i(\mathbf{r}_0, E_0, t_0; \mathbf{r}, E, t). \quad (4.42)$$

En reportant dans l'équation de Green associée à (4.41), et en abandonnant par simplicité les indices d'espèce i , on obtient alors :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} - D(E) \Delta \Psi + \frac{\partial \Psi}{\partial E} = -\dot{E}(E_0) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \delta(E - E_0) \delta(t - t_0). \quad (4.43)$$

Effectuons à présent un changement de variables analogue à celui utilisé plus haut (Eq. 4.24) :

$$(E, t) \longrightarrow (\chi, t'), \quad (4.44)$$

où $t' = t - \tau$, comme auparavant, et

$$\boxed{\chi(E_0, E) = \int_{E_0}^E \frac{D(E')}{\dot{E}(E')} dE'}. \quad (4.45)$$

Physiquement, la variable χ représente le ' $D\tau$ ' effectif lorsque la particule passe de l'énergie E_0 à l'énergie E . En effet, $dE'/\dot{E}(E')$ représente le temps passé entre les énergies $E' + dE'$ et E' , et τ a été défini comme $\int dE'/\dot{E}(E')$. L'introduction de cette variable 'effective' est nécessaire parce que l'énergie de la particule décroît au cours du temps, et que le coefficient de diffusion D dépend de l'énergie.

Appliquant le changement de variable, nous avons :

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t'} \quad \text{et} \quad \frac{\partial}{\partial E} = \frac{D(E)}{\dot{E}(E)} \frac{\partial}{\partial \chi} - \frac{1}{\dot{E}(E)} \frac{\partial}{\partial t'}, \quad (4.46)$$

ainsi que :

$$\delta(E - E_0)\delta(t - t_0) = \begin{vmatrix} \partial_{t'} & \partial_{Et'} \\ \partial_{t\chi} & \partial_{E\chi} \end{vmatrix} \delta(\chi)\delta(t' - t_0). \quad (4.47)$$

L'équation sur Ψ devient donc :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \chi} - \Delta \Psi = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)\delta(\chi)\delta(t' - t_0). \quad (4.48)$$

Puisque l'opérateur $\partial/\partial \chi - \Delta$ n'implique pas la variable t' , on peut écrire $\Psi = \phi\delta(t' - t)$, où ϕ est la fonction de Green associée à l'équation de diffusion ordinaire (mais dans les variable χ et \mathbf{r}) :

$$\frac{\partial \phi}{\partial \chi} - \Delta \phi = \delta(\chi)\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0). \quad (4.49)$$

La solution de cette équation est archi-classique. La voici :

$$\phi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, \chi) = \frac{1}{8(\pi\chi)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0\|^2}{4\chi}\right), \quad (4.50)$$

où nous devons nous souvenir que χ représente un $\langle D\tau \rangle$ moyen.

Nous pouvons donc écrire finalement la solution générale de l'équation de propagation relative au modèle continu :

$$n_i(\mathbf{r}, E, t) = \frac{1}{|\dot{E}_i(E)|} \int_E^{+\infty} dE_0 \int d\mathbf{r}_0 q_i(\mathbf{r}_0, E_0, t - \tau_i(E_0, E)) \\ \exp\left(-\int_{E_0}^E \frac{dE'}{\dot{E}_i(E')\tau_{\text{tot},i}(E')}\right) \frac{\exp\left(-\frac{\|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0\|^2}{4\chi(E_0, E)}\right)}{8(\pi\chi(E_0, E))^{3/2}}, \quad (4.51)$$

où $\chi(E_0, E)$ est donné par (4.45).

Tel est donc le spectre local et instantané des EPs d'espèce i dans un milieu où le coefficient de diffusion $D_i(E)$ est homogène, pour une fonction d'injection arbitraire q_i .

Interprétation physique

L'expression (4.51) obtenue ci-dessus admet une interprétation physique simple. Elle exprime que **les particules ayant l'énergie E à l'instant t et au point \mathbf{r} sont toutes celles qui ont été injectées à une énergie supérieure E_0 , n'importe où dans le volume considéré, mais à un instant tel que depuis leur injection les pertes d'énergie les aient fait tomber jusqu'à exactement l'énergie E** . En outre, **chacune de ses contributions doit être pondérée par la probabilité pour que la particule n'ait pas été détruite pendant ce temps** (premier facteur exponentiel, le même que précédemment), **et qu'elle est diffusé depuis son point d'injection, en \mathbf{r}_0 , jusqu'au point \mathbf{r}** . Cette deuxième probabilité est bien le facteur supplémentaire présent sous les signes 'somme' dans l'équation (4.51), conformément aux résultats classiques de la théorie de la diffusion.

4.4.3 Retour sur l'échappement des particules

La solution que nous venons d'obtenir dans le cas d'un modèle étendu contient potentiellement la réponse aux interrogations que nous avons soulevées plus haut concernant l'échappement des particules. La question était la suivante : comment tenir compte de la fuite des particules énergétiques hors de la boîte considérée dans un modèle à une zone, ou plus spécifiquement, quelle forme doit prendre le terme d'échappement dans un tel modèle ?

Le recours à un modèle étendu permet de répondre à ces questions de manière explicite. Il suffit pour cela de considérer un volume englobant la boîte du modèle à une zone, et de 'regarder' les particules sortir. La première chose à noter est que l'équation de propagation du modèle à une zone s'obtient à partir de celle du modèle étendu par simple intégration sur l'espace, en écrivant :

$$N(E, t) = \int_{\mathcal{V}} n(\mathbf{r}, E, t) d^3\mathbf{r}, \quad (4.52)$$

où \mathcal{V} représente le volume de la boîte considérée.

Par conséquent, la solution exacte du modèle à une zone s'obtient par intégration sur tout le volume de la boîte de la solution (4.51) du modèle étendu. Par « exacte » nous entendons, « tenant compte de manière rigoureuse de l'échappement des particules hors de la boîte ».

Dans le cas d'une injection uniforme dans toute la boîte, $q_i(\mathbf{r}, E, t) = Q_i(E, t)/\mathcal{V}$, cette solution est alors la suivante :

$$N_i(E, t) = \frac{1}{|\dot{E}_i(E)|} \int_E^{+\infty} Q_i(E_0, t - \tau_i(E_0, E)) \exp \left(- \int_{E_0}^E \frac{dE'}{\dot{E}_i(E') \tau_{\text{tot},i}(E')} \right) I_i(E_0, E) dE_0, \quad (4.53)$$

où nous appelons I_i l'*intégrale de diffusion* (pour l'espèce i), définie par :

$$I_i(E_0, E) = \frac{1}{\mathcal{V}} \int_{\mathcal{V}} \int_{\mathcal{V}} d\mathbf{r} d\mathbf{r}_0 \frac{\exp \left(- \frac{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0\|^2}{4\chi} \right)}{8(\pi\chi)^{3/2}}, \quad (4.54)$$

où les deux variables \mathbf{r} et \mathbf{r}_0 balayent l'ensemble du volume de la boîte considérée.

On ne peut guère simplifier cette expression sans la connaissance de la forme exacte de la boîte, et nous arrêterons donc là notre étude. Toutefois, il est convient de noter que le calcul de l'intégrale de diffusion I est possible en principe sans restriction. Mais nous souhaitons surtout insister sur le fait que du point de vue du modèle standard à une zone, cette intégrale représente l'effet du terme d'échappement. Or il est assez clair qu'elle ne peut généralement pas se mettre sous la forme 'leaky-box' :

$$\exp \left(- \int_{E_0}^E \frac{dE'}{\dot{E}_i(E') \tau_{\text{esc},i}(E')} \right). \quad (4.55)$$

Ceci démontre ce que nous avons annoncé plus haut (cf. § 4.2.3), à savoir que le terme d'échappement devant figurer dans l'équation de propagation n'est généralement pas de la forme 'leaky-box', $-N_i(E, t)/\tau_{\text{esc}}(E)$.

Exemple illustratif

À titre d'exemple, nous indiquons le résultat que nous avons obtenu dans le cas simple d'une boîte cubique de côté $2R$. L'intégrale de diffusion peut alors s'écrire :

$$I(E_0, E) = (4\chi)^{3/2} \left[F \left(\frac{R}{\sqrt{4\chi}} \right) \right]^3, \quad (4.56)$$

où $\chi(E_0, E)$ a été défini en (4.45), et où

$$F(X) \equiv \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-X}^{+X} du \int_{-X}^{+X} du_0 \exp[-(u - u_0)^2]. \quad (4.57)$$

La fonction $F(X)$ n'est pas analytique, mais nous avons $F(X) \sim 4X^2/\sqrt{\pi}$ pour $X \ll 1$, et $F(X) \sim 2X$ pour $X \gg 1$. Ces deux asymptotes se croisent pour $X = \sqrt{\pi}/2$, que nous prenons comme valeur de séparation entre les deux régimes d'échappement.

Nous avons vu que χ représentait un ' $D\tau$ ' effectif. Nous nous proposons donc de définir le coefficient de diffusion effectif entre les énergies E_0 et E par $D_{\text{eff}}(E_0, E) = \chi(E_0, E)/\tau(E_0, E)$. Il en résulte un 'temps de diffusion' :

$$\tau_{\text{diff}}(E_0, E) \equiv \frac{R^2}{\pi D_{\text{eff}}} . \quad (4.58)$$

Nous obtenons alors :

$$I \simeq \mathcal{V} \quad \text{pour} \quad t \ll \tau_{\text{diff}} , \quad (4.59)$$

ce qui correspond à un échappement négligeable, comme on devait s'y attendre, et

$$I \simeq \mathcal{V} \left(\frac{\tau_{\text{diff}}}{\tau} \right)^{3/2} \quad \text{pour} \quad t \gg \tau_{\text{diff}} . \quad (4.60)$$

Le spectre à utiliser pour le calcul des taux de réaction nucléaire est obtenu en reportant l'intégrale de diffusion I dans l'expression (4.53). Pour obtenir ce spectre, il a donc été nécessaire de recourir au modèle étendu, bien que la boîte considérée dans le modèle à une zone sous-jacent soit parfaitement homogène. En l'occurrence, ou bien l'échappement est négligeable ($I = \mathcal{V}$), ou bien il faut utiliser le calcul complet de la diffusion dans la boîte (comme ci-dessus). Mais en aucun cas l'échappement ne peut être pris en compte par un terme 'leaky-box' du type $-N_i(E, t)/\tau_{\text{esc}}(E)$, à moins bien sûr que les conditions de 'réflexion' aux frontières de la boîte ne réalisent explicitement cette forme.

4.5 Le modèle avec réaccélération

4.5.1 Introduction

Nous avons considéré jusqu'à présent des modèles dans lesquels les particules énergétiques étaient déposées (injectées) dans le MIS à la sortie d'un processus d'accélération quelconque, et ne subissaient ensuite que des pertes d'énergie, des interactions nucléaires et éventuellement une diffusion spatiale. Dans un modèle plus général, on peut s'attendre à voir les particules réaccélérées au cours de leur transport, en raison notamment de leur interaction avec les champs magnétiques stochastiques du plasma interstellaire, ou avec des ondes de chocs présentes dans le milieu considéré.

Formellement, cette réaccélération pourrait être considérée comme une destruction de particules énergétiques couplée à une injection de nouvelles particules

à une énergie supérieure. Toutefois, cette destruction/réinjection ne peut être incluse dans un terme de pertes catastrophiques et dans la fonction d'injection $Q_i(E, t)$, car elle dépend des particules déjà présentes dans le milieu. Autrement dit l'écriture même du 'terme de réinjection' requiert la connaissance de la solution $N_i(E, t)$ de l'équation de propagation avec réinjection. Pour construire de manière convenable un modèle avec réaccélération, il faut donc écrire des termes supplémentaires dans l'équation de propagation. C'est ce que nous allons faire dans un instant.

En général, la réaccélération des particules au cours de leur propagation à travers le milieu interstellaire est assurée par le processus stochastique de Fermi, ou n'importe quel autre processus équivalent discuté dans la section 3.4.1. En fait, une telle réaccélération est inévitable. Comme nous l'avons montré au chapitre 3, la diffusion et l'accélération sont des processus indissociables, reposant sur les mêmes interactions entre les particules énergétiques et le champ magnétique ambiant. On parle d'ailleurs souvent de *réaccélération diffusive*. La question est donc simplement de connaître l'importance relative des deux phénomènes.

Ces questions ont été considérées dans de nombreux travaux relatifs au rayonnement cosmique. De nombreux modèles avec ou sans réaccélération diffusive ont été confrontés au cours des années, et il semble que l'importance de cette réaccélération ne soit toujours pas quantifiée. Ce qui semble clair, néanmoins, c'est que l'on peut reproduire les données relatives à l'épaisseur nucléaire traversée par les rayons cosmiques aussi bien avec des modèles à accélération diffusive qu'avec des modèles leaky-box classiques.

D'une manière générale, la tendance semble être à la reconnaissance d'un rôle important de la réaccélération, dont on préfère les résultats fondés sur des arguments physiques plus ou moins qualitatifs, mais toujours améliorables en principe, à ceux du modèle leaky-box reposant sur l'adoption de temps d'échappement *ad hoc*. Toutefois, nous ne souhaitons pas participer à ce débat, car notre connaissance du sujet est probablement insuffisante pour donner lieu à des remarques pertinentes. Voici donc simplement quelques références relativement récentes qui nous furent particulièrement utiles sur la question : Simon et al. (1986), Medina Tanco & Opher (1993), Letaw et al. (1993), Seo & Ptuskin (1994), et Heinbach & Simon (1995).

Quoi qu'il en soit, le rôle limité ou non de la réaccélération dans le transport des rayons cosmiques à travers la Galaxie ne présage en rien de son importance dans des situations astrophysiques différentes, où les EPs sont confinés dans des régions de dimension plus restreinte, dans lesquelles une énergie considérable peut être emmagasinée sous forme de turbulence magnétique. Au delà donc de l'intérêt théorique que nous avons à considérer des modèles avec réaccélération, il est bon de remarquer qu'ils seront indispensables pour l'étude pratique d'un certain nombre de situations astrophysiques. Voici donc quelques idées générales et pratiques concernant de tels modèles.

4.5.2 L'équation de propagation avec réaccélération

Réaccélération systématique non stochastique

Pour fixer les idées, commençons par le cas simple d'une réaccélération systématique, par laquelle les particules enregistrent un gain d'énergie net, à un taux $\dot{E}_{\text{acc}}(E)$. Ce gain d'énergie s'additionne simplement aux pertes par ionisation ou par rayonnement, de sorte l'équation de propagation correspondante s'écrit de manière immédiate :

$$\frac{\partial}{\partial t} N_i(E, t) + \frac{\partial}{\partial E} (b_i(E) N_i(E, t)) = Q_i(E, t) - \frac{N_i(E, t)}{\tau_{\text{tot}}}, \quad (4.61)$$

où la fonction $b_i(E)$ se décompose en :

$$b_i(E) = \dot{E}_{\text{ion}}(E) + \dot{E}_{\text{acc}}(E). \quad (4.62)$$

Le premier terme, négatif, décrit les pertes énergie comme dans les modèles sans réaccélération. Le second terme est lui positif, et décrit la réaccélération séculaire des particules.

Formellement, l'équation ci-dessus est identique à celle de l'option standard (Eq. 4.4). Elle s'intègre donc de manière analogue. La seule difficulté concerne l'évaluation de la fonction $\tau(E_0, E)$, qui exprime le temps mis par une particule pour passer de l'énergie E_0 à l'énergie E . Cette fonction intervient en effet comme un 'temps retardé' dans la solution formelle (4.30), et entre dans le calcul de la destruction et de l'échappement des particules. Or la dérive en énergie n'est plus monotone dans un modèle avec réaccélération, et il convient de suivre la particule dans tout ses mouvements sur la droite des énergies.

En pratique, nous résolvons ce problème en identifiant les intervalles sur lesquels la fonction $b(E)$ est de signe constant. Pour des formes typiques de $\dot{E}_{\text{ion}}(E)$ et $\dot{E}_{\text{acc}}(E)$, on a en fait $b(E) < 0$ pour $E < E_c$ et $b(E) > 0$ pour $E > E_c$, où E_c est une énergie critique au dessous de laquelle les pertes dominent la réaccélération (c'est tout le problème de l'*injection* dans les mécanismes d'accélération).

Si l'on se place dans l'espace des énergie, on observe que la réaccélération au premier ordre produit un flux divergent autour de l'énergie critique E_c . Les particules d'énergie inférieure s'en écartent vers le bas, et celles d'énergie supérieure, vers le haut. En pratique, le flux ascendant (en énergie) est stoppé par l'échappement des particules, car le confinement est toujours beaucoup moins efficace pour les hautes énergies.

Réaccélération stochastique

Comme nous l'avons signalé plus haut, la réaccélération de particules déjà injectées dans le milieu interstellaire (par exemple par accélération par onde de

choc) se fait principalement par des processus stochastiques du second ordre. La conséquence mathématique de cette stochasticité est l'apparition d'un terme supplémentaire dans l'équation d'évolution du spectre des EPs, contenant une dérivée partielle du second ordre en énergie. Ce terme n'est rien d'autre que celui dérivé au chapitre précédent, et décrivant la diffusion dans l'espace des énergies.

Formellement, nous pouvons écrire l'équation de propagation générale pour le modèle avec réaccélération :

$$\frac{\partial}{\partial t} N_i(E, t) + \frac{\partial}{\partial E} [b(E) N_i(E, t)] = Q_i(E, t) - \frac{N_i(E, t)}{\tau_{\text{tot}}} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial E^2} [c(E) N_i(E, t)] . \quad (4.63)$$

Cette équation pose un problème beaucoup plus compliqué que celle du cas sans réaccélération, car la fonction de Green associée ne peut plus s'exprimer de manière simple, et nous sommes donc contraints à une résolution numérique directe, très lourde en temps de calcul (ou en précision !). La raison essentielle de cette mésaventure tient à la notion même de diffusion.

En effet, dans le modèle sans réaccélération stochastique, les particules injectées à une énergie et un instant donnés ont toutes la même énergie à tous les instants ultérieurs. Comme nous l'avons déjà signifié, il existe ainsi pour toute particule ayant une énergie donnée, une relation biunivoque entre l'instant de son injection et l'énergie qu'elle avait alors. Cette relation est exprimée par la fonction de dérive en énergie, $\tau_i(E_0, E)$. Mathématiquement, ce 'déterminisme énergétique' se traduit par la présence d'une fonction delta dans la fonction de Green : $G \propto \delta(\tau) \propto \delta(E - E^*)$.

En revanche, le terme de diffusion fait que toutes les énergies sont peuplées à tout instant suivant l'injection, même si c'est en des proportions diverses. Il n'est donc plus possible de suivre individuellement les particules dans leur dérive énergétique, et une solution analytique à l'équation de propagation nous échappe, même formellement. Répétons-le donc, nous utilisons dans ce cas une méthode d'intégration numérique (non optimisée).

4.5.3 Un exemple de réaccélération diffusive

À titre d'exemple, nous signalons un modèle que nous avons développé jadis pour tenter d'expliquer l'émission gamma d'Orion. Nous l'avons ensuite abandonné pour des raisons que nous préciserons plus loin, mais ce résultat négatif n'est pas inintéressant en lui-même, puisqu'il constituera plus loin un indice important conduisant au modèle que nous proposons finalement, et un argument supplémentaire en la faveur de ce dernier. Il n'est donc pas vain de présenter ici brièvement ce modèle, ce qui nous permettra en outre d'illustrer le fonctionnement des modèles avec réaccélération.

L'équipartition dans les nuages moléculaires

Les données observationnelles sur la largeur des raies moléculaires dans les nuages font état d'une corrélation entre la dispersion de vitesse interne et la taille (ainsi que la masse) des divers nuages moléculaires géants, ainsi que de leurs sous-structures (Larson, 1981; Myers, 1983). Cette dispersion de vitesse est attribuée à une turbulence dynamique, dont on peut mesurer les caractéristiques.

La corrélation mentionnée est excellente, et prend la forme d'une loi de puissance :

$$U(\text{kms}^{-1}) = 1.1 L^\alpha (\text{pc}); \quad \alpha \simeq 0.30.5. \quad (4.64)$$

En outre, elle s'étend sur des tailles couvrant quatre ordres de grandeurs, dans le régime subsonique comme dans le régime supersonique.

Le processus apparemment universel à l'origine de cette turbulence reste mal identifié (Myers, 1983). S'agit-il d'une cascade d'énergie turbulente analogue à celle de Kolmogorov (qui donnerait un indice $\alpha = \frac{1}{3}$), ou bien simplement de la tendance de nuages ayant une corrélation densité/taille en $n \propto R^{-1}$ à réaliser l'équilibre du viriel? Quoi qu'il en soit, les observations montrent qu'un tel équilibre est remarquablement établi dans les nuages: l'énergie cinétique $\frac{1}{2}M\sigma^2$ (où σ est la dispersion de vitesse) et l'énergie potentielle gravitationnelle $-2GM^2/L$ (où L est le diamètre du nuage) sont égales (opposées) à un facteur 2 près, ce qui est remarquable compte tenu des incertitudes sur l'estimation des divers paramètres (principalement sur la masse; Larson, 1981).

Ce résultat indique que les mouvements internes, apparentés à la turbulence, jouent un rôle prépondérant dans l'équilibre des nuages contre l'effondrement gravitationnel dont l'échelle de temps en effondrement libre (free-fall time) serait $\lesssim 10^6$ ans, ce qui est incompatible avec les estimations basées sur les âges stellaires et donnant pour les nuages typiques des âges de l'ordre de $\sim 3 \cdot 10^7$ ans (Jones & Herbig, 1979). Inversement, l'égalité approximative de l'énergie des mouvements turbulents et de l'énergie de liaison des nuages plaide en faveur d'une origine gravitationnelle, directe ou indirecte, de la turbulence nébulaire. Or nous savons que l'énergie turbulente peut-être transformée de manière relativement efficace en énergie cinétique de particules individuelles. C'est là où notre modèle prend sa source.

Ce qui est important, pour ce qui nous concerne, c'est que la turbulence représente un réservoir d'énergie virtuellement inépuisable pour les EPs. En effet, tout prélèvement d'énergie turbulent par l'accélération de particules pourrait se voir compensé 'par virialisation' sur une échelle de temps plus courte que le temps d'accélération (par exemple $t_{\text{free-fall}} \sim 2 \cdot 10^5$), de sorte que le processus d'accélération n'aurait pas de fin tant que le nuage ne serait pas effondré. Dans un tel processus, le bilan d'énergie global est la transformation de l'énergie gravitationnelle en énergie cinétique des EPs, comme l'on suggéré Dogiel et al. (1987).

Notons que d'autres mécanismes de génération de la turbulence, impliquant par exemple les instabilités thermiques accompagnant la collision de nuages (Smith, 1980), bien que différents dans leur principe, vérifient la condition que la source de la turbulence ait une énergie potentiellement grande devant l'énergie de la turbulence elle-même, et constitue de ce fait un réservoir d'énergie 'robuste'.

Notons que dans un tel modèle, l'équipartition entre turbulence et gravitation devrait être étendue également aux particules énergétiques. Il y aurait en effet un flux d'énergie continu passant de l'énergie gravitationnelle vers l'énergie turbulente, puis vers l'énergie cinétique des EPs. L'énergie totale des EPs dans le nuage serait alors régulée par le fait que leur confinement dépend de la turbulence magnétique, et qu'on peut difficilement s'attendre à ce que les EPs soient confinés s'ils ont une densité d'énergie supérieure à celle de la turbulence. Cette dernière remarque boucle la boucle en quelque sorte, et justifie qualitativement l'établissement d'une equipartition généralisée au sein des nuages moléculaires.

Dans l'analyse qui précède, nous avons implicitement supposé que la turbulence dynamique engendrait naturellement une turbulence magnétique. En effet, c'est la première qui est observée, mais c'est la seconde qui accélère et confine les particules. Il se trouve cependant que la conversion de la première en la seconde est réalisée dans les milieux astrophysiques, même si le degré d'ionisation est aussi faible que $n_i/n_H = 10^{-5}10^{-8}$ (Dogiel & Sharov, 1990).

Des modèles quantitatifs ont été développés en ce sens par l'équipe de l'institut de physique Lebedev à Moscou, avec des résultats intéressants dans le domaine des rayons cosmiques, notamment en ce qui concerne la production d'antiprotons. C'est sur ces modèles que nous nous appuyons pour calculer la réaccélération des particules énergétiques au sein des nuages moléculaires.

Production de champs magnétiques fluctuants

Considérons un nuage moléculaire typique, de masse $M \simeq 10^5 M_\odot$, de densité $n \simeq 10^3 \text{ cm}^{-3}$, de rayon $R \simeq 10 \text{ pc}$, de température $T \simeq 10 \text{ K}$, et de degré d'ionisation $n_i/n_H \simeq 10^{-6}$. Les fréquences de collision électron/ions, électron/neutres et ion/neutres vérifient alors :

$$\nu_{ei} > \nu_{en} \quad \text{et} \quad \nu_{ei} > \frac{m_i}{m_e} \nu_{in}. \quad (4.65)$$

Dans ces conditions, on peut utiliser les équations de l'hydrodynamique pour la composante ionisée, et écrire pour son champ de vitesse \mathbf{V} et le champ magnétique \mathbf{B} (Gurevich et al., 1985) :

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\frac{\nabla P}{\rho} - \frac{1}{4\pi\rho}\mathbf{B} \times \text{rot}\mathbf{B} - \nu_{\text{in}}(\mathbf{V} - \mathbf{U}) + \eta_i \Delta \mathbf{V}, \quad (4.66)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (4.67)$$

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} = \text{rot}(\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad \text{et} \quad \text{div} \mathbf{B} = 0, \quad (4.68)$$

où \mathbf{U} est la vitesse de la composante neutre, supposée vérifier la loi turbulente observée (4.64), et η_i est la viscosité ionique, qui domine les viscosités électronique et magnétique pour les paramètres considérés.

Dans le problème qui nous intéresse, les vitesses $V(L)$ de la composante ionisée à l'échelle L ont des valeurs telles que la condition suivante soit vérifiée :

$$\nu_{\text{ni}} < \frac{2\pi V(L)}{L} \ll \nu_{\text{in}}. \quad (4.69)$$

La première inégalité établit que la composante neutre n'est pratiquement pas affectée par la composante ionisée. Quant à la seconde, elle indique, en se reportant à (4.66), que l'on a $V(L) \sim U(L)$. Si l'on note L_0 l'échelle turbulente principale ($L_0 \simeq 10^{19}$ cm, par exemple), alors la turbulence magnétique, représentée par $V(L)$ s'étendra sur des échelles allant de L_0 jusqu'à $L_{\text{min}} = L_0 \text{Re}^{-1/(1+\alpha)}$, où $\text{Re} = U(L_0)L_0/\eta_i$ est le nombre de Reynolds magnétique (on a $\text{Re} \sim 10^8$).

Les valeurs propres du système ci-dessus sont imaginaires ($\omega = iV_A^2/\nu_{\text{in}}L^2$) pour les échelles qui nous intéressent (Gurevich et al., 1985). Cependant, un champ magnétique peut être induit par une force excitatrice, comme la friction de la composante ionisée sur les particules neutres, laquelle opère à l'échelle L_{min} . C'est donc finalement ce phénomène qui va produire un champ magnétique 'turbulent', dont on peut évaluer le spectre (Gurevich et al., 1983) :

$$B^2(L) = B_{\text{max}}^2 \left(\frac{L}{L_{\text{min}}} \right)^{-5}, \quad \text{pour } L > L_{\text{min}}, \quad (4.70)$$

où B_{max} est estimé à partir de (4.66) à 10^{-6} – 10^{-5} G. Aux échelles inférieures à L_{min} , les effets dissipatifs vont commencer à se faire sentir, et le spectre du champ magnétique va décroître.

Par soucis de complétude, notons que dans un article plus récent (Dogiel et al., 1987), les mêmes auteurs reprirent l'étude dans un cadre plus général, et obtinrent des résultats similaires, avec un spectre de Fourier des fluctuations magnétiques en $k^{-\nu}$, avec $\nu > 2$.

Bilan de l'étude

En résumé, nous avons montré comment la turbulence dynamique du gaz neutre pouvait induire une turbulence de la composante ionisée, et conduire finalement à la création de champs magnétiques stochastiques dont nous avons étudié au chapitre précédent les propriétés accélératrices. Si l'on considère maintenant que la turbulence dynamique du gaz neutre est entretenue dans les nuages moléculaires par un processus gravitationnel, on voit que nous avons identifié un mécanisme virtuellement inépuisable de conversion de l'énergie gravitationnelle en énergie cinétique de particules énergétiques.

Qui plus est, le rendement de ce mécanisme est excellent (proche de 1) dans la gamme d'énergie correspondant aux échelles turbulentes, puisque la production de champs magnétiques fluctuants représente la principale cause de dissipation à l'échelle L_{min} .

Il est inutile de présenter ici le reste du calcul, puisque le modèle n'a finalement pas permis d'expliquer l'émission gamma d'Orion. Disons simplement en deux mots qu'ayant obtenu le spectre des fluctuations du champ magnétique, nous pouvons estimer le coefficient de diffusion dans l'espace des impulsions conformément à l'étude du chapitre précédent, et le reporter dans l'équation de propagation du modèle avec réaccélération. Intégrant cette dernière numériquement, nous obtenons alors le spectre des EPs, à partir duquel nous pouvons calculer l'émission gamma du nuage.

Il est utile en revanche, pour un usage ultérieur, de préciser pourquoi le modèle n'a pas 'marché' pour Orion. Comme nous le verrons en temps voulu, un des problèmes les plus délicats posés par les flux gamma détectés dans la constellation d'Orion est qu'ils impliquent une énergétique proprement colossale. La puissance requise excède en effet très largement la puissance disponible dans les nuages moléculaires d'Orion sous forme de mouvements ordonnés, tels que des chocs engendrés par des explosions de supernova ou des vents d'étoiles massives. L'idée était donc de recourir à l'énergie désordonnée présente sous forme turbulente.

Les données observationnelles semblent indiquer qu'il n'y a pas eu d'explosion de supernova récente qui aurait pu conduire à l'accélération d'un nombre important de particules énergétiques. Il fallait donc invoquer une supernova ancienne. Mais pour garder les EPs suffisamment longtemps à des énergies supernucléaires, alors que le milieu ambiant est dense et que les pertes d'énergie par ionisation opèrent sur des échelles de temps très courtes (quelques milliers, voire centaines d'années), il fallait pouvoir les réaccélérer continûment. Le processus décrit ci-dessus semblait alors envisageable, d'autant plus que l'énergie des EPs requise pour produire les flux observés correspond presque exactement à l'énergie potentielle gravitationnelle ainsi qu'à l'énergie turbulente des nuages d'Orion. Une telle équipartition semblait trop belle pour être le fruit du hasard.

Toutefois, nous nous sommes aperçus que si l'énergie de la turbulence était tout à fait suffisante pour ce que nous souhaitions en faire, sa puissance en

revanche était beaucoup trop faible. Par puissance de la turbulence, nous entendons le flux d'énergie à travers les échelles, c'est-à-dire $\dot{\epsilon} \sim v^3/l$ par gramme de matière. Il est alors aisé de voir qu'il manque près de trois ordres de grandeur dans le cas particulier d'Orion. Les particules énergétiques pouvaient donc 'pomper' l'énergie au rythme nécessaire à leur propre entretien, mais la cascade turbulente ne pouvait en aucun cas suivre le rythme et repeupler les échelles les plus courtes, propices à l'accélération des EPs de faible énergie responsables de l'émission gamma.

Le sort en était jeté. Il fallait abandonner le modèle. Mais nous en avons un enseignement important : il n'existe pas, dans les nuages moléculaires d'Orion, de source d'énergie à la fois suffisamment abondante et suffisamment puissante pour entretenir à des énergies supernucléaires un nombre d'EPs suffisant pour produire les flux gamma observés. Ce résultat est important, et nous tâcherons de nous en souvenir le moment venu.

Notons simplement pour finir, que ce qui vaut pour Orion ne vaut pas nécessairement pour toutes les sources gamma qui seront découvertes par le futur. Le modèle d'accélération dans les nuages moléculaires reste tout à fait cohérent (jusqu'à preuve du contraire), et s'il n'est pas suffisamment puissant pour expliquer les flux gamma d'Orion, il n'est pas exclu qu'il joue un rôle important dans d'autres contextes, comme semble d'ailleurs le soutenir l'équipe de l'Institut Lebedev, qui fut en l'occurrence notre inspiratrice.

4.5.4 Le bilan énergétique

Avant de quitter ce chapitre, nous souhaitons encore effectuer un petit calcul qui éclaire, si besoin est, le bilan énergétique de la propagation des EPs dans le milieu interstellaire.

Énergie totale et bilan énergétique

En simplifiant légèrement les notations, l'équation de propagation s'écrit :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = Q - \frac{N}{\tau_{\text{tot}}} - \frac{\partial}{\partial E}(b(E)N) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial E^2}(c(E)N). \quad (4.71)$$

L'énergie totale des EPs à l'instant t est par définition (en sous entendant une sommation sur les différentes espèces) :

$$E_{\text{tot}}(t) = \int_{E_{\text{inf}}}^{E_{\text{sup}}} EN(E, t) dE, \quad (4.72)$$

où E_{inf} et E_{sup} sont les limites de l'intervalle d'énergie que nous considérons.

Dans toutes nos applications, nous prenons $E_{\text{inf}} = 1 \text{ MeV/n}$, car les particules d'énergie inférieure sont les seuils nucléaires, et ne produisent donc ni rayons

gamma, ni noyaux secondaires. Pour E_{sup} , nous prenons généralement 10 GeV/n, pour ‘être larges’. En effet, les sections efficaces de production gamma sont très faibles à ces énergies, et si celles de production d’isotopes secondaires restent significatives, le flux des EPs est très atténué par rapport à sa valeur autour de 10 MeV/n. Toutefois, ces valeurs limites peuvent être changées à loisir, notamment pour étudier des situations où les EPs de basse énergie sont absents, comme dans le système solaire par exemple, en raison du phénomène de modulation solaire discuté au chapitre (1).

Quoi qu’il en soit, la variation de l’énergie totale des EPs considérés par le modèle entre t et $t + dt$ s’écrit :

$$\delta E_{\text{tot}} = \int_{E_{\text{inf}}}^{E_{\text{sup}}} E(N + \delta N) dE - \int_{E_{\text{inf}}}^{E_{\text{sup}}} EN dE = \int_{E_{\text{inf}}}^{E_{\text{sup}}} E \delta N dE, \quad (4.73)$$

où d’après l’équation de propagation,

$$\delta N = Q \delta t - N \frac{\delta t}{\tau_{\text{tot}}} - \delta t \frac{\partial}{\partial E} (b(E)N) + \frac{1}{2} \delta t \frac{\partial^2}{\partial E^2} (c(E)N). \quad (4.74)$$

Ainsi :

$$\begin{aligned} \frac{\delta E_{\text{tot}}}{\delta t} = & \int_{E_{\text{inf}}}^{E_{\text{sup}}} EQ dE - \int_{E_{\text{inf}}}^{E_{\text{sup}}} \frac{EN dE}{\tau_{\text{tot}}} \\ & - \int_{E_{\text{inf}}}^{E_{\text{sup}}} E \frac{\partial}{\partial E} (b(E)N) dE + \frac{1}{2} \int_{E_{\text{inf}}}^{E_{\text{sup}}} E \frac{\partial^2}{\partial E^2} (c(E)N) dE \end{aligned} \quad (4.75)$$

En passant à la limite infinitésimale, et en intégrant par partie une fois l’avant dernier terme, et deux fois le dernier, on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{dE_{\text{tot}}}{dt} = & \int_{E_{\text{inf}}}^{E_{\text{sup}}} EQ(E, t) dE - \int_{E_{\text{inf}}}^{E_{\text{sup}}} \frac{EN(E, t) dE}{\tau_{\text{tot}}} \\ & + \int_{E_{\text{inf}}}^{E_{\text{sup}}} b(E)N(E, t) dE - [Eb(E)N(E, t)]_{E_{\text{inf}}}^{E_{\text{sup}}} \\ & + \frac{1}{2} \left[E \frac{\partial}{\partial E} (c(E)N(E, t)) \right]_{E_{\text{inf}}}^{E_{\text{sup}}} - \frac{1}{2} [c(E)N(E, t)]_{E_{\text{inf}}}^{E_{\text{sup}}}. \end{aligned} \quad (4.76)$$

Analyse des différents termes

L’analyse de ce bilan d’énergie instantané est aisée. Le premier terme (du membre de droite) mesure l’apport d’énergie sous forme de nouvelles particules à l’instant t . C’est simplement l’intégrale de la fonction source. De même, le second

terme comptabilise les pertes d'énergie par simple retrait des EPs de la région considérée, soit par échappement, soit par destruction nucléaire.

Par contraste, les deux termes suivant décrivent les gains et les pertes d'énergie à nombre de particules constant. Il s'agit du bilan de l'énergie fournie aux particules par les divers mécanismes de réaccélération (ondes de choc, accélération stochastique...) et de l'énergie perdue par ionisation du milieu ambiant ou par divers processus de rayonnement. Souvenons-nous à cet égard que la fonction $b(E)$ représente la somme des taux de gain, $\dot{E}_{\text{acc}}(E)$, et de perte d'énergie, $\dot{E}_{\text{ion}}(E)$. Le terme correspondant dans le bilan d'énergie représente donc le travail par unité de temps (la puissance) des forces agissant sur les particules individuellement.

Notons par ailleurs que le 'terme tout intégré', provenant de l'intégration par partie, serait nul si E_{tot} représentait l'énergie de tous les EPs, sans limites d'énergie ($E_{\text{inf}} = 0$ et $E_{\text{sup}} = +\infty$). Pour des valeurs finies que nous utilisons, on obtient une contribution non nulle dans le bilan d'énergie. Le premier terme correspondait à l'introduction de nouveaux EPs dans la boîte, le second au retrait 'physique', c'est-à-dire à la fuite de particules présentes dans boîte. Cette fois, il s'agit d'une arrivée ou d'une fuite dans l'espace des énergies.

Enfin, les deux derniers termes du bilan énergétique sont liés à l'accélération stochastique des particules dans le milieu. À nouveau, si nous portons notre attention à l'ensemble des EPs, c'est-à-dire si $E_{\text{inf}} = 0$ et $E_{\text{sup}} = +\infty$, le bilan d'énergie correspondant à ces deux termes est nul. Comme la fonction $c(E)$ n'intervient dans aucun autre terme, on peut dire qu'elle n'a aucun effet énergétique global. En d'autres termes, elle décrit simplement la redistribution de l'énergie sur l'ensemble du spectre, mais en en préservant la valeur moyenne.

Afin de lever une possible confusion, précisons que $c(E)$ n'est pas à proprement parler le coefficient de diffusion dans l'espace des énergies, qui interviendrait dans l'équation de propagation comme par le terme :

$$\frac{\partial}{\partial E} \left(d(E) \frac{\partial N}{\partial E} \right). \quad (4.77)$$

Une 'partie' du coefficient de diffusion véritable, $d(E)$, se trouve donc intégrée à la fonction $b(E)$ dans notre approche. Ainsi, la diffusion dans l'espace des énergies contribue effectivement à augmenter l'énergie totale des EPs, mais la fonction $c(E)$ représente la partie 'non accélératrice' du coefficient de diffusion, que nous avons extraite de $d(E)$.

Énergie déposée par ionisation

Comme nous le verrons plus loin, l'énergie déposée par ionisation dans le milieu ambiant pose une contrainte importante dans le problème des raies gamma d'Orion. Il est donc important d'en faire le calcul, et le bilan d'énergie décrit ci-dessus nous permet de comprendre le rôle des différentes contributions. En

principe, l'énergie déposée par ionisation est simplement :

$$\left. \frac{dE_{\text{tot}}}{dt} \right|_{\text{ion}} = \int_0^{+\infty} \dot{E}_{\text{ion}}(E) N(E, t) dE, \quad (4.78)$$

et c'est ainsi que nous la calculons dans notre programme.

Cette expression est toujours valable, que l'on considère ou non l'échappement et la réaccélération des particules. Toutefois, dans un modèle à la fois stationnaire, sans réaccélération, sans échappement et sans destruction nucléaire, on peut réécrire le bilan (4.76) :

$$\frac{dE_{\text{tot}}}{dt} = 0 = \int EQ(E) dE - \int \dot{E}_{\text{ion}}(E) N(E) dE. \quad (4.79)$$

Ceci justifie que certains auteurs calculent les pertes par ionisation par l'intégrale : $\int EQ(E) dE$, ce qui est correct dans le cadre des approximations que nous venons de mentionner.

Deuxième partie

**Signature gamma d'une étoile
massive dans un milieu dense**

Chapitre 5

Les étoiles massives et le milieu circumstellaire

Résumé

Dans ce chapitre, nous présentons quelques résultats théoriques généraux sur les étoiles massives et l'influence qu'elles ont sur leur environnement. Nous nous limitons aux résultats qui seront utiles à la construction des modèles astrophysiques du chapitre suivant. En particulier, nous calculons la structure du milieu circumstellaire et indiquons les caractéristiques des ondes de choc induites par le vent supersonique d'une étoile massive. Nous étudions également l'effet d'un vent soufflant dans un vent préexistant, épisode caractéristique de la fin de la vie des étoiles massives.

5.1 Introduction

S'il est un domaine privilégié en astrophysique, à la fois culturellement, scientifiquement et poétiquement, c'est sans nul doute celui qui se rapporte à l'étude de la structure et de l'évolution stellaires. Au cœur de toutes les mythologies, sources intarissables de fascination et d'espérance, invitant l'Homme à l'évasion, à la contemplation ou à la transcendance, les étoiles sont également les corps les mieux connus de l'univers physique extraterrestre. Il est trop éloigné de notre propos d'en décrire les principales caractéristiques, mais nous devons présenter ici quelques résultats spécifiques aux étoiles les plus massives, qui sont indispensables à l'élaboration des modèles qui feront l'objet du prochain chapitre.

Outre leur puissant éclat et leur faible longévité, les étoiles massives se distinguent par les vents qu'elles entretiennent tout au long de leur vie et qui leur font perdre parfois l'essentiel de leur masse avant que ne survienne l'événement le plus spectaculaire de l'aventure stellaire : la supernova. Les vents des étoiles massives peuvent présenter des caractéristiques variées, couvrant un spectre de

vitesse et d'intensité s'étendant sur plusieurs ordres de grandeur. Une même étoile passe d'ailleurs par des phases très différentes au cours de son évolution.

D'importants progrès ont été accomplis dans les domaines touchant à la génération de ces vents, et des modèles d'évolution stellaire ont été développés permettant de calculer l'intensité (c'est-à-dire le taux de perte de masse mesuré en M_{\odot}/an), la vitesse et la composition du vent stellaire en fonction de l'âge de l'étoile, de sa composition et de sa masse initiale (ZAMS). Dans les applications qui nous occuperont plus loin, nous utilisons principalement les modèles du groupe de Genève, dont nous saluons l'effort pour tenir à la disposition de chacun l'ensemble des résultats sous forme de fichiers informatiques complets et facilement utilisables. D'autres résultats seront également utilisés, et nous les mentionnerons en temps requis.

Disons-le clairement, si les vents stellaires nous intéressent ici, c'est parce qu'ils sont très largement supersoniques, et qu'ils génèrent dans le milieu circumstellaire (CSM) des chocs capables d'accélérer des particules, et donc de produire de manière indirecte des raies γ -nucléaires potentiellement observables. Aussi est-ce la structure du milieu circumstellaire qui retiendra notre attention dans ce chapitre, plus que théorie de l'évolution des étoiles massives dont nous utiliserons simplement les résultats.

Très tôt après l'annonce de la découverte d'ondes de choc dans le vent solaire, Parker (1961) proposa un modèle qui devait initier une réflexion très vaste et d'un intérêt astrophysique très général, dans lequel il étudiait des solutions d'écoulement auto-similaire correspondant à des vents sphériques dans un milieu de densité en r^{-2} . Depuis ce papier fondateur, de nombreuses études ont été menées, tant analytiques que numériques, étudiant les caractéristiques et les effets de flots supersoniques émergeant des étoiles ou des supernovæ (SNe), mais aussi l'interaction de vents successifs de différents régimes, ou encore l'interaction d'un reste de supernova dans une cavité pré-existante.

Nous ne pouvons évoquer ici tous ces travaux, et rendre ainsi justice à leurs auteurs et aux idées qui les guidèrent. Nous sommes dès lors contraints de proposer une synthèse nécessairement limitée, dans laquelle nous tenterons seulement de présenter d'une manière aussi claire que possible les résultats dont nous aurons besoin ensuite.

5.2 Influence des vents stellaires sur le milieu ambiant

Considérons un vent sphérique de vitesse v_w et d'intensité \dot{M}_w , soufflé à partir de l'instant $t = 0$ par une étoile située initialement dans un milieu homogène de densité ρ_0 .

5.2.1 La phase d'expansion libre

Lorsque le vent commence à souffler, les particules qui le composent adoptent un mouvement balistique et suivent des trajectoires radiales à la vitesse du vent, v_w . Pour une étoile massive sur la séquence principale, cette vitesse est de l'ordre de quelques milliers de kilomètres par seconde, et donc largement supersonique. Un choc va donc se former dans le gaz entourant l'étoile, mais on ne peut s'attendre à ce qu'il affecte notablement le mouvement des particules du vent tant que la masse de gaz balayée reste négligeable devant la masse éjectée par l'étoile. Pour le dire simplement, le gaz circumstellaire 'ne fait pas le poids' avant l'instant t_0 pour lequel $M_{\text{balayée}} = M_{\text{éjectée}}$.

Avec les paramètres définis ci-dessus, cette condition s'écrit :

$$\frac{4}{3}\pi\rho_0(v_w t_0)^3 \equiv \dot{M}_w t_0. \quad (5.1)$$

On a donc :

$$t_0 = \left(\frac{3\dot{M}_w}{4\pi\rho_0 v_w^3} \right)^{1/2}, \quad (5.2)$$

soit

$$\boxed{t_0 \simeq (80 \text{ ans}) n_0^{-1/2} \dot{M}_6^{1/2} v_3^{-3/2}}, \quad (5.3)$$

où \dot{M}_6 désigne le taux de perte de masse en unités de $10^{-6} M_\odot/\text{an}$, v_3 la vitesse du vent en unités de 10^3 km/s , et n_0 est la densité numérique du milieu circumstellaire (CSM) non perturbé, en cm^{-3} . Si ρ_0 est exprimé en g/cm^3 , a $n_0 = \mu^{-1} \mathcal{N} \rho_0$, où \mathcal{N} est le nombre d'Avogadro et $\mu^{-1} \sim 0.6$ pour un milieu ionisé de composition solaire.

L'extension atteinte par le vent à l'instant t_0 est donnée par $R_0 = v_w t_0$, soit :

$$\boxed{R_0 \simeq (7.8 \cdot 10^{-2} \text{ pc}) n_0^{-1/2} \dot{M}_6^{1/2} v_3^{-1/2}}. \quad (5.4)$$

Notons également que la densité du vent à ce rayon vaut exactement :

$$\rho_w = \frac{\dot{M}_w}{4\pi R_0^2 v_w} = \frac{1}{3} \rho_0. \quad (5.5)$$

5.2.2 La phase d'expansion adiabatique et la création d'un choc inverse

À partir de l'instant t_0 , le gaz circumstellaire influe de manière importante sur l'expansion du vent. Une onde de choc dirigée vers l'extérieur se développe en aval (c'est-à-dire ici en avant) du vent, comme lorsqu'un piston supersonique

chasse du gaz devant lui. Le choc se déplace alors plus rapidement que le piston lui-même (ici le vent), et le gaz choqué s'accumule en arrière du choc. Pendant un temps relativement long, que nous estimerons ultérieurement, les pertes d'énergie radiatives n'affectent pratiquement pas la dynamique du choc, et on pourra considérer l'ensemble de l'écoulement comme adiabatique.

En balayant et en comprimant le gaz circumstellaire, le choc sphérique en expansion forme autour de l'étoile une coquille dense qui résiste à l'avancée du vent, dont la pression est inférieure. Le choc et la coquille vont alors décélérer rapidement (car c'est maintenant le vent qui 'ne fait pas le poids'), et il va se développer un second choc, dirigé cette fois vers l'intérieur, c'est-à-dire vers l'étoile, que l'on nomme « choc inverse », ou « choc en retour ».

Il est important de bien comprendre l'origine de ce choc inverse. La clé de sa formation est que le vent de l'étoile est supersonique *par rapport à lui-même*. Entendons-nous : ce qui provoque un choc hydrodynamique, ce n'est pas en réalité le déplacement du fluide à une vitesse supersonique. Tout fluide, même un fluide au repos dans la Galaxie, peut en effet être regardé comme animé d'une vitesse supersonique, pourvu que l'on se place dans un référentiel adéquat. Or ce changement de référentiel ne peut évidemment pas provoquer l'apparition d'un choc ! Ce qui génère les ondes de choc, ce sont donc les vitesses supersoniques *relatives* au sein d'un fluide.

Revenons donc à notre vent. Lorsqu'il parvient à hauteur de la coquille formée derrière le premier choc, il est contraint de décélérer extrêmement rapidement, car la coquille, comme nous l'avons dit, a perdu une grande partie de sa vitesse initiale en raison de la résistance du gaz circumstellaire. Tout se passe donc comme si le vent arrivait supersoniquement sur un mur au repos. En changeant de référentiel, on peut aussi bien considérer que c'est le mur (la coquille externe) qui remonte vers l'étoile à une vitesse supersonique dans un vent immobile. Voilà donc l'origine du choc inverse. Il s'établit cette fois en amont de la coquille, et remonte le vent vers sa source.

De façon symétrique au choc externe, le choc interne ralentit le vent et le comprime, provoquant un saut de densité que nous décrirons dans un instant. Entre les deux chocs, on trouve un milieu chaud, fait pour partie du gaz circumstellaire choqué, et pour partie du vent choqué. Ces deux composantes, de composition chimique a priori différente, ne se mélangent guère sur les échelles de temps d'évolution de la structure globale du CSM. Elles sont donc en principe séparées par une surface fictive appelée *discontinuité de contact*.

5.2.3 Description du milieu circumstellaire

La structure du CSM au cours de la phase adiabatique peut donc être représentée comme sur la figure 5.1. On y distingue quatre zones bien définies, délimitées par un choc externe S_2 de rayon R_2 , une discontinuité de contact C , située au rayon R_c , et un choc interne S_1 , de rayon R_1 . Nous allons d'abord décrire

brièvement ces différentes régions, puis nous établirons dans la section suivante les équations relatives à l'évolution des fronts de choc.

Le gaz circumstellaire non choqué

Le gaz circumstellaire (CS) s'étendant à l'extérieur de la structure représentée sur la figure, est supposé complètement ionisé par l'étoile O centrale, ou à défaut par d'autres étoiles dans le nuage. Sa température est ainsi maintenue aux alentours de 10^4 K, et l'onde de choc ne perd pas d'énergie à ioniser par collision la matière qui le compose. Le seul paramètre relevant est donc la densité, ρ_0 , supposée uniforme.

Rappelons que la vitesse du son dans un milieu de température T s'exprime comme :

$$c_s = \sqrt{\gamma \frac{RT}{M}} = \sqrt{\gamma \frac{kT}{\mu m_p}}. \quad (5.6)$$

Pour $T = 10^4$ K, nous avons donc $c_s \sim 10$ km/s, très inférieure à la vitesse du vent. Cependant, la résistance du CSM va réduire progressivement la vitesse V_2 du choc externe, et l'ensemble de la structure (choc et coquille) s'évanouira lorsque V_2 atteindra ~ 10 km/s.

Le gaz circumstellaire choqué

Dans le cas adiabatique, la température immédiatement après le choc externe S_2 , de vitesse V_2 , est donnée par la relation générale (3.172) établie au chapitre 3. Dans la limite où le nombre de Mach $M_2 = V_2/c_s$ est élevé, on a :

$$\frac{T_2^+}{T_2^-} = \frac{2\gamma(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} M_2^2. \quad (5.7)$$

En remplaçant c_s par l'expression (5.6), et en prenant $\gamma = \frac{5}{3}$, on obtient :

$$T_2^+ = \frac{3\mu V_2^2}{16k_B} \simeq (14 \text{ K}) V_2^2 (\text{km/s}). \quad (5.8)$$

On a ainsi $T_2^+ \sim 1.4 \cdot 10^5$ K si $V_2 = 100$ km/s. À ces températures, le refroidissement du gaz CS (circumstellaire) dans la région choquée est relativement rapide, de sorte que la température décroît de façon abrupte après le choc (Dyson & de Vries, 1972). Corrélativement, la densité augmente rapidement puisque comme nous le montrons ci-dessous, la pression est pratiquement uniforme dans cette zone, de sorte que la relation $\rho T \sim \text{cste}$ est vérifiée. Ainsi, lorsque la vitesse du choc externe tombe aux alentours de ~ 200 km/s (Falle,

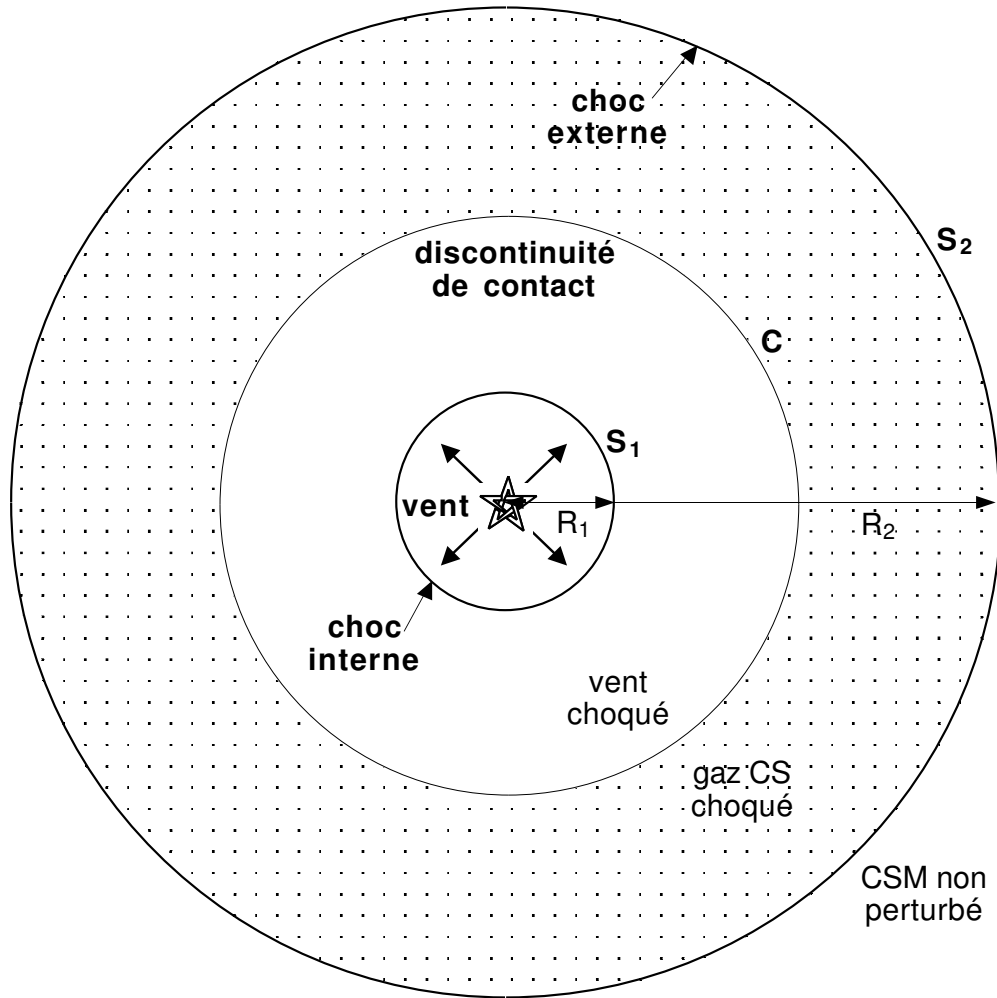


FIG. 5.1: *Structure du milieu circumstellaire (CSM) influencé par le vent régulier, sphérique et supersonique d'une étoile massive. La figure correspond à la phase adiabatique.*

1975), le gaz CS choqué se refroidit et se condense en une coquille mince et très dense, hachurée sur la figure 5.4.

La baisse de température se poursuit jusqu'à l'établissement d'un équilibre entre le refroidissement et le chauffage radiatif dû à l'émission UV de l'étoile centrale. La température correspondante est, comme pour le gaz CS non perturbé, de l'ordre de 10^4 K. Enfin, le refroidissement étant rapide après le choc, la couche de gaz CS choqué peut être considéré comme isotherme. La relation suivante s'applique alors :

$$\frac{p}{\rho} = c_{s,eq}^2 = \frac{2kT_{eq}}{\mu m_H}, \quad (5.9)$$

où le facteur 2 tient compte de l'ionisation du milieu (les électrons et les protons contribuent également à la pression).

Il n'est certes pas suffisant de dire que le refroidissement est rapide, et le passage de la phase adiabatique à la phase radiative doit être précisé de façon quantitative. On peut évaluer l'instant de cette transition en écrivant que le temps écoulé depuis la formation du choc est égal au temps nécessaire pour refroidir le gaz de T_2^+ à T_{eq} . En s'appuyant sur des fonctions de refroidissement approchées, Dyson & de Vries (1972) donnent une limite supérieure à ce temps, de l'ordre de $(1.6 \cdot 10^4 \text{ an} (T_2^+/10^4 \text{ K})^{3/2} n_0^{-1})$. Nous indiquerons plus bas une estimation plus restrictive, mais en tout état de cause, la phase d'expansion adiabatique prend fin sur une échelle de temps courte devant celle de l'évolution de l'étoile centrale, même si cette dernière est extrêmement massive. Il faudra donc considérer une phase non adiabatique pour le choc externe. Nous le ferons dans un instant.

Le vent stellaire choqué

Comme nous le verrons, le choc inverse, S_1 , qui remonte le cours du vent, est pratiquement stationnaire, c'est-à-dire que sa vitesse $V_1 = dR_1/dt$ est négligeable devant celle du vent, v_w . Le choc se produit donc essentiellement à la vitesse du vent, qui est très grande devant celle du son, car comme nous l'avons dit, le vent est froid et supersonique 'par rapport à lui même'. En termes physiques, cela signifie que son énergie cinétique excède très largement son énergie thermique. Tout cela pour dire que le choc interne S_1 est très fort, et qu'il le restera tant que le vent lui-même ne faiblira pas. La température immédiatement après le choc peut donc être obtenue par la formule (5.8).

Pour les protons, on a $T_p \sim m_p V^2/3k$, et pour les électrons, $T_e \sim m_e V^2/3k$, où V est la vitesse du vent par rapport au choc, soit $V \simeq v_w$. Après le choc, ces températures s'harmonisent et l'équipartition s'établit en un temps $t_{eq} \sim (10^7 \text{ s}) n_e^{-1}$ (d'après Spitzer, 1962). Pour un choc non collisionnel, comme c'est le cas ici, t_{eq} est plus faible encore, ce qui renforce l'argument suivant : la distance parcourue par les particules pendant le temps d'établissement de l'équipartition, soit $l_{eq} \sim V_{\text{post-choc}} t_{eq}$, est toujours négligeable devant R_1 , le rayon du choc S_1 .

En conséquence, les protons et les électrons ont la même température dans pratiquement toute la zone du vent stellaire choqué. Ces arguments valent aussi pour le choc externe S_2 , avec plus de pertinence encore puisque la densité y est plus grande, et donc t_{eq} plus faible. On peut donc décrire ces chocs à l'aide d'une seule température, ce qui simplifie le traitement mathématique à venir.

Notons enfin que pour des vitesses de vent typiques des étoiles massives (quelques 10^3 km/s), les températures obtenues après le choc sont de l'ordre de 10^7 à 10^8 K, ce qui a deux conséquences importantes pour notre étude. La première est qu'à ces températures, le gaz se refroidit principalement par Bremsstrahlung. Le taux de refroidissement par unité de volume s'écrit alors (Shklovsky, 1962) :

$$L_v \simeq (1.4 \cdot 10^{-27} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}), \quad (5.10)$$

ce qui donne une échelle de temps :

$$t_c \sim \frac{n_e k T_e}{L_v} \sim (10^{11} \text{ s}) n_e^{-1} T_e^{1/2}. \quad (5.11)$$

Tant que $t \lesssim t_c$, on pourra considérer que l'écoulement est adiabatique et négliger L_v dans l'équation exprimant la conservation de l'énergie (Falle, 1975) :

$$\frac{Dp}{Dt} - \frac{\gamma p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} - (\gamma - 1)L_v = 0. \quad (5.12)$$

La seconde conséquence importante de la très haute température du vent stellaire choqué est que la vitesse du son dans la région correspondante est suffisamment élevée pour y assurer une pression presque parfaitement uniforme. En raisonnant par ordre de grandeur, on peut en effet noter que $c_s \sim \sqrt{n k T / \rho}$, soit $kT \sim m_p c_s^2$. Or la température après le choc vérifie $kT \sim m_p V^2$, où $V = v_w - V_1 \simeq v_w$ est la vitesse effective du choc. On a donc $c_s \sim v_w \gg V_1$.

Ainsi, le temps mis par une onde sonore pour traverser la bulle de vent choqué est négligeable devant l'âge du vent lui-même, donné par $t \sim R/V_1$, ou si l'on préfère, la vitesse des ondes sonores est grande devant la vitesse d'expansion du gaz dans cette région. Par conséquent, la pression peut s'ajuster rapidement, et devenir pratiquement uniforme au sein de la bulle. Ceci justifie une hypothèse importante faite par Weaver et al. (1977) et reprise dans de nombreux travaux postérieurs.

Le vent stellaire non choqué

Il reste à étudier la structure du vent non choqué, situé entre l'étoile et le choc inverse S_1 . Pour un écoulement sphérique où $u(r, t)$, $\rho(r, t)$ et $p(r, t)$ représentent la vitesse, la densité et la pression du gaz au rayon r et à l'instant t , l'équation du mouvement en présence d'un champ magnétique B s'écrit (Falle, 1975) :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{B^2}{2\mu_0} \right) - \frac{B^2}{\mu_0 \rho r}. \quad (5.13)$$

En négligeant le champ magnétique et en remarquant une nouvelle fois que $v_w \gg c_s$, c'est-à-dire que l'énergie thermique est infime comparativement à l'énergie cinétique, on peut négliger p dans l'équation ci-dessus et obtenir :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = 0. \quad (5.14)$$

Si la vitesse du vent est constante à la source ($v_w = u(r = R_*) = \text{cste}$), on obtient alors la solution balistique $u(r, t) = v_w$ à tout instant et pour tout $r < R_1$.

La conservation de la masse à travers les coquilles de rayons r croissant permet alors d'écrire trivialement le profil de densité au voisinage de l'étoile :

$$\boxed{\rho(r) = \frac{\dot{M}_w}{4\pi r^2 v_w}.} \quad (5.15)$$

5.2.4 La phase semi-adiabatique

Avant d'aborder le calcul explicite de la structure du CSM, nous évoquons qualitativement la phase d'évolution qui suit la phase adiabatique. Nous reviendrons en détail sur ses caractéristiques dans la section 5.4.

Considérons d'abord le choc externe, S_2 . Comme nous l'avons évoqué plus haut, après un temps qui reste à déterminer, les pertes d'énergie radiatives induisent la contraction de la région du gaz circumstellaire choqué, qui se rassemble alors en une mince coquille nettement plus dense que le milieu ambiant. Suivant Castor et al. (1975), nous estimons que la phase adiabatique prend fin lorsque la température juste derrière le choc, T_2^+ , n'est plus que de l'ordre de $6 \cdot 10^5$ K, au dessous de laquelle la fonction de refroidissement $\Lambda(T)$ devient subitement grande (Cox, 1972).

La température T_2^+ est donnée par (5.8). On peut alors calculer la durée de la phase adiabatique si l'on connaît la loi $V_2(t)$ donnant l'évolution de la vitesse du choc en fonction de la vitesse initiale du vent stellaire. Nous établirons cette loi dans la section suivante, mais nous pouvons anticiper sur son résultat pour donner l'instant théorique, t_{ad} , marquant le début de la phase radiative :

$$t_{\text{ad}} \simeq (2.4 \cdot 10^3 \text{ ans}) \dot{M}_6^{1/2} v_3^{1/2} n_0^{-1/2}, \quad (5.16)$$

où v_3 représente la vitesse du vent v_w en unités de 10^3 km/s. Notons que cette valeur est en accord avec les résultats obtenus par simulation numérique par Avedisova (1972) et Falle (1975).

Concernant le choc S_1 , nous avons indiqué que sa force ne dépendait essentiellement que de la vitesse du vent stellaire, laquelle est supposée constante dans la présente étude. La température immédiatement après le choc reste donc très élevée tout au long de la vie de l'étoile, et ce sont les pertes Bremsstrahlung, peu efficaces à ces densités, qui dominent le refroidissement. L'expression du temps de refroidissement a été donnée plus haut en fonction de la température électronique du vent choqué. En anticipant à nouveau son calcul effectif à partir des paramètres du vent, nous pouvons estimer la durée de la phase adiabatique pour le choc interne S_1 :

$$t_{\text{ad},1} \simeq (5.0 \cdot 10^8 \text{ ans}) L_{36}^{-2/35} n_0^{-18/35} t_6^{19/35}. \quad (5.17)$$

Dans cette expression, L_{36} désigne la puissance mécanique du vent en unités de 10^{36} erg/s (valeur typique), et t_6 est l'âge du vent en millions d'années. Ainsi, même pour $t_6 = 100$, soit $t = 10^8$ ans, on a $t_{\text{ad},1} \sim 6 \cdot 10^9$ ans, ce qui est encore supérieur à t . En conclusion, le choc S_1 reste dans une phase adiabatique tant que l'étoile existe. C'est à cette coexistence d'un choc externe radiatif et d'un choc interne adiabatique que la phase « semi-adiabatique » doit son nom. Considérant les échelles de temps calculées ci-dessus, il est clair que c'est dans cette phase que le milieu circumstellaire reste le plus longtemps, et c'est elle que nous utiliserons ensuite.

5.3 Les écoulements sphériques auto-similaires

5.3.1 Introduction

Nous devons maintenant aborder le calcul explicite de la structure du CSM et de son évolution. Notre but est d'obtenir les profils de densité et de température de l'écoulement, ainsi que la loi donnant la position et la vitesse d'expansion des deux chocs, interne et externe. Pour cela, nous chercherons des solutions auto-similaires au problème général de l'interaction d'un vent stellaire sphérique et de vitesse constante avec le milieu ambiant.

Les premiers papiers relatifs à la structure auto-similaire du CSM autour des étoiles massives sont à notre connaissance ceux d'Avedisova (1972), Dyson & de Vries (1972) et Dyson (1973). Une synthèse très complète a été apportée par Weaver et al. (1977), dans ce qui constitue sans doute l'article de référence dans le domaine.

D'un point de vue très général, on peut montrer que des solutions auto-similaires s'établissent lorsque le problème contient seulement deux paramètres ayant des dimensions indépendantes (e.g., Zeldovich & Raizer 1967, p. 792). Dans le cas du milieu circumstellaire choqué, ces deux paramètres sont la densité ρ_0

du milieu ambiant et la puissance du vent, L_w , définie par :

$$L_w = \frac{1}{2} \dot{M}_w v_w^2, \quad (5.18)$$

où \dot{M}_w est l'intensité du vent mesurée en M_\odot/an .

Cependant, la structure du vent choqué dépend elle des trois paramètres \dot{M}_w , v_w et ρ_0 , de sorte que l'expansion n'est pas self-similaire. Weaver et al. parvinrent néanmoins à résoudre le problème en supposant que la région était isobare – hypothèse que nous avons justifiée ci-dessus.

Le calcul que nous présentons dans cette section est inspiré de l'ensemble des papiers déjà cités, mais il correspond à une situation plus générale dans laquelle le milieu circumstellaire n'est pas nécessairement homogène, mais possède initialement un profil de densité de la forme :

$$\rho_0(r) = Br^{-\omega}. \quad (5.19)$$

L'intérêt de cette généralisation est qu'elle nous permettra de traiter le cas important d'un vent soufflant dans un milieu inhomogène, produit par un vent antérieur. Cette situation est typique de l'évolution des étoiles massives, qui voient se succéder à la fin de leur vie des phases de vent très différents. Pour calculer la structure du CSM, nous reprenons essentiellement l'étude de Sakashita et al. (1984) et Hanami & Sakashita (1987). Nous invitons néanmoins le lecteur qui souhaiterait se reporter à ces papiers à une certaine prudence, car de nombreuses erreurs (de frappe, assurément) se sont glissées dans les équations (et dans les résultats!). Il n'est donc pas inutile de reprendre proprement ces calculs qui, à notre connaissance, ne sont pas publiés ailleurs.

5.3.2 Équations dynamiques et variable de similarité

Soit donc une étoile massive soufflant un vent sphérique de vitesse v_w et de puissance L_w constantes dans un milieu de densité initiale donnée par (5.19). Nous pouvons écrire les équations standard de conservation de la masse, de l'impulsion et de l'énergie, ainsi que l'équation d'état du gaz, supposé parfait :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2\rho u}{r} = 0, \quad (5.20)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad (5.21)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(p\rho^{-\gamma}) + u \frac{\partial}{\partial r}(p\rho^{-\gamma}) = \mathcal{L}(\rho, T), \quad (5.22)$$

$$p = \frac{\rho}{\mu m_{\text{H}}} kT. \quad (5.23)$$

Dans l'équation (5.22), $\mathcal{L}(\rho, T)$ est le taux de variation de l'entropie spécifique. Pour un flot adiabatique sans conduction thermique ni processus de refroidissement, on a $\mathcal{L}(\rho, T) = 0$. L'écoulement dont nous cherchons à déterminer la structure dépend donc uniquement des deux paramètres B et L_{w} , de dimension :

$$[B] = \text{ML}^{\omega-3} \quad \text{et} \quad [L_{\text{w}}] = \text{ML}^2\text{T}^{-3}. \quad (5.24)$$

Ainsi, on a $[B/L_{\text{w}}] = \text{L}^{\omega-5}\text{T}^3$, de sorte que la seule longueur que l'on puisse former ne dépendant que de B , de L_{w} et bien sûr du temps, est proportionnelle à $(BT^{-3}/L_{\text{w}})^{1/(\omega-5)}$. Le rayon R_2 du choc externe produit par le vent supersonique dans le milieu circumstellaire étant une grandeur auto-similaire, elle ne peut être que proportionnelle à la longueur que nous venons d'identifier. La loi donnant son évolution peut alors être écrite de façon immédiate :

$$R_2(t) = \alpha \left(\frac{L_{\text{w}}}{B} \right)^{\frac{1}{5-\omega}} t^{\delta}, \quad \text{où} \quad \delta = \frac{3}{5-\omega}. \quad (5.25)$$

La constante de proportionnalité α reste bien sûr à déterminer, mais nous pouvons d'ores et déjà affirmer qu'elle sera d'ordre unité. (Ah ! douce magie de l'analyse dimensionnelle...)

La loi $R_2(t)$ étant identifiée, nous pouvons choisir comme « variable de similarité » :

$$\xi = \frac{r}{R_2(t)} = \frac{r}{\alpha} \left(\frac{B}{L_{\text{w}}} \right)^{\frac{1}{5-\omega}} t^{-\delta}. \quad (5.26)$$

C'est la seule grandeur sans dimension que l'on puisse former à partir des données du problème, ou plus exactement, toute grandeur sans dimension s'exprime comme une fonction de ξ .

Pour le lecteur qui ne serait pas familier de l'analyse dimensionnelle et des variables de similarité (ou auto-similaires), rappelons que l'essence d'une variable de similarité est de coupler les variables initiales, ici r et t , pour en faire une entité 'rigide' qui suffira à décrire le système et toutes les grandeurs physiques qui s'y rapportent. La variable ξ définie en (5.26) ne repère des positions ou des instants, mais des *structures* du fluide. Elle peut donc repérer des positions différentes suivant l'instant considéré. Par exemple, et par convention initiale, le 'point' $\xi = 1$ correspond au choc externe, et ceci reste vrai à tout instant. **Le choc est 'immobile' dans l'espace des ξ , et c'est précisément cette immobilité qui détermine son mouvement dans l'espace physique ordinaire.**

5.3.3 Le système d'équations auto-similaires

Afin de récrire le système d'équations dynamiques en utilisant la variable de similarité ξ , nous définissons les grandeurs sans dimension \mathcal{U} , \mathcal{P} et \mathcal{R} (qui joueront le rôle de vitesse, pression et densité) de la manière suivante :

$$\mathcal{U}(\xi) = \frac{vt}{r}, \quad \mathcal{P}(\xi) = \frac{pt^2}{\rho_0 r^2}, \quad \text{et} \quad \mathcal{R}(\xi) = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad (5.27)$$

où ρ_0 est donnée par (5.19).

Les équations (5.20), (5.21) et (5.22) se récrivent alors :

$$\mathcal{U}(3 - \omega) + (\mathcal{U} - \delta) \frac{d \ln \mathcal{R}}{d \ln \xi} + \frac{d \mathcal{U}}{d \ln \xi} = 0, \quad (5.28)$$

$$\mathcal{U}(\mathcal{U} - 1) + (\mathcal{U} - \delta) \frac{d \mathcal{U}}{d \ln \xi} + (2 - \omega) \frac{\mathcal{P}}{\mathcal{R}} + \frac{1}{\mathcal{R}} \frac{d \mathcal{P}}{d \ln \xi} = 0, \quad (5.29)$$

$$\mathcal{U}(2 - \omega + \gamma\omega) - 2 + (\mathcal{U} - \delta) \frac{d \ln \mathcal{P}}{d \ln \xi} - (\mathcal{U} - \delta) \gamma \frac{d \ln \mathcal{R}}{d \ln \xi} = 0. \quad (5.30)$$

En combinant ces équations, on obtient finalement le système suivant :

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{U}}{d \xi} \times \xi [\gamma \mathcal{P} - \mathcal{R}(\mathcal{U} - \delta)^2] = \\ \mathcal{P} [2 - (2 - \omega)\delta - 3\gamma\mathcal{U}] + \mathcal{R}\mathcal{U}(\mathcal{U} - 1)(\mathcal{U} - \delta), \end{aligned} \quad (5.31)$$

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{R}}{d \xi} \times \xi [\gamma \mathcal{P} - \mathcal{R}(\mathcal{U} - \delta)^2](\mathcal{U} - \delta) = \\ \mathcal{R} [-\mathcal{P} [2 - (2 - \omega)\delta - \gamma\omega\mathcal{U}] + (3 - \omega)\mathcal{R}\mathcal{U}(\mathcal{U} - \delta)^2 - \mathcal{R}\mathcal{U}(\mathcal{U} - 1)(\mathcal{U} - \delta)], \end{aligned} \quad (5.32)$$

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{P}}{d \xi} \times \xi [\gamma \mathcal{P} - \mathcal{R}(\mathcal{U} - \delta)^2] = \\ \mathcal{P} [\mathcal{R}\gamma\mathcal{U}(2\mathcal{U} + 1 - 3\delta) - \mathcal{R}(\mathcal{U} - \delta)[2 - (2 - \omega)\mathcal{U}] - (2 - \omega)\gamma\mathcal{P}], \end{aligned} \quad (5.33)$$

Ce système de trois équations couplées est écrit sous une forme facilement intégrale numériquement. Nous avons utilisé une méthode Runge-Kutta implicite d'ordre 4. Pour améliorer la stabilité de la méthode, nous nous servons d'une

quantité reliant les différentes grandeurs, \mathcal{U} , \mathcal{P} , \mathcal{R} et ξ , que l'on sait conservée dans l'écoulement, et que nous nommons « invariant adiabatique ». Pour obtenir cet invariant, nous récrivons d'abord les équations (5.28) et (5.30) de la manière suivante :

$$(3 - \omega)(\mathcal{U} - \delta) + \delta(3 - \omega) + (\mathcal{U} - \delta) \frac{d \ln \mathcal{R}}{d \ln \xi} + \frac{d \mathcal{U}}{d \ln \xi} = 0, \quad (5.34)$$

$$(2 - \omega + \gamma\omega)(\mathcal{U} - \delta) + [\delta(2 - \omega + \gamma\omega) - 2] + (\mathcal{U} - \delta) \frac{d \ln \mathcal{P}}{d \ln \xi} - (\mathcal{U} - \delta) \gamma \frac{d \ln \mathcal{R}}{d \ln \xi} = 0, \quad (5.35)$$

puis nous écrivons l'équation correspondant à $\{\delta(3 - \omega) \times (\text{Eq.5.35}) - [\delta(2 - \omega + \gamma\omega) - 2] \times (\text{Eq.5.34})\}$. Le résultat est :

$$2(3 - \omega) - [\gamma\delta(3 - \omega) + \delta(2 - \omega + \gamma\omega) - 2] \frac{d \ln \mathcal{R}}{d \ln \xi} + \delta(3 - \omega) \frac{d \ln \mathcal{P}}{d \ln \xi} - [\delta(2 - \omega + \gamma\omega) - 2] \frac{d \ln(\mathcal{U} - \delta)}{d \ln \xi} = 0. \quad (5.36)$$

En regardant le membre de gauche comme une dérivée logarithmique, on obtient immédiatement, par intégration, l'invariant adiabatique recherché :

$$\boxed{\mathcal{R}^{\alpha_1} \left(\frac{\mathcal{P}}{\mathcal{R}} \right)^{\alpha_2} (\mathcal{U} - \delta)^{\alpha_3} \xi^{\alpha_4} = \text{cste},} \quad (5.37)$$

où les constante α_i sont données par :

$$\alpha_1 = (3\gamma - 1)\delta - 2, \quad \alpha_2 = \delta(\omega - 3), \quad (5.38)$$

$$\alpha_3 = (2 - \omega + \gamma\omega)\delta - 2, \quad \alpha_4 = 3(\omega - 3). \quad (5.39)$$

Notons que nous avons fait apparaître la fonction $\mathcal{C}(\xi) \equiv \frac{\mathcal{P}}{\mathcal{R}}$, qui est la forme adimensionnée de la vitesse du son au carré :

$$c_s^2 = \gamma \left(\frac{r}{t} \right)^2 \mathcal{C}(\xi). \quad (5.40)$$

En résumé, nous avons un système d'équation auto-similaires décrivant la structure du CSM, que nous pouvons intégrer numériquement pour obtenir la pression, la densité et la vitesse en fonction de la variable de similarité ξ , en imposant à chaque itération la conservation de l'invariant adiabatique défini ci-dessus. Il ne nous manque plus que les conditions aux limites.

5.3.4 Les conditions aux limites

Pour intégrer le système d'équations (5.31), (5.32) et (5.33), nous partons du choc externe situé au rayon $R_2(t)$, qui est la structure auto-similaire repérée par $\xi = 1$. En amont du choc, les conditions physiques sont connues puisqu'elles sont celles du gaz CS non perturbé. Au rayon $R_2^+ = R_2(t) + \epsilon$, on a ainsi la vitesse $u(R_2^+, t) = 0$, et la densité $\rho(R_2^+, t) = B[R_2^+(t)]^{-\omega}$, que l'on note ρ_1 . De même, on note $c_1 = \sqrt{\gamma p_1 / \rho_1}$ la vitesse du son.

Les conditions immédiatement en aval du choc, c'est-à-dire au rayon $R_2^- = R_2 - \epsilon$, découlent directement des conditions de passage établies au § 3.4.2. Pour simplifier, nous supposons que le choc est fort ($V_2 \gg c_1$). On a ainsi :

$$\rho(R_2^-, t) = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_1 = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} B R_2^{-\omega}, \quad (5.41)$$

ce qui donne immédiatement la condition aux limites pour la fonction \mathcal{R} au 'point' $\xi = 1 - \epsilon$:

$$\boxed{\mathcal{R}(1^-) = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}}. \quad (5.42)$$

Par ailleurs, on a :

$$v_1 = v_{\text{choc}} = \frac{dR_2}{dt} = \delta \frac{R_2}{t}, \quad (5.43)$$

où la dernière égalité découle de la loi (5.25) d'évolution de R_2 . On en déduit $u(R_2^-, t) = v_1 - v_2 = (1 - \frac{\gamma+1}{\gamma-1})\delta R_2(t)/t$, ce qui fournit la seconde condition aux limites :

$$\boxed{\mathcal{U}(1^-) = \frac{2\delta}{\gamma + 1}}. \quad (5.44)$$

Enfin, on a :

$$c_2^2 = \frac{2\gamma(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} \delta^2 \frac{R_2^2}{t^2} \quad (5.45)$$

d'où l'on déduit

$$\mathcal{C}(1^-) = \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} \delta^2, \quad (5.46)$$

et finalement :

$$\boxed{\mathcal{P}(1^-) = \frac{2\delta^2}{\gamma + 1}}. \quad (5.47)$$

Voilà. Munis des trois conditions aux limites encadrées ci-dessus, nous pouvons intégrer le système dynamique dans le sens des ξ décroissants, c'est-à-dire en remontant vers l'étoile à partir de R_2 ($\xi = 1$). Nous obtenons alors les profils de densité, de vitesse et de pression (et donc aussi de température), dans toute la région située entre le choc S_2 et la surface de contact, C (voir la figure 5.1 et la discussion qualitative du § 5.2.2).

5.3.5 La discontinuité de contact

La surface de contact, située au rayon $R_C(t)$, est définie comme la surface immatérielle séparant les particules choquées du milieu extérieur ($r > R_C$) et les particules choquées du vent stellaire ($r < R_C$). Cette surface de contact représente une structure auto-similaire de l'écoulement, repérée par une valeur constante de la variable de similarité, notée ξ_C .

La vitesse d'expansion de cette surface, $V_C = dR_C/dt$, a ceci de particulier qu'elle est aussi la vitesse des particules à cet endroit du fluide. En effet, si l'on avait $u(R_C, t) > V_C$, les particules du vent pénétreraient dans la région au delà de R_C , tandis que dans le cas contraire, les particules du CSM pénétreraient en deçà de R_C . C'est donc par définition même de la surface de contact que l'on peut écrire :

$$u(R_C(t), t) = V_C(t) \quad (= \frac{dR_C}{dt}). \quad (5.48)$$

Or, toujours par définition, on a $R_C(t) = \xi_C R_2(t)$, et donc :

$$\frac{dR_C(t)}{dt} = \xi_C \frac{dR_2(t)}{dt} = \xi_C \delta \frac{R_2(t)}{t} = \delta \frac{R_C(t)}{t}. \quad (5.49)$$

En conclusion, la variable adimensionnée correspondant à la vitesse du fluide en $r = R_C$ vaut :

$$\boxed{\mathcal{U}(\xi_C) = \delta = \frac{3}{5 - \omega}}. \quad (5.50)$$

Ce résultat est fort intéressant. En effet, si nous contemplons l'expression (5.37) de l'invariant adiabatique, nous constatons que la valeur $\mathcal{U} = \delta$ est singulière (d'où le nom parfois employé de « discontinuité de contact »). Le comportement du fluide à l'approche du rayon R_C dépend de ω , c'est-à-dire du profil de densité initial du CSM.

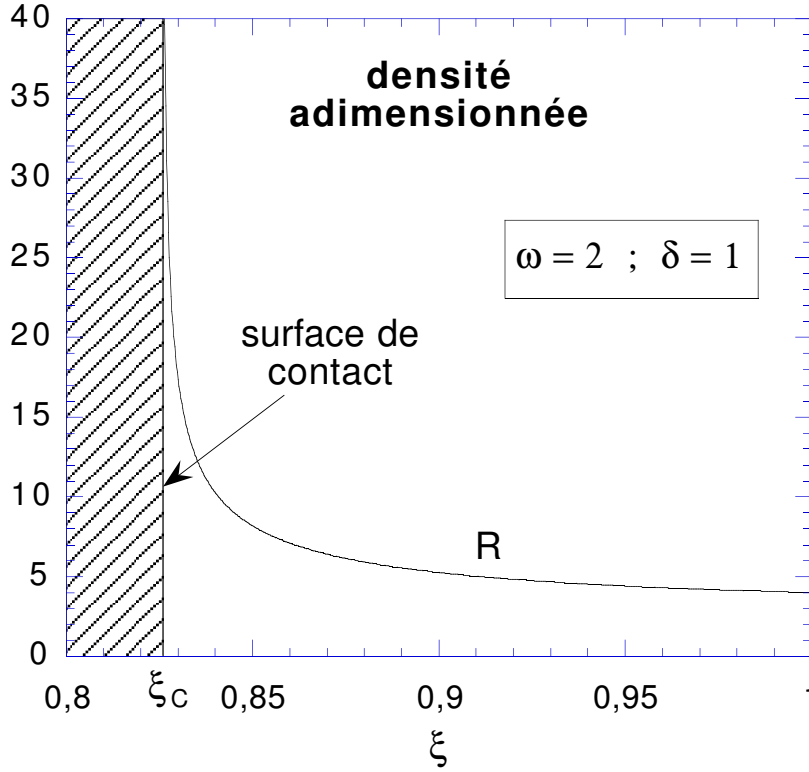


FIG. 5.2: Profil de densité auto-similaire du gaz circumstellaire choqué. Le choc est produit par un vent supersonique en expansion dans un milieu en $1/r^2$ ($\omega = 2$). La densité adimensionnée vaut 4 immédiatement après le choc, soit en $\xi = 1$, et diverge sur la surface de contact, en $\xi \simeq 0.826$.

Dans le cas d'un milieu homogène, on a $\omega = 0$, et donc $\delta = \frac{3}{5}$. Si de plus $\gamma = \frac{5}{3}$, on obtient $\alpha_1 = \frac{2}{5}$, $\alpha_2 = -\frac{9}{5}$, $\alpha_3 = -\frac{4}{5}$, et $\alpha_4 = -6$. Les puissances α_1 et α_3 sont donc de signe opposé, de sorte que $\mathcal{R} \rightarrow 0$ quand $\mathcal{U} - \delta \rightarrow 0$. En termes dimensionnés, ceci indique que **la densité du gaz choqué s'annule sur la surface de contact**.

Dans le cas d'un milieu en $1/r^2$, on a $\omega = 2$, soit $\delta = 1$, et finalement $\alpha_1 = 2$, $\alpha_2 = -1$, $\alpha_3 = -\frac{4}{3}$, et $\alpha_4 = -2$. Ainsi, α_1 et α_3 sont de même signe, et $\mathcal{R} \rightarrow +\infty$ quand $\mathcal{U} - \delta \rightarrow 0$. En termes dimensionnés, ceci indique cette fois que **la densité du gaz choqué diverge sur la surface de contact**, et que la vitesse du son tend vers zéro.

Ces comportements s'observent très bien sur nos simulations numériques, et ils nous permettent de situer la surface de contact avec une grande précision. Pour un milieu homogène ($\omega = 0$), nous obtenons $\xi_c \simeq 0.85$, à comparer avec les valeurs de Weaver et al. (1977), $\xi \simeq 0.86$, et celle de Hanami & Sakashita (1987), $\xi \simeq 0.88$. Pour $\omega = 2$, nous obtenons $\xi_c \simeq 0.83$. Bien entendu, nous pouvons renouveler le calcul pour n'importe quelle valeur de ω , mais les deux valeurs

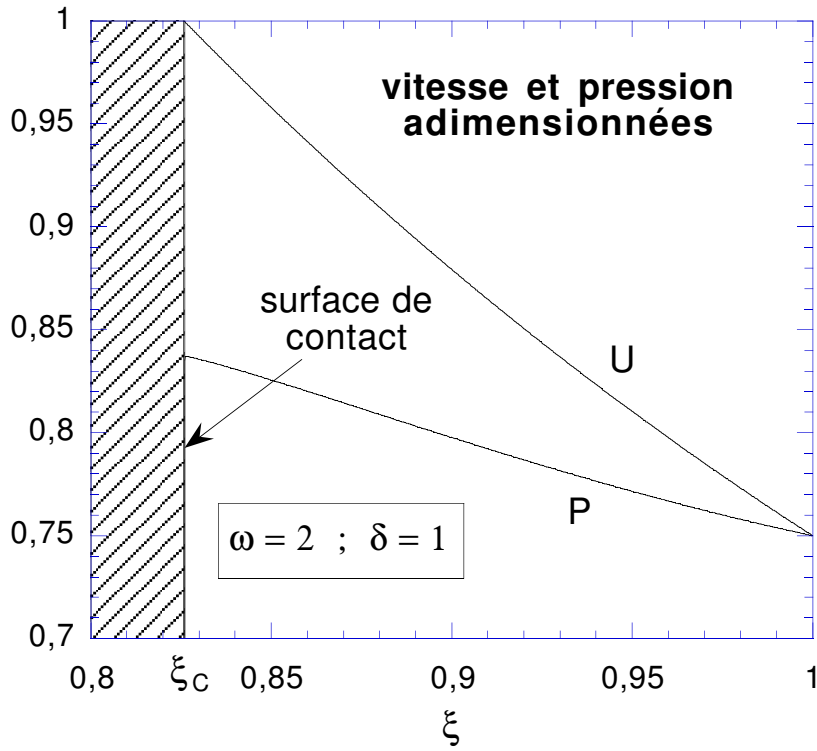


FIG. 5.3: Profil auto-similaire de vitesse et de pression du gaz circumstellaire choqué. Le choc est produit par un vent supersonique en expansion dans un milieu en $1/r^2$ ($\omega = 2$). La vitesse adimensionnée (\mathcal{U}) vaut $3/4$ immédiatement après le choc ($\xi = 1$), et 1 sur la surface de contact ($\xi \simeq 0.826$). La pression adimensionnée (\mathcal{P}) vaut également $3/4$ après le choc, et ~ 0.835 en $r = R_C$.

ci-dessus sont les seules dont nous aurons explicitement besoin par la suite.

Nous connaissons donc la position de la surface de contact, ξ_C et la valeur correspondante de la vitesse (Eq. 5.50) et de la densité adimensionnées (0 et $+\infty$ pour $\omega = 0$ et 2, respectivement). Il ne nous manque plus qu'à spécifier la pression adimensionnée. Notre code numérique la fournit avec une bonne précision, puisqu'elle ne diverge pas en ξ_C . On obtient $\mathcal{P}(\xi_C) \simeq 0.31$ et 0.83 respectivement.

La structure de la région s'étendant entre R_C et R_2 est montrée sur les figures 5.2 et 5.3, montrant l'évolution des densité, vitesse et pression adimensionnées dans le cas $\omega = 2$. Nous avons obtenu ces courbes à l'aide d'un code numérique reproduisant la méthode décrite ci-dessus. On y observe bien sûr la divergence de la densité, ainsi que les valeurs initiales $\mathcal{R} = 4$ et $\mathcal{U} = \mathcal{P} = 3/4$, conformément aux formules (5.42), (5.44) et (5.47), avec $\delta = 1$. De cette dernière valeur, on tire également la vitesse adimensionnée théorique au niveau de la surface de contact (cf. Eq 5.50): $\mathcal{U}(\xi_C) = \delta = 1$. L'accord avec l'intégration numérique est excellent.

5.3.6 La fermeture du problème

Dans le paragraphe précédent, nous avons discuté la structure auto-similaire de la région de gaz CS choqué. Toutefois, nous ne connaissons la loi d'évolution du choc S_2 et de la surface de contact C qu'au coefficient de proportionnalité α près. Rien n'est plus normal, d'ailleurs, puisque nous avons intégré le système à partir de l'extérieur (ξ décroissants), sans le *fermer* du côté de la source du vent. Pour déterminer α , il nous faudra résoudre l'écoulement dans la partie interne, et écrire les conditions du raccordement en $r = R_C$, c'est-à-dire sur la surface de contact.

Comme nous l'avons déjà dit, l'écoulement n'est malheureusement pas auto-similaire près de l'étoile, car la structure du choc inverse S_1 dépend des trois paramètres indépendants \dot{M}_w , v_w et B (i.e. ρ_0). Toutefois, nous avons montré, suivant en cela Weaver et al. (1977), que la région aval du choc S_1 (celle qui contient le vent choqué) est isobare en très bonne approximation. Cette hypothèse nous permet d'intégrer les équations hydrodynamiques de manière analytique, sachant que l'écoulement entre R_1 et R_C est largement subsonique.

Le cas $\omega = 0$ se trouve dans Weaver et al. (1977), et le cas $\omega = 2$ dans Hanami & Sakashita (1987). Par ailleurs, une revue extensive sur 'la théorie des vents stellaires [sans onde de choc] et d'autres flots assimilés' est donnée par Holzer & Axford (1970). Pour ce qui nous concerne, le calcul consiste à intégrer les équations jusqu'à R_C à partir des conditions aux limites en R_1^+ , données par les conditions de passage à travers le choc inverse S_1 , et à identifier formellement la pression obtenue en R_C avec celle donnée par l'intégration numérique entre R_C et R_2 .

Il serait inutile d'exposer ces calculs ici, qui sont un peu fastidieux dans le

cas général (ω quelconque). Nous donnons simplement le résultat concernant la constante de proportionnalité α (Hanami & Sakashita, 1987) :

$$\alpha = \frac{1}{\xi_C} \left(\frac{\frac{3}{2}(\gamma - 1)}{3(\gamma - 1)\delta + 1} \frac{1}{2\pi\mathcal{P}(\xi_C)} \right)^{\frac{1}{5-\omega}}. \quad (5.51)$$

Avec les valeurs de ξ_C et $\mathcal{P}(\xi_C)$ dérivées plus haut, nous obtenons $\alpha \simeq 0.89$ dans le cas $\omega = 0$, à comparer avec la valeur 0.88 obtenue par Weaver et al. (1977), et $\alpha \simeq 0.48$ dans le cas $\omega = 2$. Voilà donc le problème ‘fermé’, et résolue la structure du CSM. Le rayon du choc externe, $R_2(t)$, est donné par (5.25) avec la valeur correspondante de α . Le rayon de la discontinuité de contact s’écrit $R_C(t) = \xi_C R_2(t)$. Enfin, le rayon du choc interne est obtenu par le raccord de l’écoulement isobare au niveau de la discontinuité de contact, ou de manière équivalente, en égalant la pression mécanique du vent en R_1^- et la pression thermique de la région de vent choquée (voir plus loin). On obtient (Weaver et al., 1977) :

$$R_1 = 0.90\alpha^{3/2} \dot{M}_w^{3/10} \rho_0^{-3/10} v_w^{1/10} t^{2/5}. \quad (5.52)$$

5.4 La structure du CSM au cours de la phase semi-adiabatique

5.4.1 La coquille froide et la bulle chaude

Comme nous l’avons montré plus haut, le choc externe S_2 va devenir radiatif au bout du temps donné par (5.16), qui est très court à l’échelle de l’évolution stellaire. L’étoile va donc passer pratiquement toute sa vie dans la phase semi-adiabatique. Dans cette phase, le calcul de la section précédente ne peut plus s’appliquer, puisque nous avons négligé le refroidissement du gaz CS choqué, qui implique une perte d’énergie radiative du choc. Comment déterminer alors la structure du CSM durant cette phase ?

Conformément aux résultats du § 5.2.4, dès que la vitesse du choc externe tombe au dessous de ~ 200 km/s et que par conséquent la température juste derrière le choc n’excède plus $\sim 6 \cdot 10^5$ K, le refroidissement du gaz choqué est intense et la matière qui le compose, ‘poussée’ par la pression toujours élevée du vent choqué (situé entre R_1 et R_C), se condense en une mince coquille, très dense et pratiquement isobare. Le profil de densité du CSM prend alors l’allure représentée sur la figure 5.5, correspondant à structure générale schématisée sur la figure 5.4.

En bordure interne de la coquille se situe une discontinuité de température qui va influencer considérablement l’ensemble de la structure. En ordre de grandeur, la coquille est une région H_{II} de température $T \sim 10^4$ K, adjacente à la région

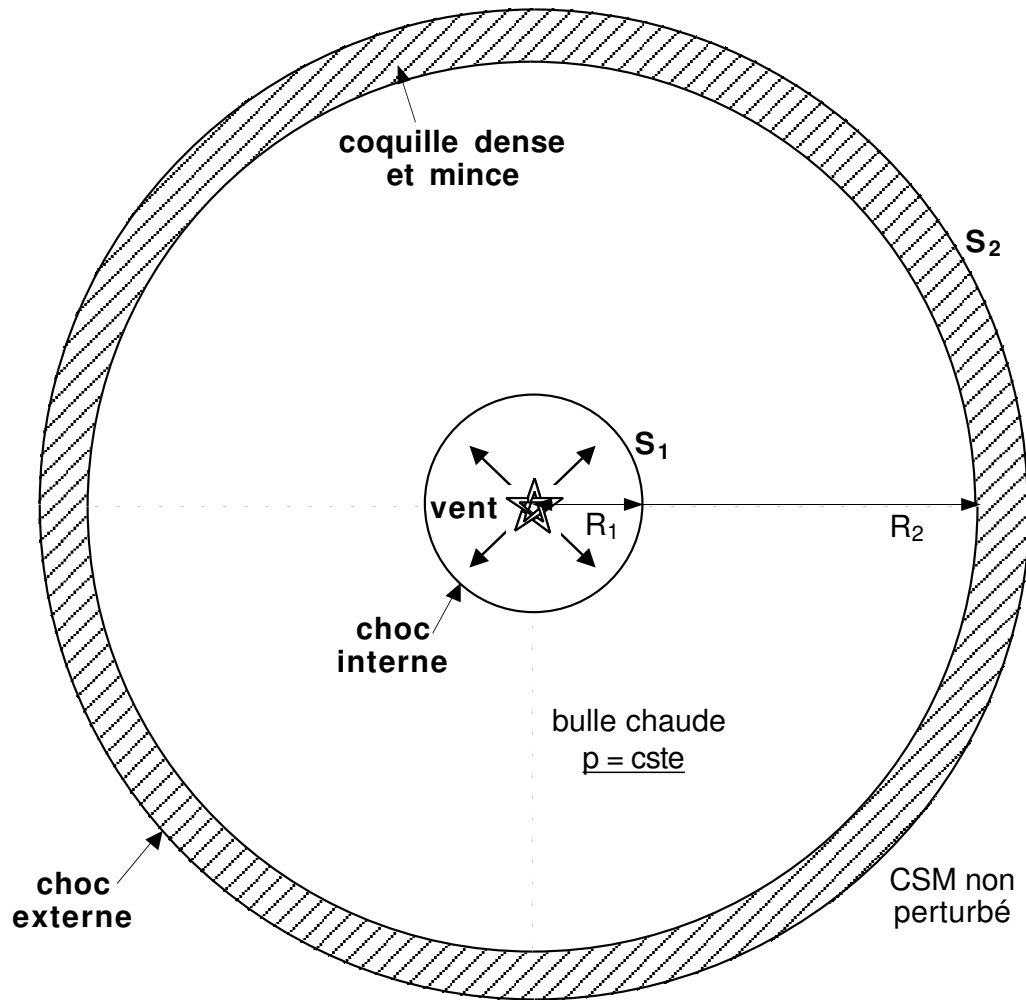


FIG. 5.4: Structure du milieu circumstellaire (CSM) influencé par le vent régulier, sphérique et supersonique d'une étoile massive. La figure correspond à la phase semi-adiabatique.

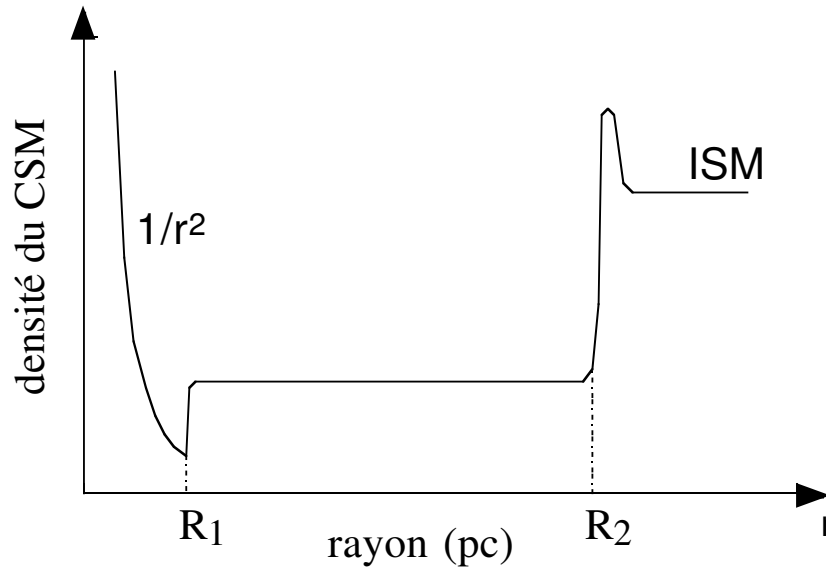


FIG. 5.5: Profil de densité du milieu circumstellaire (CSM) influencé par le vent régulier, sphérique et supersonique d'une étoile massive. Les deux chocs y apparaissent clairement comme des discontinuités, et l'on distingue également la coquille dense externe et le vent non perturbé avec son profil en $1/r^2$.

extrêmement chaude contenant le vent choqué, de température $T > 10^6$ K. Il va donc s'établir un flux de chaleur de la bulle chaude vers la coquille froide, compensé d'une part par un flux d'énergie mécanique dans la direction inverse, associé à l'évaporation de la coquille vers l'intérieur, et d'autre part aux pertes radiatives dans l'interface.

On peut en fait montrer que, très rapidement, la masse comprise dans la bulle chaude est dominée par le gaz CSM évaporé de la coquille, qui excède largement la masse de vent choqué qui lui procure pourtant sa température et sa pression (Weaver et al., 1977). Toutefois, le flux de masse perdu par évaporation est négligeable devant la masse totale de la coquille, $M_s \simeq \frac{4}{3}\pi R_2^3 \rho_0$, de sorte qu'on pourra le négliger dans le calcul de l'évolution dynamique de la coquille. Ce calcul est en réalité très simple. Il est détaillé dans Castor et al. (1975), mais nous pouvons en donner ici l'essence.

5.4.2 Les conditions physiques de la bulle chaude

Comme précédemment, la température de la bulle entre R_1 et R_C étant très élevée, le temps mis par une onde sonore – égalisatrice de pression – pour la traverser est faible devant l'âge du vent stellaire, t . La pression p peut donc être considérée comme constante dans toute cette région. Il en résulte les équations suivantes. L'énergie de la bulle est donnée par :

$$E_b = \frac{3}{2} p \mathcal{V} = \frac{3}{2} \frac{4\pi}{3} R_2^3 p, \quad (5.53)$$

où l'on a négligé le volume du vent non choqué ($R_1 \ll R_2$).

La conservation du moment de la coquille s'écrit :

$$\frac{d}{dt}(M_s V_2) = \frac{d}{dt} \left(\frac{4\pi}{3} R_2^3 \rho_0 \frac{dR_2}{dt} \right) = 4\pi R_2^2 p, \quad (5.54)$$

ce qui s'ignifie que la coquille est poussée par la pression interne.

Enfin, le bilan d'énergie pour la bulle chaude s'écrit :

$$\frac{dE}{dt} = L_w - 4\pi R_2^2 p \frac{dR_2}{dt}, \quad (5.55)$$

où le premier terme représente la puissance mécanique du vent, entrant en R_1 , et le second la puissance des forces de pression sur la limite externe de la bulle, c'est-à-dire sur la coquille. Rappelons que le choc inverse S_1 n'est pas radiatif, pas plus que la bulle elle-même, trop chaude pour perdre efficacement de l'énergie par radiation, ce qui explique l'absence d'un terme radiatif dans le bilan énergétique (5.55).

On peut alors vérifier par simple substitution que le système des trois équations ci-dessus admet pour solution :

$$E_b = \frac{5}{11} L_w t, \quad (5.56)$$

$$R_2 = \left(\frac{125}{154\pi} \right)^{1/5} L_w^{1/5} \rho_0^{-1/5} t^{3/5}, \quad (5.57)$$

$$P_b = \frac{7}{(3850\pi)^{2/5}} L_w^{2/5} \rho_0^{3/5} t^{-4/5}, \quad (5.58)$$

où l'indice 'b' est mis pour « bulle ».

Il convient de noter que l'expression de $R_2(t)$ dans cette phase semi-adiabatique est très similaire à celle obtenue dans la section précédente pour la phase adiabatique. Seul le coefficient numérique α a changé, de la valeur 0.88 (voir ci-dessus) à $(125/154\pi)^{1/5} \simeq 0.76$. Tel fut donc l'effet de la contraction de la coquille sur l'avancée du choc S_2 . Qualitativement, on comprend en effet que l'énergie mécanique du vent a servi, pendant le temps de la contraction, à comprimer le gaz, et non à faire progresser le choc. Celui-ci a donc 'pris du retard' (diminué son α), mais une fois la contraction achevée, la loi générale dimensionnelle peut reprendre, en $t^{3/5}$.

Une autre remarque peut être faite concernant l'expression de l'énergie de la bulle chaude (5.56). Elle indique que 5/11 de l'énergie mécanique du vent servent à chauffer la bulle, et donc que 6/11 sont communiqués au choc externe, comme énergie mécanique.

Pour ce qui est des profils de densité et de température, Weaver et al. (1977) ont montré qu'une solution auto-similaire pouvait être trouvée si l'on considérait que le flux d'énergie mécanique et le flux de conduction thermique dominant le flux radiatif. Nous ne reprenons pas leurs calculs ici, car nous n'aurons pas besoin de ces grandeurs.

5.4.3 L'évolution du choc interne

Pour terminer l'étude quantitative de la structure du CSM en présence d'un vent stellaire sphérique, constant et supersonique, nous devons maintenant calculer la position du choc inverse S_1 , parfois appelé choc terminal pour indiquer qu'il marque la fin de l'expansion libre du vent hors de l'étoile. Ce choc sépare en effet le vent non choqué, en expansion à vitesse constante v_w , et la bulle chaude dont nous venons de déterminer la pression interne. Il est alors aisé de calculer le rayon $R_1(t)$ auquel il s'établit. Il suffit pour cela d'écrire la condition d'équilibre entre la 'pression mécanique' du vent, du côté de l'étoile, et la pression thermique de la bulle chaude, de l'autre côté.

La pression mécanique (en anglais « ram pressure ») du vent s'exprime en fonction de sa vitesse et de sa densité en R_1 , donnée par (5.15) :

$$P_{\text{ram}} = \rho_w v_w^2 = \frac{\dot{M}_w v_w}{4\pi R_1^2}, \quad (5.59)$$

et la pression thermique P_b a été établie ci-dessus (Eq. 5.58). On a donc pour le choc interne :

$$R_1(t) = \left(\frac{\dot{M}_w v_w}{4\pi P_b} \right)^{1/2} \simeq 0.803 \dot{M}_w^{3/10} \rho_0^{-3/10} v_w^{1/10} t^{2/5}, \quad (5.60)$$

où l'on a utilisé $(7700\pi)^{1/5}/(28\pi)^{1/2} \simeq 0.803$.

Comme ce fut le cas pour le rayon du choc externe R_2 , nous retrouvons exactement la loi (5.52) correspondant à la phase adiabatique. Ceci ne doit guère nous surprendre, puisque le choc S_1 reste adiabatique tout au long de l'évolution de l'étoile (bien que la conduction thermique, et non la radiation, doive être prise en compte aux stades avancés).

Qualitativement, on note simplement que le nouveau coefficient numérique, 0.803, est légèrement plus élevé que celui de la phase adiabatique, qui valait $0.90\alpha^{3/2} \simeq 0.74$. Ceci signifie que le rayon du choc interne est légèrement plus

grand que si la phase adiabatique s'était poursuivie, ce qui est à rapprocher de la conclusion inverse obtenue pour le choc externe. La raison intuitive de ces deux résultats est cependant la même : **lorsque le refroidissement du gaz CS choqué est devenu important, de manière relativement brusque, la pression thermique du vent choqué a travaillé pour contracter le gaz CS en une coquille froide. Ce faisant, elle a eu 'moins de force' à la fois pour pousser le choc externe et pour retenir le choc interne. Après le bref épisode de la contraction, le choc externe s'est donc retrouvé un peu plus près de l'étoile qu'il ne l'aurait été, et le choc interne un peu plus loin.** Puis tout a repris son cours...

5.5 Les phases ultimes de la vie des étoiles massives

5.5.1 Deux exemples particuliers : $35 M_{\odot}$ et $60 M_{\odot}$

À la fin de leur vie, les étoiles quittent la séquence principale du diagramme HR pour suivre des trajectoires plus ou moins retorses, dont les détails dépendent beaucoup de leur masse initiale (ZAMS)... et des modèles d'évolution stellaire utilisés ! Les spécialistes s'accordent néanmoins pour dire qu'une étoile massive (étoile O, disons de masse $M > 30 M_{\odot}$ passe par une phase géante, avant de devenir Wolf-Rayet, et d'exploser enfin en supernova. Nous reviendrons plus loin sur la signification de ces phases en terme d'évolution stellaire. Ce qui nous intéresse ici, c'est la variation des conditions physiques du vent stellaire qui accompagne ces différentes phases.

Dans cette section comme dans le chapitre suivant, nous nous appuyons sur l'étude de Garcia-Segura & Mac Low (1995a; 1995b) et Garcia-Segura et al (1996a; 1996b), qui considèrent de manière très détaillée l'évolution dynamique du CSM autour des étoiles massives, d'un point de vue à la fois analytique et numérique. Ces auteurs s'arrêtent principalement sur le cas d'une étoile de $35 M_{\odot}$, qui quitte la séquence principale (MS) pour devenir supergéante rouge (RSG), puis Wolf-Rayet (WR), et sur le cas d'une étoile de $60 M_{\odot}$, qui quitte la phase MS pour devenir 'variable bleue lumineuse' (LBV), et entrer enfin dans la phase WR. Ils utilisent pour cela les modèles d'évolution stellaire de Langer et al (1994), qui leur donnent à la fois la vitesse du vent et son intensité (taux de perte de masse) en fonction du temps.

Les tableaux 5.1 et 5.2 présentent un résumé des caractéristiques des différentes phases, que nous avons obtenu en moyennant les données sur les périodes où elles sont relativement constantes. Nous indiquons la durée de chacune des phases, ainsi que le taux de perte de masse, \dot{M}_w , et la vitesse du vent, v_w , correspondantes. Nous en déduisons ensuite la puissance mécanique du vent, $L_w = \dot{M}_w v_w^2 / 2$, la masse totale perdue par l'étoile pendant la phase considérée,

TAB. 5.1: *Caractéristiques du vent stellaire dans les différentes phases d'évolution d'une étoile de $35 M_{\odot}$.*

$35 M_{\odot}$	MS	RSG	WR
durée de vie	$4.2 \cdot 10^6 \text{ yr}$	$2.0 \cdot 10^5 \text{ yr}$	$2.0 \cdot 10^5 \text{ yr}$
\dot{M}_w	$6.0 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$	$9.0 \cdot 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$	$2.2 \cdot 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$
v_w	$3.1 \cdot 10^3 \text{ km s}^{-1}$	$15 - 75 \text{ km s}^{-1}$	$2.0 \cdot 10^3 \text{ km s}^{-1}$
L_w	$2 \cdot 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$	$6.8 \cdot 10^{33} - 1.7 \cdot 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$	$2.9 \cdot 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$
ΔM_{\star}	$-2.5 M_{\odot}$	$-18.5 M_{\odot}$	$-4.5 M_{\odot}$
E_w	$2.6 \cdot 10^{50} \text{ erg}$	$4.3 \cdot 10^{46} - 1.1 \cdot 10^{48} \text{ erg}$	$1.8 \cdot 10^{50} \text{ erg}$

TAB. 5.2: *Caractéristiques du vent stellaire dans les différentes phases d'évolution d'une étoile de $60 M_{\odot}$.*

$60 M_{\odot}$	MS	LBV	WR
durée de vie	$3.4 \cdot 10^6 \text{ yr}$	$1.2 \cdot 10^4 \text{ yr}$	$6.0 \cdot 10^5 \text{ yr}$
\dot{M}_w	$9.4 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$	$6.5 \cdot 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$	$2.7 \cdot 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$
v_w	$3.1 \cdot 10^3 \text{ km s}^{-1}$	$4.0 \cdot 10^2 \text{ km s}^{-1}$	$2.5 \cdot 10^3 \text{ km s}^{-1}$
L_w	$3.1 \cdot 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$	$3.4 \cdot 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$	$5.6 \cdot 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$
ΔM_{\star}	$-32 M_{\odot}$	$-8 M_{\odot}$	$-16 M_{\odot}$
E_w	$3.3 \cdot 10^{51} \text{ erg}$	$1.3 \cdot 10^{49} \text{ erg}$	$1.1 \cdot 10^{51} \text{ erg}$

et l'énergie totale 'rayonnée mécaniquement' par l'étoile, c'est-à-dire l'intégrale sur le temps de la puissance du vent.

Dans le cas d'une étoile de $35 M_{\odot}$, deux alternatives sont proposées par Garcia-Segura et al. (1996b), avec une vitesse de vent plus ou moins élevée dans la phase RSG. Comme on peut le voir, l'énergie mécanique des vents d'étoiles massives est considérable, une fois intégrée sur toute la vie stellaire. Pour une étoile de $60 M_{\odot}$, elle est supérieure à l'énergie cinétique libérée au moment de l'explosion en supernova ! De plus, bien que la phase WR soit nettement plus courte que la phase MS (séquence principale), l'énergie totale de leurs vents sont du même ordre de grandeur. Autrement dit, le vent WR a une puissance très élevée, jusqu'à dix fois supérieure à la puissance MS dans le cas d'une étoile de $35 M_{\odot}$. Notons enfin que « l'épluchage » de l'étoile est très important : la masse finale, c'est-à-dire au moment de l'explosion, d'une étoile de masse ZAMS de $35 M_{\odot}$ est $9.5 M_{\odot}$, tandis qu'une étoile de $60 M_{\odot}$ (ZAMS) termine sa vie avec seulement $4 M_{\odot}$!

Outre ces considérations d'évolution stellaire, qui nous intéresseront plus tard, nous devons noter pour le moment que le vent de la phase géante (RSG ou LBV selon le cas) est toujours nettement moins rapide que les vent MS et WR, par un facteur 10 à 100, mais qu'en revanche, il est nettement plus intense. Dans le cas

d'une étoile de $60 M_{\odot}$, ceci lui permet même de conserver sa puissance.

5.5.2 La dynamique du vent de la phase géante

Évolution de la coquille RSG ou LBV

Considérons la situation idéalisée dans laquelle le vent de la phase RSG (ou LBV) succède instantanément à celui de la phase MS. Ceci est une très bonne approximation, au regard des simulation numériques (Garcia-Segura et al., 1996a; Garcia-Segura et al., 1996b). Comme le vent RSG est le plus lent, il se propage dans le vide laissé devant lui par les dernières particules du vent MS. Lorsque celles-ci dépassent finalement le choc S_1 , ce dernier ne peut plus se maintenir à sa position en $R_1(t)$, calculé ci-dessus, car la pression thermique de la bulle chaude n'est plus compensée par la *ram pressure* du vent MS. Il en résulte que le choc disparaît, et que les particules choquées du vent MS précédent s'engouffrent vers l'étoile à la vitesse $v \sim c_s(\text{bulle}) \sim v_w(\text{MS})$. Leur rencontre avec le vent RSG se fait à l'instant t_{coll} tel que :

$$R_{\text{RSG}}(t_0) + V_{\text{RSG}}(t_{\text{coll}} - t_0) \simeq R_1 - V_{\text{MS}}(t_{\text{coll}} - t_0), \quad (5.61)$$

où $t_0 = R_1/V_{\text{MS}}$ marque l'instant où les dernières particules du vent MS atteignent le choc en R_1 (on a pris $t = 0$ comme instant initial de la phase RSG).

Ainsi, le vent RSG rencontre les particules de la bulle chaude au rayon R_{coll} :

$$R_{\text{coll}} \simeq 2R_1 \frac{V_{\text{RSG}}}{V_{\text{RSG}} + V_{\text{MS}}}. \quad (5.62)$$

À ce rayon, la densité du vent RSG est très supérieure à celle de la bulle chaude¹, et la pression mécanique du vent, $P_{\text{ram}}(\text{RSG})$, l'emporte sur la pression thermique P_b . En conséquence, le vent RSG, néanmoins ralenti par la rencontre, va s'accumuler en une coquille se trouvant poussée vers l'extérieur par la pression $P_{\text{ram}}(\text{RSG})$, et freinée (ou poussée vers l'intérieur) par P_b . On peut donc écrire très simplement l'équation de son évolution :

$$\frac{d}{dt}[M_s(t)V_s(t)] = 4\pi R_s^2(P_{\text{ram}}(\text{RSG}) - P_b), \quad (5.63)$$

où l'indice 's' est mis pour « shell » (coquille).

La coquille va donc s'immobiliser au rayon tel que $P_{\text{ram}}(\text{RSG}) = P_b$, c'est-à-dire en $R_{\text{eq}}(\text{RSG})$ donné par :

1. Rappelons en effet que non seulement le taux de perte de masse de l'étoile est plus important dans la phase RSG ou LBV que dans la phase MS – par deux ordre de grandeurs! – mais la vitesse du vent est également plus faible, ce qui implique une 'moins grande dilution' de la matière, et donc une densité plus élevée.

$$R_{\text{eq}}(RSG) = \left(\frac{\dot{M}_{\text{RSG}} v_{\text{RSG}}}{4\pi P_{\text{b}}} \right)^{1/2}. \quad (5.64)$$

Avec l'expression (5.58) pour la pression thermique de la bulle, on obtient :

$$R_{\text{eq}}(RSG) = \frac{(3859\pi)^{1/5}}{\sqrt{28\pi}} L_{\text{MS}}^{-1/5} \rho_0^{-3/10} t^{2/5}, \quad (5.65)$$

où L_{MS} est bien sûr la puissance mécanique du vent de la séquence principale, puisque c'est lui qui a communiqué son énergie à la bulle chaude.

Comparaison avec les modèle de Garcia-Segura et al (1996b)

L'expression ci-dessus donnant le rayon d'équilibre de la coquille RSG fournit des résultats qui, appliqués au modèle d'étoile de $35 M_{\odot}$, semblent en désaccord avec les résultats numériques de Garcia-Segura et al (1996b). Ces auteurs donnent un rayon de 9.5 pc pour $V_{\text{RSG}} = 75$ km/s, et ~ 3 pc pour $V_{\text{RSG}} = 15$ km/s. Le scaling en $V_{\text{RSG}}^{1/2}$ n'est donc pas respecté, et nous avons tenté de comprendre pourquoi.

Pour ce faire, nous avons eu recours nous même à l'intégration numérique, en résolvant l'équation (5.63) sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{dV_s}{dt} &= \frac{1}{M_s} \left[4\pi R_s^2 (P_{\text{ram}} - P_{\text{b}}) - \frac{dM_s}{dt} V_s \right] \\ \frac{dR_s}{dt} &= V_s \end{aligned} \quad (5.66)$$

La masse de la coquille RSG se calcule à tout instant comme :

$$M_s(t) = \dot{M}_{\text{RSG}} \left[(t - t_{\text{coll}}) - \frac{R_s - R_{\text{coll}}}{V_{\text{RSG}}} \right] + \frac{4}{3} \pi \rho_{\text{b}} (R_s^3 - R_{\text{coll}}^3), \quad (5.67)$$

où le premier terme représente la matière du vent qui s'accumule (masse perdue par l'étoile - masse du vent RSG non perturbé, i.e. à $r < R_s$), et le second la matière de la bulle balayée. On a donc :

$$\frac{dM_s}{dt} = \dot{M}_{\text{RSG}} (1 - V_s/V_{\text{RSG}}) + 4\pi \rho_{\text{b}} R_s^2 V_s, \quad (5.68)$$

ce qui permet d'intégrer le système ci-dessus avec les conditions initiales à $t = t_{\text{coll}} = R_{\text{coll}}/V_{\text{RSG}}$:

$$M_s = 0, \quad R_s = R_{\text{coll}} \quad \text{et} \quad V_s = V_{\text{RSG}}. \quad (5.69)$$

Attention, la coquille étant en mouvement, la pression mécanique P_{ram} ne s'exprime pas comme $\rho_{\text{RSG}} V_{\text{RSG}}^2$, mais comme :

$$P_{\text{ram}} = \rho_{\text{RSG}} V_{\text{RSG}} (V_{\text{RSG}} - V_s), \quad (5.70)$$

où $\rho_{\text{RSG}} V_{\text{RSG}}$ est l'impulsion par unité de volume du vent, et $(V_{\text{RSG}} - V_s)$ est le taux de passage à travers le choc.

Pour ceux qui souhaiteraient reprendre notre calcul, signalons que nous avons introduit artificiellement dans la coquille RSG une masse non nulle à l'instant initial (t_{coll}), afin d'éviter le problème numérique de la division par 0 dans (5.66). Cette masse a été prise suffisamment petite pour ne pas influencer sur le résultat final.

Les résultats

L'intégration numérique permet d'obtenir à tout instant la masse et la vitesse de la coquille. On peut ainsi suivre la première augmenter et la seconde diminuer. Toutefois, on constate lorsque la coquille atteint le rayon d'équilibre R_{eq} défini par l'égalité des pressions mécanique (interne) et thermique (externe), sa vitesse n'est pas nulle, de sorte qu'elle continue sur sa lancée (par inertie), et dépasse le rayon d'équilibre. Ensuite, la pression thermique de la bulle chaude l'emporte, et la coquille fait marche arrière. Elle oscille donc autour de R_{eq} , jusqu'à s'y stabiliser.

Le désaccord entre notre résultat (Eq. 5.64) et celui de Garcia-Segura et al (1996b) s'explique alors très facilement. La position que donnent ces auteurs correspond à la position de la coquille à la fin de la phase RSG, soit après $2 \cdot 10^5$ ans. Si nous arrêtons notre modèle à cet instant, nous sommes alors en parfait accord...

5.5.3 Le vent de la phase Wolf-Rayet

Quel que soit le modèle stellaire considéré, la phase supergéante fait place, à la fin de la vie de l'étoile massive, à une phase dite Wolf-Rayet au cours de laquelle le vent est à la fois très rapide et très intense (cf. tableaux 5.1 et 5.2). Lorsque ce vent se met à souffler, il rencontre devant lui la matière du vent précédent, c'est-à-dire le vent RSG, dont le profil de densité est en $1/r^2$ (vent non perturbé de vitesse constante), jusqu'à la coquille RSG que nous venons de décrire et dont nous avons calculé la position en fonction du temps.

La vitesse du vent RSG est négligeable devant celle du vent WR par un ordre de grandeur pour une étoile de $35 M_{\odot}$, et par deux ordres de grandeurs pour une étoile de $60 M_{\odot}$. On peut donc considérer que le vent WR est en expansion dans un milieu statique, exactement comme ce fut le cas pour le vent MS. La seule différence est que le vent MS avait devant lui un milieu non perturbé de densité

uniforme, alors que le vent WR voit un milieu en $1/r^2$ laissé par le vent RSG (ou LBV) précédent.

On comprend donc pourquoi nous avons tenu à présenter le calcul de la structure du CSM dans le cas d'un profil de densité général en $r^{-\omega}$. Pendant la phase MS, nous pouvons appliquer les résultats avec $\omega = 0$, et pendant la phase WR, les mêmes résultats avec $\omega = 2$. En particulier, le vent WR va produire sa propre structure à deux chocs, avec un choc externe produit dans le vent RSG non perturbé, suivi par une coquille de vent RSG choqué, puis une bulle chaude de vent WR ayant traversé le choc inverse (choc terminal du vent WR), et enfin, en amont de ce choc inverse, le vent WR non perturbé avec son profil caractéristique en $1/r^2$.

L'ensemble de cette structure se situe à l'intérieur du rayon R_{RSG} repérant la coquille de vent RSG, située elle-même dans la partie la plus interne de la bulle chaude créée par le vent MS, et qui n'a pas encore disparu. Tout ceci se passe donc relativement près de l'étoile, disons dans un rayon de quelques parsecs. Ce rayon dépend cependant des paramètres du vent et de la densité du milieu ambiant. Nous donnerons plus loin des estimations quantitatives précises, correspondant aux différents cas considérés.

Le vent WR étant plus rapide que le vent RSG (ou LBV), la coquille du premier va bien finir par rattraper celle du second. Cette interaction est sans doute intéressante à bien des égards, mais marquera la fin de notre intérêt pour ces chocs circumstellaires. Rappelons en effet que les chocs nous concernent parce qu'ils sont d'excellents accélérateurs de particules – surtout lorsqu'un vent très largement supersonique se précipite dessus, fournissant un mécanisme d'injection idéale ? Or lorsque le vent WR rattrape le vent RSG, des instabilités se développent qui détruisent la structure bien ordonnée des chocs.

Ce résultat intuitif est corroboré par les simulations numériques qui ont été réalisées récemment (Garcia-Segura et al., 1996a; Garcia-Segura et al., 1996b). Par ailleurs, l'analyse de stabilité est relativement aisée si l'on s'en tient à des arguments généraux. Considérons d'abord le choc externe de la phase MS, soufflant dans un milieu de densité uniforme. Nous avons montré (et c'est d'ailleurs évident) que ce choc ralentit avec le temps. Dans de telles circonstances, le système est stratifié de façon stable, puisque le gaz chaud et de faible densité situé à l'intérieur de la coquille se trouve « au dessus » de la coquille dense et froide en expansion, dans la mesure où la décélération produit un champ de gravité effectif dirigé vers l'extérieur.

En revanche, si le système est en expansion dans un milieu de densité décroissante, la coquille peut se mettre à accélérer au cours du temps, puisque la résistance qui s'oppose à elle décroît sans que faiblisse la force de poussée (le vent). Si une telle accélération se produit, alors le champ de pesanteur effectif se renverse, et le gaz chaud et peu dense se retrouve au-dessous ! Une instabilité de Raileigh-Taylor est alors inévitable, et on s'attend à ce que la coquille se disloque en de nombreux filaments et tourbillons en un temps comparable à l'échelle de

temps d'expansion.

En termes quantitatifs, si la loi d'expansion du choc est de la forme $R_s(t) \propto t^\delta$, alors la vitesse augmente pour $\alpha < 1$, et diminue pour $\alpha > 1$. Le choc est donc instable dans le premier cas, et stable dans le second. Nous avons vu aux sections 5.3 et 5.4 que l'exposant δ dépend du profil de densité comme :

$$\delta = \frac{3}{5 - \omega} . \quad (5.71)$$

Par conséquent, le cas d'un milieu de densité en r^{-2} marque exactement la limite entre les deux régimes. L'expansion de la coquille se fait dans ce cas à vitesse constante, et l'écoulement ne nécessite qu'une légère perturbation pour devenir instable. La rencontre de la coquille RSG fait parfaitement l'affaire !

5.6 L'évolution post mortem

5.6.1 L'évolution d'un reste de supernova

Il ne nous reste plus qu'à évoquer l'évolution du milieu circumstellaire après la mort de l'étoile. S'agissant d'une étoile massive, on ne peut guère échapper à l'explosion finale en supernova. L'énergie cinétique communiquée à l'enveloppe stellaire au cours de cet événement est comparable à celle des vents qui se sont succédés du berceau au chevet de l'étoile, c'est-à-dire environ 10^{51} erg. Mais cette fois l'énergie est libérée presque instantanément. Le choc qui se forme dans le milieu ambiant va donc obéir à une loi d'évolution différente.

La description relativement détaillée que nous avons donnée plus haut de la structure et de l'évolution du CSM en présence d'un vent sphérique supersonique va nous permettre d'être assez brefs sur la question équivalente de l'évolution d'un reste de supernova (SNR). L'histoire commence de manière analogue, avec une phase d'expansion libre, au cours de laquelle la matière éjectée par la supernova évolue de manière balistique, à vitesse constante.

Lorsque la masse de matière interstellaire balayée devient comparable à la masse des ejecta, un régime d'écoulement auto-similaire se met en place, analogue à celui de la phase adiabatique du vent stellaire, avec également un choc inverse balayant les ejecta en remontant vers l'étoile. La raison de l'existence de cette solution est toujours la même : dans la mesure où les pertes d'énergie radiatives peuvent être négligées (régime adiabatique), la structure de l'écoulement ne dépend que de deux paramètres de dimensions indépendantes, en l'occurrence l'énergie de l'explosion, E_{SN} , et la densité du milieu ambiant, ρ_0 . La phase d'évolution correspondante est appelée généralement phase de Sedov, plutôt que phase adiabatique, du nom de celui qui l'étudia le premier en détail, dans son célèbre livre de 1959 sur les méthodes dimensionnelles et auto-similaires dans les problèmes de dynamique. Notons que la grandeur ayant les dimensions d'une

longueur que l'on peut former à partir de E_{SN} , ρ_0 et t est cette fois :

$$R_s = \alpha' \left(\frac{E}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5}. \quad (5.72)$$

Enfin, comme dans le cas des vents, le choc externe finit par devenir radiatif, lorsque sa vitesse a baissé au point de ne plus pouvoir assurer une température suffisante immédiatement après la discontinuité. Le refroidissement du gaz provoque alors, une fois encore, sa contraction en une coquille dense. Qualitativement, on comprend que si le rayonnement est important, la température du gaz choqué décroît très vite derrière le choc. En fait, le choc devient pratiquement isotherme, et le rapport de compression à travers la discontinuité peut devenir très élevé. En conséquence, la vitesse du gaz s'éloignant du choc devient très inférieure à celle du gaz entrant. Il en résulte une accumulation de matière juste derrière le choc, et un renforcement de la coquille. On nomme souvent cette phase radiative la phase « chasse-neige » (snow-plow), ou « chasse-neige modifiée par la pression » (pressure modified snow-plow), car la pression du gaz chaud intérieur au SNR renforce l'expansion 'cinématique' qui se calcule en écrivant la conservation de l'impulsion de la coquille de masse croissante.

5.6.2 Le rayon et la vitesse du choc

Depuis les premiers articles décrivant l'évolution d'un SNR dans le milieu interstellaire (e.g. Chevalier, 1974), de nombreux travaux ont été menés dans ce domaine. Récemment, un effort particulier a été fourni par divers groupes de recherche pour tenter de modéliser l'interaction d'un SNR avec le milieu circumstellaire perturbé par les phases de vent stellaire antérieures. En particulier, il a été montré que le passage du choc de la supernova sur la coquille du vent WR ou RSG précédent produisait un échauffement spectaculaire jusqu'à des températures à peine croyables de plusieurs 10^9 , voire 10^{10} K (Fransson, 1994)!

Les effets X et UV durs ont également été étudiés, tant en absorption qu'en émission (Chevalier & Fransson, 1994), et on pense que de tels effets ont déjà été observés, notamment autour de la supernova SN 1993J (Suzuki & Nomoto, 1995). Toutefois, nous ne sommes pas intéressés ici par ces effets essentiellement thermiques, mais par les chocs capables de produire des populations de particules non thermiques, à des énergies supernucléaires. Aussi n'entrerons-nous pas dans les détails de l'interaction du SNR avec le CSM. Seul nous intéressera la loi d'évolution du choc externe produit par les ejecta supersoniques de la supernova, dans l'hypothèse où le milieu ambiant est de densité homogène, ce qui est globalement raisonnable.

Les applications du chapitre suivant concernent des milieux denses (nuages moléculaires géants). L'évolution d'un SNR dans de tels milieux a donné lieu à

des travaux spécifiques, et ce sont eux, bien sûr, que nous utilisons. Les résultats principaux se trouvent dans les articles de Shull (1980) et de Wheeler et al. (1980), qui étudient l'évolution d'un SNR dans des milieux de densité respective de 10^5 et 10^4 particules par cm^3 . En résumé, nous noterons que la phase d'expansion libre est négligeablement courte, et ce d'autant plus que le milieu ambiant est dense. Pendant les phases de Sedov et chasse-neige modifiée par la pression, on peut donner la formule générale suivante pour le rayon du SNR :

$$R_{\text{SNR}}(t) = (0.104 \text{ pc}) E_{51}^{1/4} n_5^{-1/2} \left(\frac{t}{t_{\text{ad}}} \right)^\zeta, \quad (5.73)$$

où E_{51} est l'énergie cinétique de la supernova en unités de 10^{51} erg, n_5 est la densité du milieu ambiant en unités de 10^5 cm^{-3} , et ζ prend les valeurs $2/5$ pour $0 \leq t \leq t_{\text{ad}}$, c'est-à-dire pendant la phase de Sedov, et $2/7$ pour $t > t_{\text{ad}}$, c'est-à-dire pendant la phase radiative. La fin de la phase adiabatique est donnée par :

$$t_{\text{ad}} = (20 \text{ yr}) E_{51}^{1/8} n_5^{-3/4}. \quad (5.74)$$

La vitesse du choc s'obtient par simple dérivation :

$$V_{\text{SNR}}(t) = (2036 \text{ km s}^{-1}) E_{51}^{1/8} n_5^{+1/4} \left(\frac{t}{t_{\text{ad}}} \right)^{\zeta-1} \frac{5\zeta}{2}. \quad (5.75)$$

Notons que l'approximation qui consiste à traiter les deux phases avec la même expression, mais avec un ζ différent, conduit à une légère discontinuité de la vitesse en t_{ad} .

Nous aurons besoin plus loin de l'expression de la vitesse du choc en fonction de son rayon. On l'obtient à partir de (5.73) et (5.75) :

$$V_{\text{SNR}}(R_{\text{SNR}}) = (2036 \text{ km s}^{-1}) \times \frac{5}{2} \zeta \left(\frac{R_{\text{SNR}}}{0.104 \text{ pc}} \right)^{\frac{\zeta-1}{\zeta}} \epsilon_0^{\frac{2-\zeta}{8\zeta}} n_5^{\frac{3\zeta-4}{4\zeta}}. \quad (5.76)$$

Il apparaît donc que, pendant la phase Sedov, la vitesse du choc varie comme $n_5^{-1/2}$ à R_{SNR} fixé. Ensuite, pendant la phase chasse-neige modifiée elle varie en n_5^{-1} (toujours à R_{SNR} fixé).

Voilà. Nous en resterons là pour cette étude générale de l'évolution du milieu circumstellaire sous l'influence d'une étoile massive. D'autres détails pratiques, ayant un intérêt direct pour les modèles que nous souhaitons développer, seront donnés dans le chapitre suivant, où nous calculerons le taux d'accélération des particules, ainsi que leur spectre, en fonction du temps suivant l'explosion de la supernova.

Chapitre 6

Vie, mort et résurrection gamma d'une étoile massive dans le cœur d'un nuage

Résumé

Dans ce chapitre, nous calculons la production d'éléments légers, Li, Be et B, ainsi que l'émission de raies γ -nucléaires liées à l'évolution d'une étoile massive dans un milieu dense, et nous discutons leur intérêt pour l'étude de la nucléosynthèse galactique et pour l'astronomie gamma. Nous utilisons un modèle non linéaire d'accélération par onde de choc pour calculer le spectre des particules accélérées au niveau des chocs induits par les différentes phases de l'activité stellaire, puis nous calculons leur propagation et leurs interactions au sein du milieu circumstellaire, en appliquant le modèle dépendant du temps décrit dans le chapitre (4). L'étude comporte en réalité trois parties distinctes, donnant lieu à trois applications différentes du modèle. Elles ont fait l'objet de trois communications au second congrès INTEGRAL qui s'est tenu à Saint-Malo en septembre 1996 (Parizot et al., 1997c; Parizot et al., 1997d; Parizot et al., 1997b).

6.1 Introduction

Les réflexions et les calculs présentés dans ce chapitre ont eu pour motivation essentielle la découverte d'une intense émission de rayons gamma dans la constellation d'Orion, associée géographiquement aux nuages moléculaires géants Orion A et Orion B. Nous reviendrons en détail sur cette observation dans le chapitre 7, où nous proposerons un modèle astrophysique rendant compte de l'ensemble de ses caractéristiques, mais il nous faut dès à présent 'planter le décor', afin de saisir l'intérêt potentiel de l'analyse qui va suivre.

6.1.1 Le contexte astrophysique

L'instrument COMPTEL, à bord du satellite *CGRO* (*Compton Gamma Ray Observatory*), a détecté un flux intense de rayons gamma d'énergie située entre 3 et 7 MeV. Ces observations ont été menées durant l'année 1993, et leurs résultats furent publiés en janvier 1994 (Bloemen et al., 1994). Une de leurs caractéristiques principales est l'absence de tout flux détecté dans les bandes voisines (1–3 MeV et 7–10 MeV), ce qui plaide fortement contre l'hypothèse d'une émission de type continuum (Bremsstrahlung ou autre), comme nous le montrerons ultérieurement de manière quantitative.

Nous expliquerons également pourquoi il y a tout lieu de penser que les photons gamma d'Orion proviennent de la désexcitation de noyaux de carbone et d'oxygène, et que les particules énergétiques responsables de ces excitations nucléaires sont elles-mêmes extrêmement riches en ces deux espèces. Or nous savons que l'abondance de ^{12}C et de ^{16}O est très élevée dans les ejecta de supernova, ainsi que les vents d'étoiles massives – en particulier dans la phase Wolf-Rayet. L'énergétique impliquée par les flux de COMPTEL étant par ailleurs vertigineuse, l'hypothèse selon laquelle l'émission gamma d'Orion aurait quelque chose à voir, d'une manière ou d'une autre, avec l'activité des étoiles massives parut d'emblée très naturelle.

Un certain nombre d'analyses phénoménologiques permirent de préciser cette première conclusion, mais aucun modèle astrophysique ne fut proposé. Il nous semble que la raison principale en soit l'apparente invraisemblance, voire la quasi absurdité de l'énergétique impliquée, sur laquelle nous reviendrons ultérieurement. Il faut dire également que tous les calculs de l'émission gamma d'Orion avaient été menés jusqu'à présent dans le cadre de l'hypothèse stationnaire. Nous eûmes alors l'espoir, en levant cette hypothèse, d'obtenir des flux suffisamment intenses pour rendre compte des observations, mais sur des temps plus brefs afin de ne pas retomber dans les mêmes problèmes énergétiques.

Par ailleurs, la mise en place de modèles dépendant du temps devait nous permettre de tester quantitativement une idée physique assez simple : si nous détectons uniquement les raies γ -nucléaires du carbone et de l'oxygène, et non celles des noyaux plus lourds (tels que le fer, le silicium ou le magnésium), peut-être est-ce parce que l'émission est non stationnaire et que nous observons le système à une époque particulière où les noyaux les plus lourds, injectés dans le milieu en même temps que les noyaux plus légers (C et O), ont déjà perdu leur énergie par ionisation et sont passés sous les seuils d'excitation nucléaire. Les pertes d'énergie étant plus rapides pour les noyaux les plus lourds (cf. chapitre 2), ceci ne compromettrait pas la visibilité des raies de carbone et d'oxygène. En d'autres termes, ce n'est pas que seuls des noyaux C et O ont été injectés, mais au bout d'un certain temps, ils sont les seuls à survivre à des énergies supernucléaires.

C'est dans ce contexte que nous avons développé les modèles que nous présentons dans ce chapitre, et que nous nommons modèles à une seule étoile,

ou modèles à source unique. Nous tenons toutefois à être bien clairs dès le début. Si ces modèles permettrent d'obtenir à la fois le flux et le spectre gamma détectés dans Orion, ils ne le font que sur des échelles de temps de quelques centaines d'années, ce qui est trop court pour rendre vraiment probable leur détection en ce moment même. D'autres problèmes liés à l'extension spatiale de la source tendent également à discréditer les situations envisagées ici comme potentiellement responsables de l'émission gamma d'Orion.

Nous sommes parfaitement conscients de ces difficultés, et ne prétendons nullement que les modèles de ce chapitre puissent expliquer en quelque manière les observations de COMPTEL. Au contraire, nous pensons prouver qu'ils ne le font pas. Mais cela ne veut pas dire qu'ils n'ont aucun intérêt. En effet, nous tirerons de leur analyse un certain nombre d'arguments précieux qui nous guideront vers le modèle finalement retenu (chapitre 7), et qui constitueront des arguments supplémentaires en sa faveur. Ceci est à nos yeux suffisant pour justifier notre intérêt pour ces modèles à source unique. Mais ils offrent en outre ses premières applications concrètes à notre modèle d'accélération–propagation–production dépendant du temps, que nous avons présenté au chapitre précédent. Et puis – ne nous en déplaise;-) – il n'y a pas qu'Orion dans la Galaxie !

6.1.2 Résumé des épisodes précédents

La situation générale est la suivante. Nous savons que les ondes de choc sont capables d'accélérer des particules jusqu'à des énergies élevées, largement au dessus des seuils de réactions nucléaires. Nous savons également que de telles particules énergétiques interagissent de diverses manières avec le milieu interstellaire :

1. en excitant des noyaux, ce qui conduit à l'émission de raies γ -nucléaires,
2. en provoquant des réactions de spallation, qui résultent en la production de noyaux secondaires tels que le lithium, le béryllium ou le bore (LiBeB),
3. en ionisant la matière et en produisant des rayonnements divers (synchrotron, Bremsstrahlung, Compton inverse), ce qui a pour effet de les décélérer,
4. en diffusant sur les inhomogénéités magnétiques, ce qui affecte leur transport dans le milieu ambiant, et peut parfois conduire à une réaccélération importante.

Nous avons construit un modèle général (exposé au chapitre 4) tenant compte de ces processus, et permettant de calculer le taux de production de rayons gamma et de noyaux secondaires dans des situations astrophysiques quelconques, stationnaires ou non, dès l'instant que le spectre et la composition des particules énergétiques fraîchement accélérées pouvaient être connus. Dans les applications

que nous proposons ici, le contexte astrophysique est suffisamment bien défini pour ces ingrédients puissent être *calculés* à tout instant, de sorte que les incertitudes seront réduites aux minimum.

6.1.3 Aperçu des épisodes suivants

Considérons une étoile massive située au cœur d'un nuage moléculaire dense. Durant son évolution, elle va subir une perte de masse importante sous forme de vents supersoniques dont nous avons montré qu'ils engendraient une structure complexe dans le milieu circumstellaire, avec notamment deux ondes de choc bien définies. Ces chocs, par leur pouvoir accélérateur, représentent une première occasion pour l'étoile de produire indirectement des raies γ -nucléaires. Cette première occasion fera l'objet de notre première application : **les vents supersoniques ou la vie gamma d'une étoile massive** (Parizot et al., 1997c). Cette vie ne sera certes pas monotone, puisque différentes phases de vent se succéderont, avec des vitesses, des intensités et des compositions variées. Mais nous pourrons calculer à tout instant la fonction d'injection $Q_i(E, t)$ pour chaque espèce nucléaire, ce qui nous permettra d'intégrer leur effets et de suivre l'évolution de l'intensité de l'émission gamma induite, ainsi que des différents rapports de raies.

Puis vient la mort de l'étoile, et son explosion en supernova. S'agissant d'une étoile massive ayant perdu une masse importante, certaines des particules éjectées par la supernova atteignent des énergies de plusieurs MeV/n, et peuvent donc produire des interactions nucléaires dans le milieu ambiant sans qu'il soit besoin de les accélérer d'avantage. L'explosion en supernova constitue donc la deuxième occasion pour l'étoile de briller dans les raies γ -nucléaires, et cette deuxième occasion fera l'objet de notre deuxième application : **les ejecta supernucléaires ou la mort gamma d'une étoile massive** (Parizot et al., 1997d).

Enfin, comme nous l'avons rappelé dans le chapitre précédent, les ejecta supersoniques de la supernova engendrent dans le milieu interstellaire une onde de choc puissante, capable à nouveau d'accélérer des particules énergétiques qui pourront à leur tour produire des excitations nucléaires. Ce sera la troisième occasion pour l'étoile, après sa mort même, d'induire une émission de raies gamma. Cette troisième occasion fera l'objet de notre troisième application : **l'expansion du reste de supernova ou la résurrection gamma d'une étoile massive** (Parizot et al., 1997b).

Dans chaque cas, tout ce que nous aurons à faire sera de calculer la fonction d'injection $Q_i(E, t)$ déterminant le spectre, l'intensité et la composition des particules énergétiques produites dans le nuage. Ensuite, le modèle général décrit dans le chapitre 4 nous fournira directement les résultats cherchés, à savoir le taux de production des différentes raies γ -nucléaires en fonction du temps, ainsi que la production intégrée des éléments légers (Li, Be et B). Pour mener jusqu'au bout ce calcul, il faudra également déterminer la composition du milieu dans

lequel auront lieu les excitations nucléaires. Dans les trois modèles à venir, cette composition sera celle du milieu interstellaire, que nous prendrons identique à la composition solaire, telle que déterminée par Anders & Grevesse (1989).

6.1.4 Le modèle d'accélération par onde de choc

Pour calculer le spectre des particules énergétiques 'injectées' dans le nuage dense entourant l'étoile, nous utilisons le modèle d'accélération par onde de choc développé par Don Ellison, de l'université de Raleigh, en Caroline du Nord (USA). Ce modèle inclut des effets non linéaires permettant de calculer la structure du choc de manière cohérente, en tenant compte de la présence des particules énergétiques (Jones & Ellison, 1991; Ellison & Reynolds, 1991).

L'idée physique est que si l'accélération est efficace, alors les particules accélérées vont se voir communiquer une fraction importante de l'énergie cinétique du choc, et en conséquence on ne pourra plus les considérer comme des particules test évoluant librement dans la structure immuable du choc. Les modèles montrent que des efficacités d'accélération de plusieurs dizaines de pourcent sont tout à fait courantes. On doit donc s'attendre à ce que les particules énergétiques influent en retour sur la dynamique du choc, et participent à l'établissement des conditions de passage de part et d'autre de la discontinuité.

L'effet principal des EPs au voisinage du choc est de freiner le mouvement d'ensemble du plasma interstellaire incident (en amont), ce qui atténue la force du choc et provoque un lissage de la discontinuité. Le traitement mathématique et numérique de ces processus non linéaires n'est pas aisé. Le modèle que nous utilisons se place en un régime stationnaire, et ne détermine donc pas la dynamique globale de l'expansion du choc. Toutefois, cette restriction ne compromet pas la validité de nos modèles non stationnaires, car dans le cas des vents stellaires, nous appliquerons le modèle au choc interne (choc terminal), dont nous avons montré et montrerons encore qu'il est effectivement pratiquement stationnaire. Quant au choc produit par l'explosion de la supernova, qui nous concernera ensuite, s'il est incontestablement non stationnaire, son échelle de temps dynamique est nettement plus grande que le temps d'accélération des particules qui nous intéressent, c'est-à-dire celles de quelques dizaines de MeV/n.

Nous pourrions donc appliquer le modèle d'accélération stationnaire et calculer le spectre des EPs accélérées à chaque instant jusqu'à $E \lesssim 10$ GeV/n. L'accélération pouvant être considérée comme instantanée jusqu'à cette énergie, l'évolution des conditions physiques du choc accélérateur sera prise en compte dans un modèle pseudo-non-stationnaire fait de la juxtaposition 'd'instantanés stationnaires' de durée finie.

Le modèle utilise une méthode de Monte-Carlo pour calculer la structure du choc et l'accélération. Le lissage non linéaire du choc est déterminé en itérant la vitesse d'écoulement moyenne à travers le front d'onde, ainsi que le taux de compression global. Une solution unique et auto-consistante est ainsi dégagée

avant que ne soit donné le résultat, en l'occurrence le spectre des particules accélérées.

Il est particulièrement important de noter que le modèle calcule non seulement la forme du spectre, mais aussi le nombre absolu de particules accélérées (normalisé à un flux entrant unité). Ceci nous permet de calculer des flux gamma absolus, et non seulement des rapports de raies. En ce sens, les trois modèles que nous allons maintenant décrire sont les premiers véritables modèles astrophysiques qui aient été proposés pour expliquer l'émission gamma d'Orion. Ce sont en outre les premiers modèles dépendants du temps envisagés.

Pour la suite, nous notons $\bar{Q}_{\text{EII}}(E)$ le spectre fourni par le modèle de Don Ellison, normalisé à 1 part/cm²/s arrivant sur le front d'onde. Ce spectre dépend en réalité d'autres paramètres, notamment la vitesse et le rayon du choc, mais nous les omettrons chaque fois que le contexte sera suffisamment explicite.

6.2 La vie gamma d'une étoile massive dans un milieu dense

6.2.1 La structure du CSM

Nous avons donné dans le chapitre précédent la loi d'évolution du rayon des différents chocs induits par le vent supersonique d'une étoile massive dans le milieu interstellaire. Introduisons maintenant des valeurs numériques typiques.

La phase d'expansion libre

La phase d'expansion libre dure :

$$t_{\text{el}} \simeq (80 \text{ yr}) n_0^{-1/2} \dot{M}_6^{1/2} v_3^{-3/2}, \quad (6.1)$$

temps au bout duquel le choc externe a pour extension :

$$R_{\text{el}} \simeq (7.8 \cdot 10^{-2} \text{ pc}) n_0^{-1/2} \dot{M}_6^{1/2} v_3^{-1/2}. \quad (6.2)$$

Ici comme dans la suite, n_0 représente la densité ambiante en cm⁻³, supposée uniforme, \dot{M}_6 le taux de perte de masse de l'étoile en unités de 10⁻⁶ M_⊙/yr, et v_3 la vitesse terminale du vent en unités de 10³ km/s.

Les valeurs numériques obtenues ci-dessus confirment que cette phase d'expansion libre est totalement négligeable à l'échelle stellaire, et ce d'autant plus que la densité ambiante est élevée.

La phase adiabatique

Pendant la phase adiabatique, le paramètre α défini plus haut est voisin de 0.88, et on a pour le choc externe S_2 :

$$R_2(t) \simeq (36 \text{ pc}) L_{36}^{1/5} n_0^{-1/5} t_6^{3/5}, \quad (6.3)$$

et

$$V_2(t) \simeq (21 \text{ km/s}) L_{36}^{1/5} n_0^{-1/5} t_6^{-2/5}. \quad (6.4)$$

où L_{36} est la luminosité mécanique de l'étoile (puissance du vent) en unités de 10^{36} erg/s, et t_6 l'âge de l'étoile en millions d'années.

Pour le choc interne, entre le vent libre en r^{-2} et le vent choqué, on a :

$$R_1(t) \simeq (5.3 \text{ pc}) \dot{M}_6^{3/10} v_3^{1/10} n_0^{-3/10} t_6^{2/5}, \quad (6.5)$$

et

$$V_1(t) \simeq (2.1 \text{ km/s}) \dot{M}_6^{3/10} v_3^{1/10} n_0^{-3/10} t_6^{-3/5}. \quad (6.6)$$

Enfin, les conditions physiques dans la zone de vent choqué sont données par :

$$P_{\text{vc}}(t) \simeq (2.6 \cdot 10^{-12} \text{ dyn/cm}^2) L_{36}^{2/5} n_0^{3/5} t_6^{-4/5}, \quad (6.7)$$

$$n_{\text{vc}}(r, t) \simeq (0.83 \text{ cm}^{-3}) \left(1 - \frac{r^3}{R_C^3(t)}\right)^{-8/35} \dot{M}_6^{2/5} v_3^{-6/5} n_0^{3/5} t_6^{-4/5}, \quad (6.8)$$

$$T_{\text{vc}}(r, t) \simeq (1.5 \cdot 10^4 \text{ K}) \left(1 - \frac{r^3}{R_C^3(t)}\right)^{8/33} v_3^2, \quad (6.9)$$

où $R_C(t)$ est le rayon de la discontinuité de contact, soit $\xi_C R_2(t)$, où $\xi_C \simeq 0.85$.

Pour obtenir ces estimations numériques, nous avons supposé que le poids moléculaire moyen du milieu ambiant était $\mu = 0.6$. Notons également que les valeurs typiques choisies pour \dot{M} , v_w et L_w ne sont qu'approximativement compatibles. En effet, un vent de vitesse $v_3 = 1$ et d'intensité $\dot{M}_6 = 1$ aurait une luminosité mécanique $L_{36} \simeq 0.635 \neq 1$.

Il nous reste à donner la durée de la phase adiabatique :

$$t_{\text{ad}} \simeq (2.4 \cdot 10^3 \text{ yr}) \dot{M}_6^{1/2} v_3^{1/2} n_0^{-1/2}. \quad (6.10)$$

Cette phase est donc à nouveau très courte à l'échelle stellaire.

La phase semi-adiabatique

Pendant la phase semi-adiabatique, la coquille externe est formée, et son évolution est donnée par :

$$R_2(t) \simeq (31 \text{ pc}) L_{36}^{1/5} n_0^{-1/5} t_6^{3/5}, \quad (6.11)$$

et

$$V_2(t) \simeq (18 \text{ km/s}) L_{36}^{1/5} n_0^{-1/5} t_6^{-2/5}. \quad (6.12)$$

Pour le choc interne, on a :

$$R_1(t) \simeq (5.0 \text{ pc}) \dot{M}_6^{3/10} v_3^{1/10} n_0^{-3/10} t_6^{2/5}, \quad (6.13)$$

et

$$V_1(t) \simeq (2.0 \text{ km/s}) \dot{M}_6^{3/10} v_3^{1/10} n_0^{-3/10} t_6^{-3/5}. \quad (6.14)$$

Enfin, les conditions physiques à l'intérieur de la bulle sont données par :

$$P_b(t) \simeq (2.6 \cdot 10^{-12} \text{ dyn/cm}^2) L_{36}^{2/5} n_0^{3/5} t_6^{-4/5}, \quad (6.15)$$

$$n_b(r, t) \simeq (9.1 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3}) \left(1 - \frac{r}{R_2(t)}\right)^{-2/5} \dot{L}_{36}^{6/35} n_0^{19/35} t_6^{-22/35}, \quad (6.16)$$

$$T_b(r, t) \simeq (2.1 \cdot 10^6 \text{ K}) \left(1 - \frac{r}{R_2(t)}\right)^{2/5} \dot{L}_{36}^{8/35} n_0^{19/35} t_6^{-22/35}. \quad (6.17)$$

Quant à la durée de la phase semi-adiabatique, elle est donnée par $t \sim t_{\text{cool}}$, avec $t_{\text{cool}} \simeq 10^{11} n_b^{-1} T_b^{1/2}$, soit :

$$t_{\text{cool}} \simeq (5.0 \cdot 10^8 \text{ yr}) L_{36}^{-2/35} n_0^{-18/35} t_6^{19/35}. \quad (6.18)$$

Même pour $t_6 = 100$, c'est-à-dire $t = 10^8 \text{ yr}$ (bien supérieur à la durée de vie d'une étoile massive), on a $t_{\text{cool}} \sim 6 \cdot 10^9 \text{ yr}$, ce qui est encore supérieur à t . Ainsi, le temps de refroidissement au niveau du choc interne reste grand devant l'âge du choc pendant toute la vie de l'étoile. La bulle chaude et le milieu circumstellaire en général restent donc dans la phase semi-adiabatique jusqu'à l'explosion finale en supernova.

TAB. 6.1: *Caractéristiques du milieu circumstellaire influencé par une étoile de $60 M_{\odot}$ sur la séquence principale. Les valeurs sont données pour différentes densités du milieu ambiant. La dépendance temporelle apparaît dans la dernière colonne.*

	10^2 cm^{-3}	10^3 cm^{-3}	10^4 cm^{-3}	
PHASE D'EXPANSION LIBRE				
durée	4 yr	1 yr	0.4 yr	
PHASE ADIABATIQUE				
durée	1300 yr	420 yr	130 yr	
R_1	2.9 pc	1.5 pc	0.74 pc	$\times t_6^{2/5}$
V_1	1.2 km/s	0.59 km/s	0.29 km/s	$\times t_6^{-3/5}$
R_2	32 pc	20 pc	13 pc	$\times t_6^{3/5}$
V_2	19 km/s	11 km/s	7.6 km/s	$\times t_6^{-2/5}$
n_{vc}	3.4 cm^{-3}	14 cm^{-3}	54 cm^{-3}	$\times t_6^{-4/5}$
T_{vc}	$1.5 10^5 \text{ K}$	$1.5 10^5 \text{ K}$	$1.5 10^5 \text{ K}$	
P_{vc}	$2.1 10^{-10} \text{ cgs}^1$	$8.7 10^{-10} \text{ cgs}^1$	$3.5 10^{-9} \text{ cgs}^1$	$\times t_6^{-4/5}$
PHASE SEMI-ADIABATIQUE				
durée	jusqu'à la fin des vents			
R_1	2.8 pc	1.4 pc	0.7 pc	$\times t_6^{2/5}$
V_1	1.1 km/s	0.56 km/s	0.28 km/s	$\times t_6^{-3/5}$
R_2	28 pc	17 pc	11 pc	$\times t_6^{3/5}$
V_2	16 km/s	9.5 km/s	6.6 km/s	$\times t_6^{-2/5}$
n_b	0.22 cm^{-3}	0.78 cm^{-3}	2.7 cm^{-3}	$\times t_6^{-22/35}$
T_b	$6.9 10^7 \text{ K}$	$7.9 10^7 \text{ K}$	$9.0 10^7 \text{ K}$	$\times t_6^{-6/35}$
P_b	$2.1 10^{-10} \text{ cgs}^1$	$8.5 10^{-10} \text{ cgs}^1$	$3.4 10^{-9} \text{ cgs}^1$	$\times t_6^{-4/5}$

¹ L'unité de pression cgs est le dyn/cm².

6.2.2 L'exemple d'une étoile de $60 M_{\odot}$

Pour fixer encore un peu plus les idées, nous appliquons les formules ci-dessus au cas particulier de l'étoile de $60 M_{\odot}$ considérée dans le chapitre précédent. Nous prenons donc les valeurs numériques correspondant à la phase MS (séquence principale) figurant dans le tableau 5.2. Les résultats sont présentés dans le tableau 6.1, pour différentes densités ambiantes.

6.2.3 L'efficacité du choc interne

Outre le fait que seule l'étoile passe pratiquement toute sa vie dans la phase semi-adiabatique, les valeurs du tableau 6.1 confirment que le choc interne est quasi-stationnaire. Pour une densité moyenne de 10^3 cm^{-3} , typique des nuages moléculaires géants, sa vitesse est de l'ordre de 0.6 km/s après seulement un million d'année, et de 0.2 km/s au moment où l'étoile entre dans les phases de vent intenses à la fin de sa vie. Cette vitesse négligeable ne veut évidemment pas dire qu'il n'y a pas de choc, car c'est du choc inverse que nous parlons ici. Sa vitesse hydrodynamique n'est donc pas la vitesse de déplacement du front d'onde dans le référentiel de l'étoile, soit V_1 , mais dans celui du vent. La vitesse du choc est donc ici ni plus ni moins la vitesse du vent, v_w , à savoir plusieurs milliers de km/s .

C'est donc ce choc interne qui nous intéressera ici. Non seulement il est fort, mais il ne faiblit pas au cours du temps, tout simplement parce que le vent stellaire ne faiblit pas non plus (sauf pour une étoile de masse $\sim 35 M_{\odot}$, pendant la phase RSG relativement brève). Le choc externe, au contraire, s'épuise contre le milieu ambiant dense, et doit pousser une coquille toujours plus massive. D'après les applications numériques du tableau 6.1, il apparaît que sa vitesse tombe à une valeur proche de la vitesse du son ambiante, $c_s \sim 10 \text{ km/s}$, dès le premier ou les deux premiers millions d'années de la vie de l'étoile. En conséquence, le choc externe sera extrêmement mou, voire inexistant vers la fin de la vie stellaire, et nous ne devons pas nous attendre de sa part à une accélération de particules un tant soit peu significative.

En revanche, le choc interne va produire des particules énergétiques de façon très efficace. Nous avons déjà dit qu'il s'agissait d'un choc fort et permanent, mais nous pouvons ajouter qu'il se trouve dans un environnement idéal. D'abord parce que la densité de la matière environnante est très faible (inférieure à 1 part/cm^3 , malgré la densité élevée du MIS ambiant), mais surtout parce que des particules très largement supersoniques se précipitent constamment sur lui.

Nous avons signalé dans le chapitre 3 qu'un des problèmes majeurs des mécanismes d'accélération était l'injection de particules non thermiques, ayant déjà une énergie suffisante pour pouvoir être accélérées efficacement. Or ici, c'est le vent qui injecte des particules sur le choc qu'il a lui-même créé ! Cette injection se fait à la vitesse du vent, qui est aussi la vitesse du choc, et qui est donc par

définition supersonique, et consécutivement suprathermique. Voilà qui rend le choc interne extrêmement efficace pour l'accélération de particules. De l'avis des experts, cette efficacité devrait être voisine de 100% (Ellison et, indépendamment, Baring, communications privées).

Toutefois, la taille du choc est très réduite : de l'ordre du parsec, comme le montre le tableau 6.1. Ceci tend à limiter l'efficacité d'accélération, car les particules traversant le choc vers l'extérieur auront une probabilité plus faible que dans le cas d'un choc infini de retraverser à nouveau le choc vers l'intérieur. En effet, même si elles sont efficacement diffusées par les inhomogénéités magnétiques au voisinage du choc, les particules énergétiques risquent d'errer trop loin de l'étoile, et de 'manquer le choc' à leur retour.

Cependant, bien que le modèle d'accélération que nous utilisons suppose un front d'onde infini, il nous est possible de tenir compte phénoménologiquement de la fuite des particules hors de la zone d'accélération, à l'aide d'un paramètre important du modèle : la « free escape boundary », ou en français la « limite d'échappement libre », encore notée FEB. Ce paramètre fixe (en ordre de grandeur) la taille du précurseur du choc où une turbulence magnétique importante est générée par les EPs eux-mêmes, tel que nous l'avons décrit au § 3.4.2. Dans le modèle d'accélération que nous utilisons, les particules sont perdues chaque fois que leurs diffusions successives sur les inhomogénéités magnétiques les entraînent à une distance grande devant cette FEB.

Ainsi, pour tenir compte de la taille finie du choc, nous fixerons la FEB à une valeur de l'ordre du rayon du front d'onde, en l'occurrence R_1 . Nous ferons de même dans l'application du § 6.4.

6.2.4 Le calcul de la fonction d'injection

Afin d'appliquer notre modèle général calculant la production de rayons gamma et de noyaux secondaires, il nous suffit de connaître la fonction d'injection $Q_i(E, t)$ et la composition du milieu de propagation, qui est aussi le milieu cible.

Dans le cas qui nous concerne ici, la composition cible n'est rien d'autre que celle du MIS ambiant. En effet, on montre sans difficulté que les coquilles circumstellaires composées des matériaux éjectés par les vents stellaires ne sont pas suffisamment épais, nucléairement parlant, pour arrêter les particules énergétiques, même d'énergie aussi faible que ~ 10 MeV/n. On prendra donc pour composition cible une composition de type solaire (Anders & Grevesse, 1989).

Reste donc à calculer $Q_i(E, t)$. Cette fonction contient en fait trois informations distinctes : la forme du spectre, l'intensité, et la composition chimique des EPs injectés dans le milieu, qu'il faut connaître à chaque instant.

La forme du spectre

Durant toute la vie de l'étoile, le choc est fort, avec une vitesse de l'ordre de 3000 km/s, et un rayon de l'ordre du parsec. Le modèle d'accélération décrit plus haut nous permet d'obtenir la forme correspondante du spectre des EPs. Elle est montrée sur la figure 6.1. Pour les énergies qui nous intéressent, $1 \text{ MeV/n} \leq E \leq 10 \text{ GeV/n}$, il s'agit d'une loi de puissance d'indice ~ 1.4 .

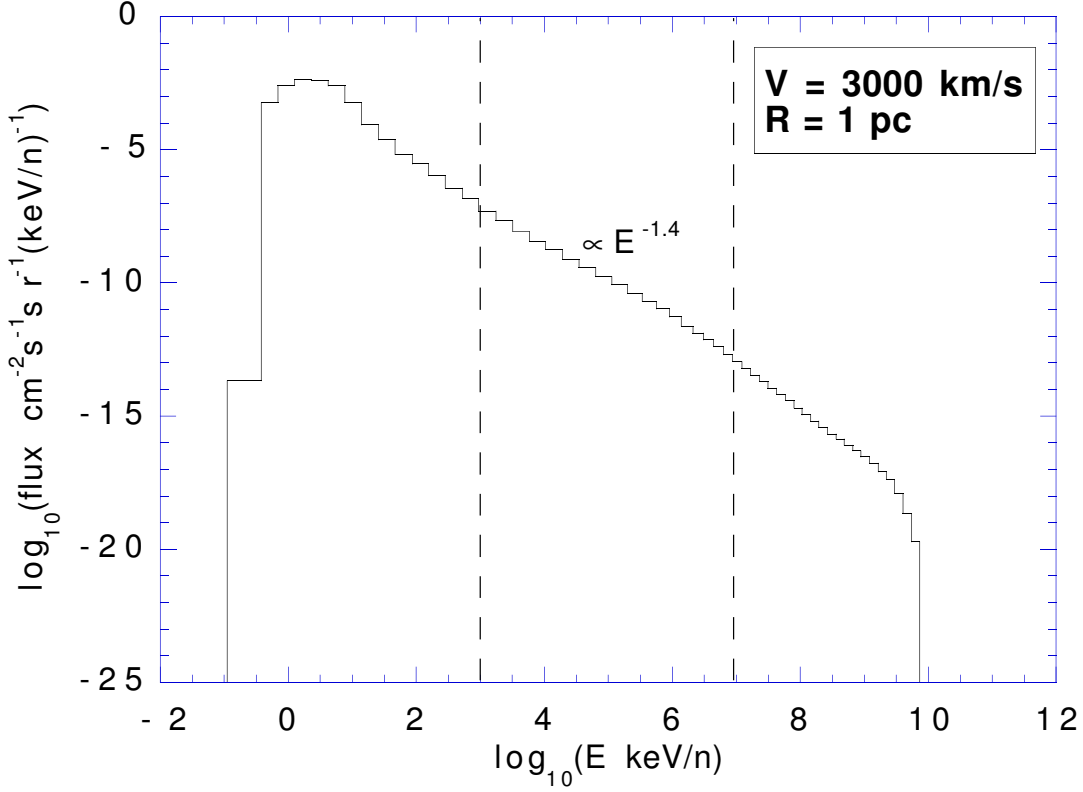


FIG. 6.1: Spectre des EPs produits par le choc interne du CSM, de vitesse $v_w = 3000 \text{ km/s}$, et de rayon $R_1 = 1 \text{ pc}$.

L'intensité des EPs

Le nombre de EPs injectés par seconde est également donnée par le modèle d'accélération, mais à une normalisation près. Le modèle fournit en effet le spectre absolu des EPs pour un flux entrant dans le choc de $1 \text{ part/cm}^2/\text{s}$, de sorte que nous devons évaluer ici le nombre de particules arrivant chaque seconde au rayon R_1 du choc terminal du vent stellaire. Puisque l'écoulement se fait à vitesse constante dans la région du vent non perturbé, ce nombre n'est rien d'autre que le nombre de particules quittant l'étoile chaque seconde, si on néglige un léger

différé du au temps de transport depuis l'étoile jusqu'au choc ($t = R_1/v_w \sim [1 \text{ pc}]/[3000 \text{ km/s}] \sim 330 \text{ ans}$).

Pour normaliser correctement la fonction Q_i , il suffit donc de multiplier le spectre fourni par le modèle d'accélération par le taux de perte de masse $\dot{M}(t)$ de l'étoile (et de diviser bien sûr par la masse moyenne des particules). Ce taux de perte de masse nous est donné par les modèles d'évolution stellaire. Nous utilisons ceux du groupe de Genève (Schaller et al., 1992; Meynet et al., 1994), qui donnent \dot{M} en 52 instants répartis sur les différentes phases de l'évolution stellaire. Pour les instants intermédiaires, nous procédons à une simple interpolation linéaire.

Différentes masses initiales d'étoiles sont proposées, et pour chacune d'elles, différents modèles. Le modèle C est le modèle standard, le modèle D attribue aux étoiles un taux de perte de masse deux fois plus intense durant les phases suivant la séquence principale, et le modèle E, au contraire, double le taux de perte de masse durant la séquence principale et la phase WNL ('late WN'). À titre d'exemple, nous montrons sur la figure 6.2 l'évolution de \dot{M} au cours du temps pour différents modèles.

Après une lente montée tout au long de la séquence principale, un pic très net est visible pendant la phase géante, suivi d'une diminution plus progressive au cours de la phase Wolf-Rayet. Le décalage temporel témoigne simplement du fait qu'une étoile de $60 M_\odot$ vit moins longtemps qu'une étoile de $40 M_\odot$. Notons enfin que l'augmentation du taux de perte de masse dans les premières phases de l'évolution stellaire a pour effet de retarder l'apparition de la phase supergéante, comme le montre la comparaison des modèles 40D et 40E.

La composition des EPs

Il ne reste plus qu'à spécifier la composition des EPs injectés dans le milieu, encore nommée composition source. Elle est à nouveau donnée par les modèles d'évolution stellaire, qui ne calculent pas seulement le taux de perte de masse, mais également la composition de surface de l'étoile à chaque instant. En supposant que la composition du vent est identique à la composition de surface, et en supposant par ailleurs que le processus d'accélération préserve la composition des particules injectées dans le choc, on peut identifier la composition source à celle donnée par les modèles stellaires.

Cette composition évolue bien sûr au cours du temps, d'où l'intérêt de notre modèle non stationnaire. Nous montrons deux exemples d'évolution de la composition du vent stellaire sur les figures 6.3 et 6.4, pour des étoiles de $40 M_\odot$ (modèle E) et $60 M_\odot$ (modèle D) respectivement. La composition initiale de ces étoiles est solaire ($Z = 0.02$), et le vent garde cette composition pendant toute la durée de la phase MS (c'est la raison pour laquelle nous l'avons tronquée sur les figures).

On observe sur les figures de très grandes variations de composition, déterminées par les caractéristiques de la fusion nucléaire à l'œuvre dans l'étoile.

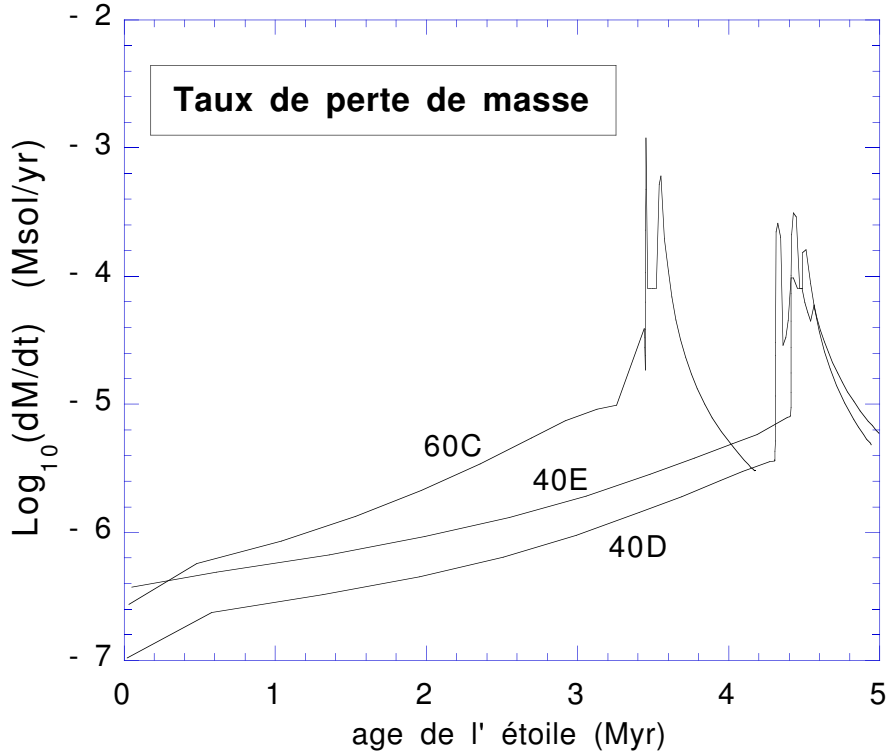


FIG. 6.2: Évolution du taux de perte de masse (en M_{\odot}/yr) pour différent modèles stellaires. Le nombre designe la masse initiale de l'étoile, et la lettre le modèle d'évolution choisi, tel que défini dans le texte.

Rappelons que les étoiles massives, en perdant une masse considérable au cours de leur vie, mettent successivement à nu des couches internes de plus en plus profondes, dont la composition résulte des épisodes de fusion précédents. Si le vent des étoiles Wolf-Rayet est si riche en carbone et en oxygène, c'est parce ces éléments sont les produits de la fusion de l'hélium, qui a succédé dans le cœur de l'étoile à la fusion de l'hydrogène.

Voilà, nous avons finalement déterminé complètement la fonction d'injection $Q_i(E, t)$, c'est-à-dire à tout instant le spectre, l'intensité et la composition des EPs produits par le choc terminal du vent stellaire. En notant $\bar{Q}_{\text{EII}}(E)$ le spectre de la figure 6.1, et $n_i(t)$ l'abondance en nombre du noyau i à l'instant t à la surface de l'étoile, nous pouvons écrire :

$$Q_i(E, t) = \frac{n_i(t)}{(\sum n_i A_i) m_p} \bar{Q}_{\text{EII}}(E) \dot{M}(t), \quad (6.19)$$

où A_i est le nombre de masse des noyaux de l'espèce i .

Il ne nous reste plus qu'à introduire cette fonction dans notre modèle d'injection-propagation-production... et à présenter les résultats.

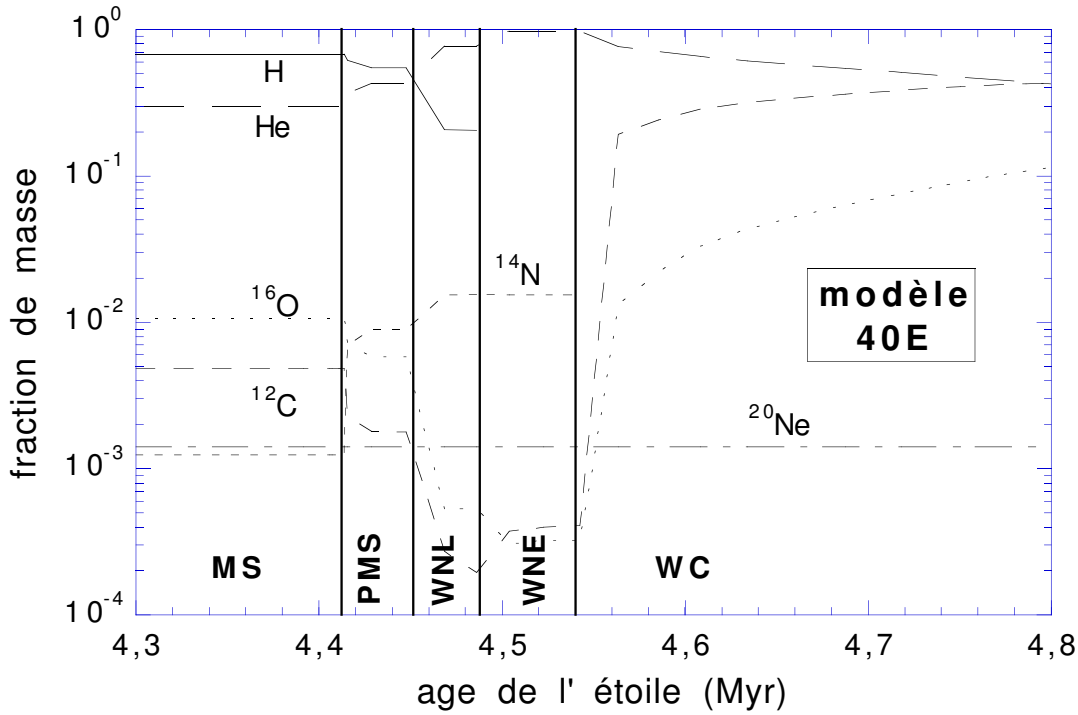


FIG. 6.3: Évolution de la composition de surface d'une étoile de $40 M_{\odot}$ d'après le modèle E. Les phases successives sont définies par les variations quasi instantanées que l'on peut voir. MS désigne la séquence principale (main sequence), PMS, la phase dite 'post séquence principale', WN, la phase Wolf-Rayet de type N, au cours de laquelle l'étoile montre des raies atomiques d'azote intenses, et WC, la phase Wolf-Rayet de type C, au cours de laquelle l'étoile montre des raies atomiques du carbone intenses. Notons enfin que la phase WN est divisée en deux : WNL, pour 'late WN', et WNE, pour 'early WN'.

6.2.5 Les résultats

Il serait assez vain de présenter les flux gamma pour chaque raie, chaque masse initiale d'étoile, et chaque modèle d'évolution stellaire. Nous avons donc choisi quelques résultats significatifs illustrant à la fois les conditions d'observabilité de l'émission gamma induite par les vents d'étoiles massives, et les possibilités pratiques offertes par notre modèle non stationnaire.

Le flux des raies les plus intenses

La figure 6.5 montre l'évolution du flux émis dans les raies γ -nucléaires les plus intenses : la raie du ^{12}C à 4.44 MeV, la raie de l' ^{16}O à 6.13 MeV, la raie du ^{20}Ne à 1.63 MeV, la raie du ^{24}Mg à 1.37 MeV, et la raie du ^{28}Si à 1.78 MeV. Ces flux sont calculés pour une source située à la distance des nuages moléculaires d'Orion, soit ~ 430 pc. D'un point de vue qualitatif, on constate que les raies du carbone et

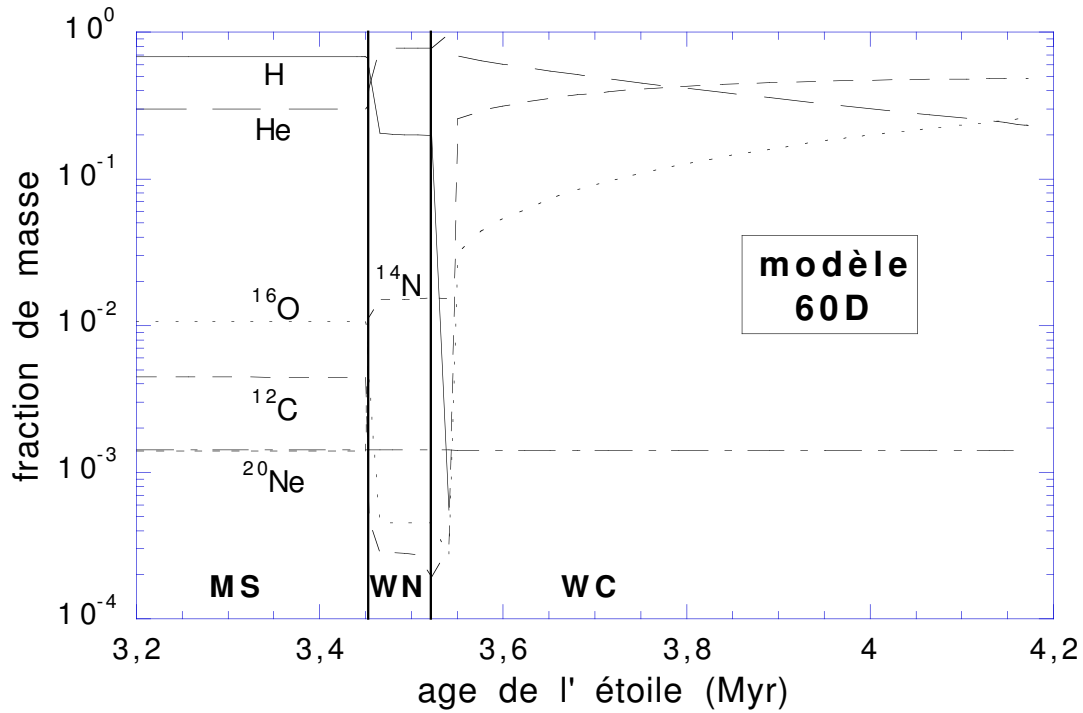


FIG. 6.4: Évolution de la composition de surface d'une étoile de $60 M_{\odot}$, d'après le modèle D.

de l'oxygène sont les plus intenses, conformément à ce que COMPTEL a détecté, mais ne sont produites à des flux potentiellement observables que pendant un bref épisode, qui coïncide avec la phase d'évolution stellaire WC. Pendant cette période, en effet, non seulement l'abondance de C et O est à son maximum dans le vent de l'étoile, mais le taux de perte de masse subit un pic très important (cf. Fig 6.2).

L'évolution des rapports de raies

Il apparaît également que les rapports de raies ne sont pas constants tout au long de la vie de l'étoile. On voit notamment les lignes correspondant aux raies du carbone et de l'oxygène se croiser plusieurs fois, indiquant une inversion du rapport de raie. Ce dernier est montré sur la figure 6.6. Cette figure illustre, si besoin était, un des principaux intérêts des modèles non stationnaires. Il s'avère en effet que le rapport C/O n'est supérieur à 1 (raie à 4.44 MeV plus intense que celle à 6.13 MeV) que pendant une période négligeable de l'activité stellaire. Mais c'est la seule période qui soit observable!

Les noyaux ^{12}C et ^{16}O étant relativement proche dans la table de Mendéléïev, leur propagation est assez semblable dans le milieu interstellaire. L'évolution de leur rapport de raie est donc beaucoup plus un effet de la variation du

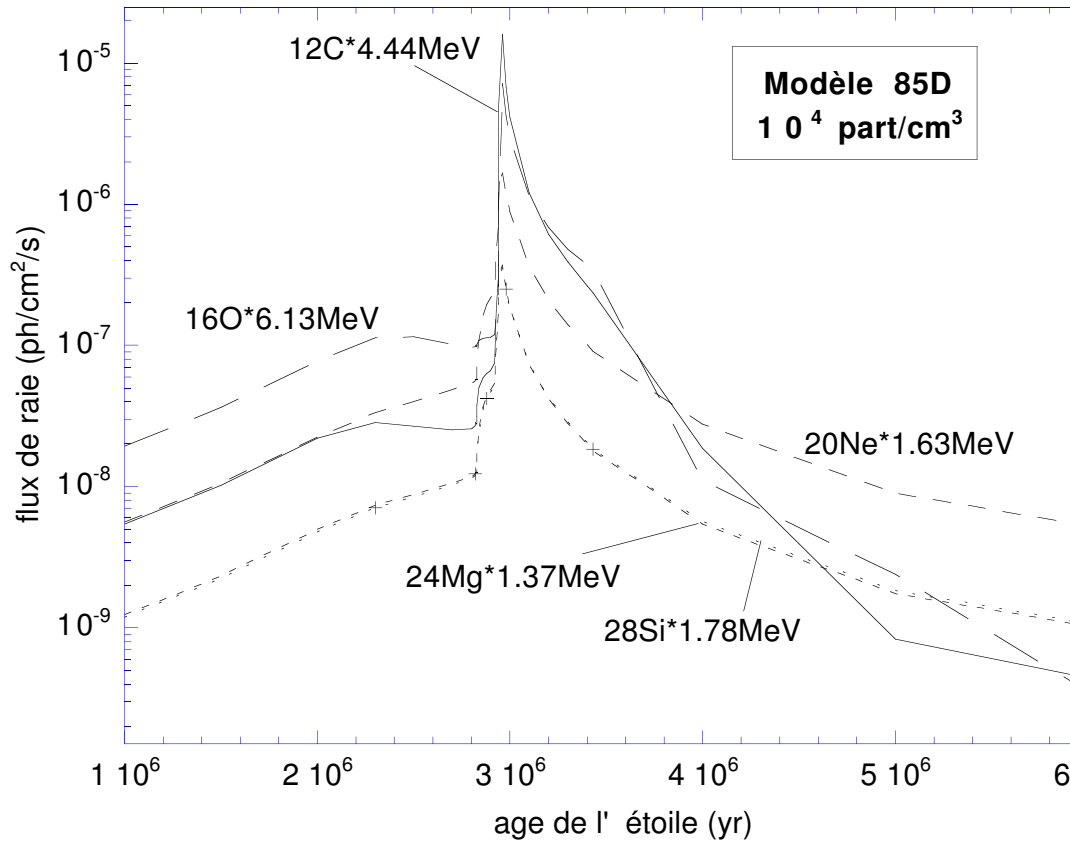


FIG. 6.5: Évolution des flux des raies les plus intenses induites par le vent d'une étoile de $85 M_{\odot}$ située à la distance d'Orion dans un milieu de densité 10^4 part/cm^3 .

rapport C/O à la source (dans la composition chimique du vent) qu'un effet de propagation. Il n'est pas étonnant, dans cette perspective, de voir le rapport C/O s'inverser à l'entrée de la phase WC, caractérisée, par définition, par une abondance exceptionnellement élevée en carbone.

Le cas du rapport C/Ne est en revanche très différent. La figure 6.5 montre que ce rapport commence à diminuer vers la fin de la vie de l'étoile ($3.5 \cdot 10^6 \text{ yr}$ dans ce modèle), puis s'inverse et continue de décroître longtemps après la cessation des vents. De toute évidence, cette variation post mortem ne peut être un effet d'injection, c'est-à-dire de modification de la composition source. Il s'agit au contraire d'un effet de propagation, qui illustre un deuxième aspect particulièrement important des modèles non stationnaires.

La figure 6.7 nous aidera à mieux comprendre son origine.

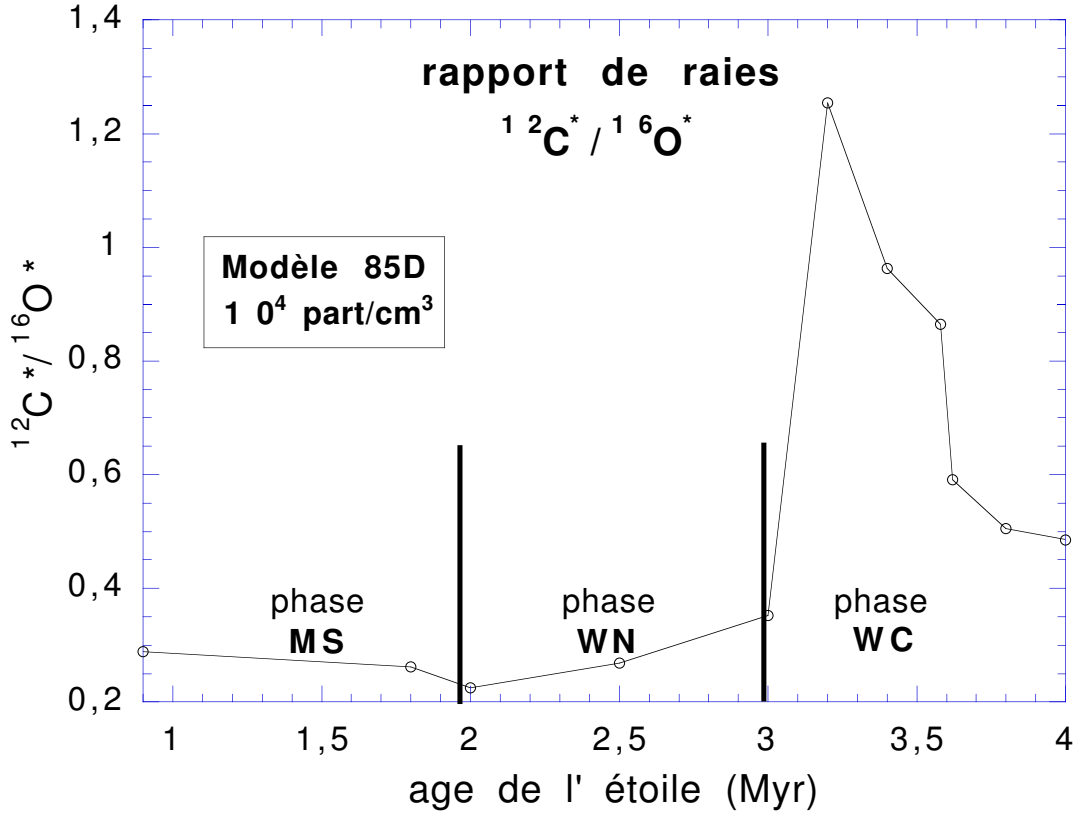


FIG. 6.6: Évolution du rapport des raies du carbone et de l'oxygène induites par le vent d'une étoile de $85 M_{\odot}$ dans un milieu de densité 10^4 part/cm^3 . Les différentes phases de l'évolution stellaire sont délimitées par des traits épais. Les vents cessent à la fin de la vie de l'étoile, vers 3.5 Myr.

Les composantes fine et large

Nous avons représenté sur la figure 6.7 l'évolution du flux dans les raies du ^{12}C et du ^{20}Ne , en séparant la composante fine et la composante large. Comme nous l'avons décrit dans le chapitre 2, l'excitation des noyaux peuvent se faire par des processus directs ou inverses. Les premiers correspondent à l'excitation d'un noyau lourd du milieu interstellaire par un proton ou une particule α énergétique. Le projectile étant dans ce cas plus léger que la cible, le recul du noyau excité est peu important, et l'élargissement Doppler de la raie qui en résulte est assez modéré. **Les processus directs produisent donc des raies fines.**

Dans le cas des processus inverses, c'est au contraire un noyau lourd énergétique qui se trouve excité par la rencontre d'un noyau d'hydrogène ou d'hélium du milieu interstellaire. La vitesse du noyau lourd étant peu affectée par la collision, la désexcitation nucléaire se fera dans un référentiel en mouvement rapide par rapport à celui de l'observateur (MIS), d'où un élargissement Doppler important. **Les processus inverses produisent donc des raies larges.**

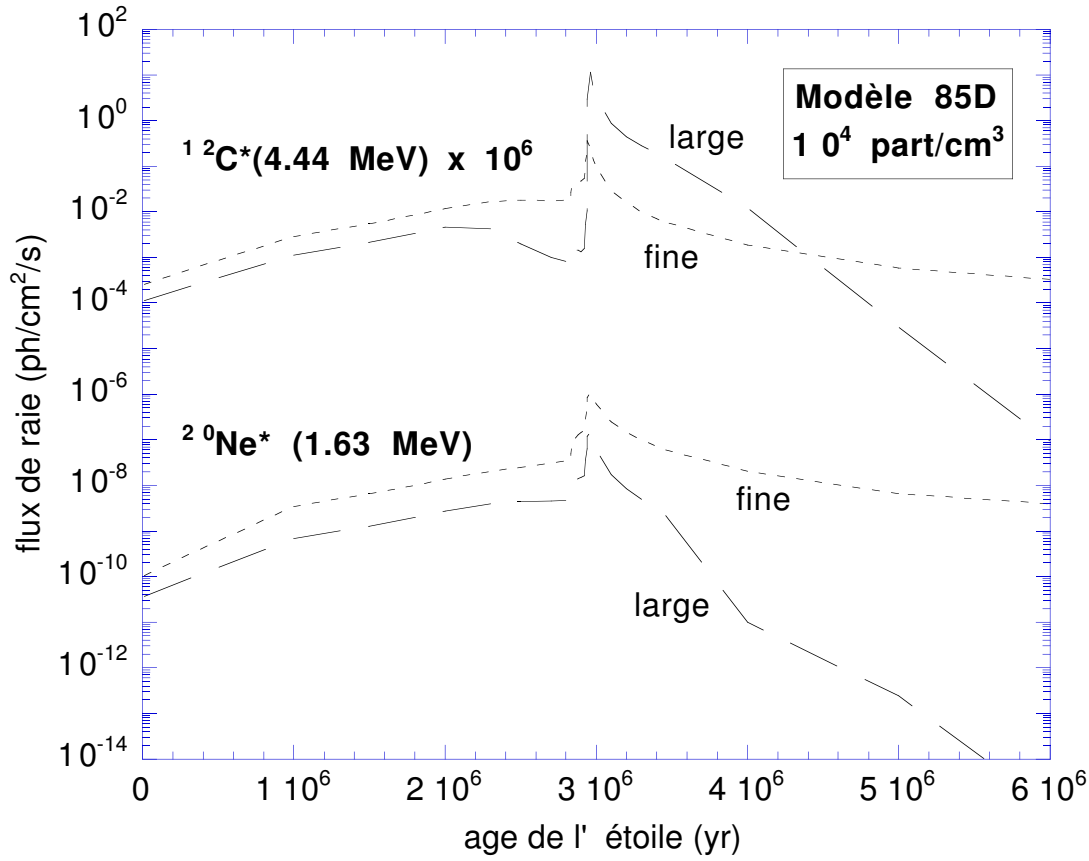


FIG. 6.7: Évolution du flux des raies du ^{12}C et du ^{20}Ne induites par le vent d'une étoile de $85 M_{\odot}$ située à la distance d'Orion dans un milieu de densité 10^4 part/cm^3 . On a séparé ces flux en deux composantes, fine et large, correspondant des processus d'excitation respectivement directs et inverses.

Ceci étant rappelé, reportons-nous maintenant à la figure 6.7. Pendant la phase MS (séquence principale), il apparaît que les flux des raies du ^{12}C et du ^{20}Ne sont tous deux dominés par la composante fine. Pourquoi? La réponse à cette question est en fait très simple. Elle découle du fait que sur la séquence principale, la composition des EPs n'est rien d'autre que la composition solaire (cf. § 6.2.4 et Fig. 6.3, par exemple). Il devrait donc y avoir autant d'interactions directes (carbone sur proton, par exemple) que d'interactions inverses (proton sur carbone), et par conséquent les deux composantes (fine et large) devraient être équivalentes. Mais ce raisonnement néglige un effet de propagation majeur, qui fait que les noyaux les plus lourds perdent de l'énergie à un taux plus élevé.

Nous avons en effet montré au chapitre 2 que le taux de pertes d'énergie par ionisation variait comme Z^2/A , en fonction du nombre de charge et du nombre de masse du noyau considéré. Si l'on considère que le taux d'injection des EPs varie lentement sur la séquence principale, de sorte que le système se trouve

pratiquement en régime stationnaire (cf Fig. 6.2), on peut alors estimer le rapport des composantes de raie fine et large par la formule (4.39). Il apparaît que ce rapport est exactement le rapport des taux de perte d'énergie. Pour les protons et les particules α , ce rapport vaut $Z^2/A = 1$, tandis que pour les noyaux ^{12}C , il vaut 3, et pour les noyaux ^{20}Ne : 5.

Si on se rapporte à la figure 6.7, on voit en effet que la composante fine de la raie de carbone est 3 fois plus intense que la composante large, et que le rapport est bien de 5 pour la raie du néon (si l'on excepte les tous premiers instants, quand le régime stationnaire n'est pas encore établi).

Lorsque viennent les phases avancées de l'évolution stellaire, l'identité de la composition source et de la composition cible n'est plus respectée. Le raisonnement précédent ne peut donc plus être suivi. Notons en particulier que l'abondance du carbone devient très nettement supérieure dans le vent de la phase WC, ce qui produit une inversion du rapport de composantes fine/large. Lorsqu'enfin cessent les vents, il n'y a plus d'injection et le système est laissé à lui-même. Les particules énergétiques vont alors progressivement perdre leur énergie, chacune à son rythme, et d'après ce que nous venons de rappeler, on s'attend à ne plus trouver dans le milieu que des EPs légers, et finalement que des protons et des particules α . C'est ce qui explique la chute lente des composantes de raie fines, comparée à celles des composantes larges.

Nous pouvons maintenant répondre à notre interrogation initiale : comment se fait-il que le rapport de raie $^{12}\text{C}^*/^{20}\text{Ne}^*$ chute à ce point après l'extinction des vents stellaires ? C'est simplement parce que la raie du carbone était dominée très largement par la composante large (processus inverses), alors que le flux de la raie du néon était dû dans sa presque totalité à la composante fine, celle qui s'éteint le plus lentement.

Modèles de différentes masses initiales

Nous pouvons également comparer les flux gamma produits par des étoiles de différentes masses initiales (ZAMS). La figure 6.8 montre ainsi les flux produits dans la raie du carbone par les vents d'étoiles de 40, 60, 85 et 120 M_{\odot} . La forme des courbes correspondantes est très similaire, si on excepte la contraction temporelle due au raccourcissement de la durée de vie des étoiles les plus massives.

Nous avons indiqué sur la figure la sensibilité attendue pour le satellite INTEGRAL, qui devrait être lancé en l'an 2001. Cette sensibilité dépend de la largeur des raies. Elle vaut $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ ph/cm²/s pour les raies fines, et $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ ph/cm²/s pour les raies larges (Mandrou et al., 1997). La différence est considérable (un ordre de grandeur), et rend indispensable la distinction entre les deux composantes (directe et inverse). **Il nous faut néanmoins insister sur le fait que les raies fines que nous considérons dans nos modèles, c'est-à-dire celles qui sont induites par des processus nucléaires directs, ne sont pas réellement fines au sens d'INTEGRAL. En effet, comme**

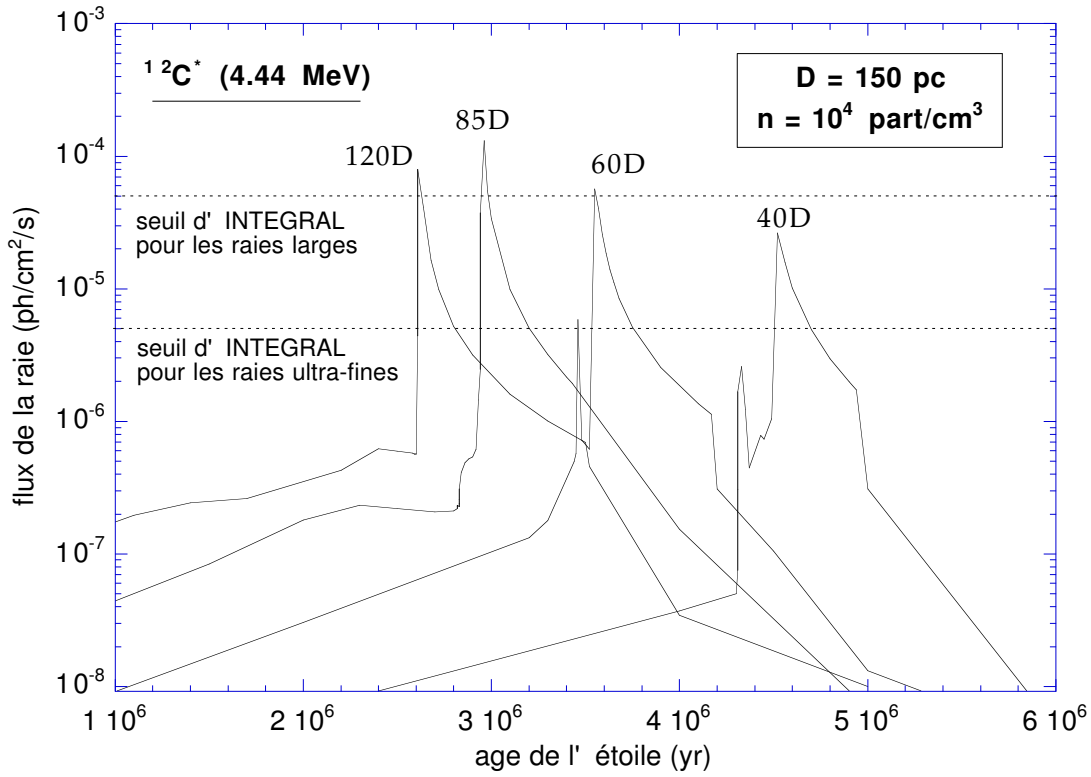


FIG. 6.8: Évolution du flux de la raie du ^{12}C , à 4.44 MeV, induite par le vent d'étoiles de 40, 60, 85 et 120 M_{\odot} (modèle D), situées à la plus petite distance possible (raisonnablement) – soit 150 pc, la distance de ρ Ophiuci – dans un milieu de densité 10^4 part/cm³. On a représenté les seuils de sensibilité du futur satellite INTEGRAL, différents pour les raies « ultra-fines » ($\Delta E \simeq 3$ keV) et les raies larges.

nous l'avons déjà indiqué, la résolution spectrale d'INTEGRAL est de l'ordre de 3 keV, tandis que l'élargissement Doppler des raies produites par les réactions « $p, \alpha + ^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}$ » est de l'ordre d'une centaine de keV, ce qui est notablement plus élevé. La sensibilité optimale du spectromètre SPI d'INTEGRAL ne concerne donc pas, hélas, les raies que nous appelons ici des raies fines, mais seulement, en pratique, les raies induites par des réactions nucléaires sur des « grains ». Nous n'étudierons pas ces dernières en détail, dans la mesure où leur intensité devrait être, sauf conditions très particulières, significativement plus faible.

Pour le dire encore autrement, et pour corriger l'imprécision figurant dans nos articles relatifs à cette étude (Parizot et al., 1997c; Parizot et al., 1997d; Parizot et al., 1997b), nous noterons que nos raies fines sont en fait « semi-larges » et ne peuvent être détectées par INTEGRAL qu'à partir d'un seuil d'intensité donné par :

FIG. 6.9: *Évolution du flux de la raie du ^{12}C , à 4.44 MeV, induite par le vent d'une étoile de 85 M_{\odot} (modèle D) à la distance d'Orion, dans deux milieux de densité différente : 10^2 part/cm^3 et 10^4 part/cm^3 .*

La figure 6.9 montre l'évolution du flux produit dans la raie du ^{12}C , à 4.44 MeV, pour deux densités ambiantes différentes. L'écart entre les deux

courbes d'évolution est tout à fait remarquable, car il est du exclusivement à la non stationnarité du modèle. En effet, **tout modèle stationnaire de production de raies γ -nucléaire est essentiellement indépendant de la densité**, à énergie constante injectée sous forme de EPs.

La raison en est simple. En régime stationnaire, un équilibre s'établi entre l'injection de nouvelles particules énergétiques et leurs pertes d'énergie par ionisation du milieu ambiant. Dès lors, si l'on augmente la densité, le nombre d'interactions nucléaires par seconde, et donc le taux de production des rayons gamma augmente, mais les pertes d'énergies augmentent également dans le même rapport. En conséquence, le flux de photons émis rapporté à une même énergie perdue, et donc à une même énergie injectée sous forme de EPs (régime stationnaire), reste exactement identique.

Les écarts de flux entre les deux courbes de la figure 6.9 sont donc bien caractéristiques de notre modèle non stationnaire. On peut voir que tant que dure l'injection, le milieu le plus dense fournit le flux le plus intense. Ceci est du au fait que le nombre d'interactions par seconde est plus élevé, et que les pertes d'énergie, plus lentes que la variation du flux de EPs injectés, n'ont pas encore pu imposer l'équilibre. En revanche, lorsque cesse l'injection, le milieu de plus faible densité offre rapidement les flux les intenses, car les particules y perdent leur énergie à un taux beaucoup plus faible (en l'occurrence, 100 fois plus faible).

6.2.6 Le bilan de l'étude

Nous en resterons là pour l'analyse de cette première application de notre modèle dépendant du temps. Nous n'avons pas obtenu des flux gamma très intenses, mais nous avons au moins pu identifier quatre effets majeures de la non stationnarité :

1. l'évolution des flux gamma en réponse aux variations d'intensité de la source (ici le taux de perte de masse de l'étoile),
2. l'évolution des rapports de raie en réponse aux variations de l'abondance source des EPs (liées ici au détail de l'évolution stellaire),
3. l'évolution des rapports de raie due à des effets de propagation, qui affectent différemment les divers noyaux, et
4. l'influence de la densité du milieu cible.

Avant de passer à la deuxième application, nous indiquons également les résultats obtenus pour la production des éléments légers, Li, Be et B. Le modèle développé ici nous permet bien sûr d'obtenir le taux de production de ces éléments à chaque instant de l'évolution l'étoile, mais de tels résultats n'ont guère d'intérêt, puisqu'il n'est pas envisageable de les vérifier. En revanche, la production de

LiBeB intégrée sur toute la durée des vents stellaires est d'un grand intérêt pour l'étude de la nucléosynthèse.

Nous accorderons une place beaucoup plus importante à ce sujet dans la dernière partie de ce rapport, mais nous pouvons déjà dire que le LiBeB occupe une place toute particulière dans la théorie de l'évolution chimique des galaxies. Produits ni par le Big Bang (sauf le lithium, pour partie), ni par les étoiles, ni par les supernovæ, détruit même au cours de l'évolution stellaire, ces noyaux doivent leur synthèse à l'interaction de particules énergétiques telles que les rayons cosmiques avec le milieu interstellaire. La mise en évidence de l'existence d'une composante énergétique abondante, distincte du rayonnement cosmique galactique, pourrait ainsi remettre en question certaines conclusions sur l'évolution du LiBeB au cours de l'histoire galactique.

Cassé et al. (1995) ont proposé les premiers que les EPs responsables de l'émission gamma d'Orion pourraient également produire des quantités de LiBeB significatives à l'échelle galactique, et réconcilier les prédictions des modèles d'évolution chimique avec les déterminations récentes de l'abondance en LiBeB dans les étoiles de faible métallicité, ainsi qu'avec les rapports isotopiques et élémentaires déterminés observationnellement (voir plus loin). Dans cette perspective, nous avons calculé la quantité de LiBeB produite par nos différents modèles.

Il apparaît que cette quantité varie peu avec la masse de l'étoile et le modèle d'évolution adopté. Par ailleurs, la densité ambiante n'a aucune influence sur le bilan nucléaire des EPs. En effet, la densité ne fait que moduler l'échelle de temps des interactions nucléaires et des pertes d'énergie, mais ne peut décider du devenir moyen d'une particule énergétique. La quantité totale de LiBeB produite dépend uniquement du nombre de EPs injectés, de leur composition et de leur spectre, mais en aucune façon de la fréquence de leurs interactions.

Voici donc les valeurs typiques que nous obtenons pour la production de LiBeB. Les rapports isotopiques et élémentaires sont donnés par :

$${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li} \sim 1.8, \quad {}^{11}\text{B}/{}^{10}\text{B} \sim 2.5, \quad \text{Li}/\text{Be} \sim 5 \quad \text{et} \quad \text{B}/\text{Be} \sim 15, \quad (6.21)$$

en accord avec les rapports observés, sauf pour le rapport ${}^{11}\text{B}/{}^{10}\text{B}$ que nous discuterons plus loin.

Pour ce qui est de la quantité produite, nous donnons la valeur pour le ${}^9\text{Be}$:

$$Q_{\text{tot}}({}^9\text{Be}) \sim 3 \cdot 10^5 M_{\odot}, \quad (6.22)$$

ce qui est très élevé, comparativement aux estimations précédentes (Vangioni-Flam et al., 1996; Vangioni-Flam et al., 1997). Nous commenterons ce résultat plus loin, en remarquant par exemple que si une étoile massive évoluant dans un milieu dense produit effectivement une quantité énorme de LiBeB (à l'échelle

galactique), le cas d'une étoile passant toute sa vie dans le cœur d'un nuage devrait cependant être assez rare.

6.3 La mort gamma d'une étoile massive dans un milieu dense

6.3.1 Introduction

Venons-en maintenant à la seconde application du modèle non stationnaire. À la fin de sa vie, une étoile massive explose en supernova, libérant une énorme quantité d'énergie, pour la plupart sous forme de neutrinos ($\sim 10^{53}$ erg), mais aussi sous forme d'énergie cinétique ($\sim 10^{51}$ erg) et sous forme lumineuse ($\sim 10^{49}$ erg). Cette énergie n'est rien d'autre que l'énergie gravitationnelle libérée lors de l'effondrement du cœur de fer, à la fin de la vie de l'étoile. Cet effondrement est inévitable puisque le fer, on le sait, est le plus stable des éléments, et ne peut donc pas brûler. Ou plutôt, il ne peut le faire qu'en absorbant de l'énergie... drôle de combustion ! Il n'a donc aucun moyen efficace de lutter contre la gravitation, qui tire chaque noyau vers le centre. Seul moyen : les forces de pression, qui ne font pas le poids dans les premiers instants.

Quand elles se manifestent finalement, n'y tenant plus, les couches de matière en effondrement rebondissent violemment sur elles-mêmes au cœur de l'étoile, et provoquent une onde de choc extrêmement énergétique qui balaye, 'à rebrousse courant', la matière des couches plus externes. Ce choc chauffe le milieu, induit des réactions nucléaires variées, donnant lieu à la nucléosynthèse de toutes les espèces plus lourdes que le fer, et accélère la matière qui sera bientôt éjectée dans le milieu interstellaire à une vitesse de l'ordre de 10^4 , voire 2 ou 3 10^4 km/s. Cette matière constitue ce qu'on appelle les ejecta. Ils sont notoirement supersoniques, et ne peuvent manquer d'induire un choc hydrodynamique puissant dans le MIS. Ce choc va alors à son tour accélérer des particules, qui feront l'objet de notre troisième application, dans la section suivante. Pour l'heure, nous nous intéressons aux ejecta eux-mêmes, ou du moins aux plus rapides d'entre eux, ceux qui précèdent le choc et peuvent interagir directement avec le milieu ambiant.

Ce qu'il est important de comprendre, c'est que l'énergie cinétique de la supernova dépend presque exclusivement du cœur de fer qui s'effondre, et non de la perte préalable ou non des couches stellaires externes sous l'action d'un vent intense. Ainsi, une étoile massive passant par le stade Wolf-Rayet (mise à nue des produits de fusion thermonucléaire) donnera lieu à une explosion essentiellement de même énergie cinétique qu'une étoile 'ordinaire'. Il y a cependant une différence de taille, c'est le cas de le dire ! Si l'on se reporte aux modèles d'évolution stellaire que nous avons détaillé au § 5.5.1, on voit qu'une étoile de $60 M_{\odot}$ peut parvenir au terme de sa vie avec seulement $4 M_{\odot}$. Une même énergie communiquée à une masse plus faible conduit alors naturellement à des vitesses plus élevée.

Dans certains cas, une fraction de la masse des ejecta peut acquérir une vitesse supernucléaire, c'est-à-dire une énergie supérieure aux seuils d'excitation, de l'ordre de 2 MeV/n. Nul doute alors que ces ejecta produiront des raies γ -nucléaires, dont l'intensité dépendra simplement de la masse éjectée au dessus de ces seuils. C'est au calcul de ces raies que nous allons maintenant nous livrer. Signalons que cette situation avait déjà été envisagée par Fields et al. (1996). Toutefois, leur modèle était essentiellement stationnaire, ce qui n'est pas spécialement approprié pour traiter cette situation, qui est par nature impulsive, les EPs étant injectés une fois pour toute au moment, quasi instantané, de l'explosion.

6.3.2 Le calcul de la fonction d'injection

Comme ce fut le cas pour l'application précédente (concernant les vents stellaires), tout ce dont nous avons besoin pour calculer la production de rayons gamma et de LiBeB induite par les ejecta supernucléaires d'une supernova, c'est la fonction d'injection $Q_i(E, t)$.

La forme et l'intensité du spectre des EPs

Le spectre d'énergie des ejecta a été dérivé par Fields et al (1996) sur la base de modèles de supernova calculés par Nomoto et al. (1996). Nous reprenons ce spectre, qui est également en accord avec les prédictions théoriques analytiques (Nadyozhin, 1994) :

$$\bar{Q}_{\text{ej}}(E) \propto E^{-4}, \quad \text{pour } E \leq E_{\text{max}}, \quad (6.23)$$

où l'on prendra comme énergie maximale des ejecta : $E_{\text{max}} = 40 \text{ MeV/n}$ (Nomoto et al., 1996).

Le nombre total d'EPs est donné par la masse $M_{>\text{th}}$ éjectée au dessus de 20 000 km/s ($\sim 2 \text{ MeV/n}$). Cette masse est typiquement de l'ordre de 10^{-3} à $10^{-2} M_{\odot}$. En principe, elle calculée par le modèle de supernova. Cependant, la détermination précise du profil de vitesse dans les couches les plus externes du modèle (qui sont aussi les couches les plus rapides) nécessite des calculs extrêmement détaillés. Dans l'attente de tels calculs, nous utiliserons $M_{>\text{th}}$ comme un paramètre libre, en gardant cependant en mémoire l'ordre de grandeur indicatif donné ci-dessus. Pour tous les résultats présentés ici, nous avons choisi la valeur la plus conservative, à savoir $M_{>\text{th}} = 10^{-3} M_{\odot}$. Nous nous souviendrons donc que nous obtiendrions des flux dix fois plus intenses avec la valeur $M_{>\text{th}} = 10^{-2} M_{\odot}$.

La composition des EPs et de la cible

Reste donc à déterminer les compositions source et cible. La dernière sera prise solaire, pour les raisons évoquées plus haut. En effet, les couches enrichies en

métaux du vent stellaire accumulé au voisinage de l'étoile offrent en principe une épaisseur nucléaire insuffisante pour stopper les ejecta. Ces derniers interagiront donc principalement dans le MIS local, vierge de tout enrichissement récent.

Quant à la composition des ejecta, nous la prendrons égale à celle du dernier instant de calcul des modèles d'évolution stellaire du groupe de Genève, déjà utilisés. C'est en effet cette composition finale qui devrait être accélérée le plus efficacement par le choc interne de la supernova, sans subir de contamination par la nucléosynthèse explosive. Dans nos calculs, nous utilisons des modèles d'étoiles dont la masse initiale s'étend de 40 à 120 M_{\odot} , et dont la masse finale (au moment de l'explosion) n'est plus que de 2 à 4 M_{\odot} .

La fonction d'injection

En résumé, la fonction d'injection que nous utilisons s'écrit :

$$Q_i(E, t) = \frac{M_{>\text{th}} \mathcal{N}_A}{E_{\text{th}} (\sum n_i A_i)} \frac{\alpha - 1}{1 - (E_{\text{max}}/E_{\text{th}})^{\alpha+1}} \left(\frac{E}{E_{\text{th}}} \right)^{-\alpha} \delta(t - t_{\text{explosion}}), \quad (6.24)$$

pour $E_{\text{th}} = 2 \text{ MeV/n} \leq E \leq E_{\text{max}} = 40 \text{ MeV/n}$. Dans le cas qui nous intéresse, $\alpha = 4$.

Dans l'expression (6.24), n_i est la densité numérique de l'espèce i , donnée par les modèles d'évolution stellaire au moment de l'explosion, et $\mathcal{N}_A = 1/m_p$ est le nombre d'Avogadro. La dépendance temporelle est une simple fonction delta, qui indique que l'injection des EPs est quasi instantanée. Enfin, la constante de normalisation est telle que la masse totale des EPs au dessus de l'énergie de seuil E_{th} soit égale à $M_{>\text{th}}$.

6.3.3 Le modèle impulsif

La solution formelle de l'équation de propagation en régime impulsif

La fonction d'injection (6.24) est tout ce dont nous avons besoin pour faire tourner notre programme. Toutefois, le traitement numérique d'une fonction delta est toujours assez délicat. Mais en y regardant de plus près, il s'avère que cette fonction delta ne nous complique pas la tâche, mais nous la simplifie.

L'intégration formelle de l'équation de propagation (4.4) dans le cas d'une injection impulsive, où la dépendance temporelle se résume à une discontinuité initiale, se réduit en effet à la recherche de la fonction de Green. Celle-ci a été obtenue au § 4.2.4. Elle nous permet d'écrire directement la solution de l'équation de propagation dans le régime impulsif :

$$N_i(E, t) = \left| \frac{\dot{E}_i(E_{\text{in}})}{\dot{E}_i(E)} \right| \bar{Q}_i(E_{\text{in}}) \exp \left(- \int_{E_{\text{in}}}^E \frac{dE'}{\dot{E}_i(E') \tau_{\text{tot},i}(E')} \right), \quad (6.25)$$

où \bar{Q} est la partie non temporelle de la fonction d'injection, telle que $Q_i(E, t) = \bar{Q}_i(E) \delta(t - t_{\text{explosion}})$, et où $E_{\text{in}}(i, E, t)$ est l'énergie d'injection définie comme étant la solution de l'équation suivante :

$$\int_{E_{\text{in}}(i, E, t)}^E \frac{dE'}{\dot{E}_i(E')} = (t - t_{\text{explosion}}). \quad (6.26)$$

En d'autres termes, E_{in} est l'énergie à laquelle une particule d'espèce i a du être injectée au moment de l'explosion (à $t_{\text{explosion}}$) pour avoir l'énergie E à l'instant t , et être ainsi comptée dans le spectre $N_i(E, t)$. La solution formelle (6.25) s'interprète alors de manière immédiate : les particules présentes à l'énergie E à l'instant t sont celles qui ont été injecté à l'énergie E_{in} , pondérées simplement par leur probabilité de survie depuis l'instant d'injection, c'est-à-dire ici depuis l'explosion de l'étoile.

L'évolution du spectre des EPs

Étant donné que les pertes d'énergie dépendent à la fois de l'énergie de la particule considérée et de son espèce nucléaire, le spectre instantané des EPs et leur composition chimique va varier au cours du temps. Ce n'est rien d'autre que « l'effet de propagation » que nous avons décrit plus, à l'occasion de la première application du modèle non stationnaire. Le régime impulsif est idéal pour en étudier le mécanisme, et c'est ce que nous souhaitons faire à présent, à l'aide de deux figures illustratives.

Commençons par l'effet temporel. La figure 6.10 montre l'évolution du spectre des noyaux d'hélium énergétiques, 'sculpté' par les pertes d'énergie après leur injection dans le milieu à l'instant $t = t_{\text{explosion}}$ pris comme origine. Pour plus de clarté, nous avons prolongé le spectre au delà de E_{max} . Les courbes parlent d'elles-mêmes. On voit très nettement que les particules de plus basse énergie disparaissent rapidement, en raison des pertes par ionisation.

Notons bien qu'il ne s'agit pas de la destruction des noyaux, mais de leur dérive dans l'espace des énergies. Au cours du temps, les noyaux d'énergie E donnée sont remplacés par des noyaux qui avaient initialement une énergie supérieure, et qui étaient donc moins nombreux (vue la forme du spectre initial). Plus le temps, plus l'énergie à partir de laquelle le spectre est affecté augmente. Pour estimer l'énergie correspondant au 'décrochement' du spectre, il suffit d'égaliser le temps caractéristique de pertes d'énergie avec le temps écoulé depuis l'injection.

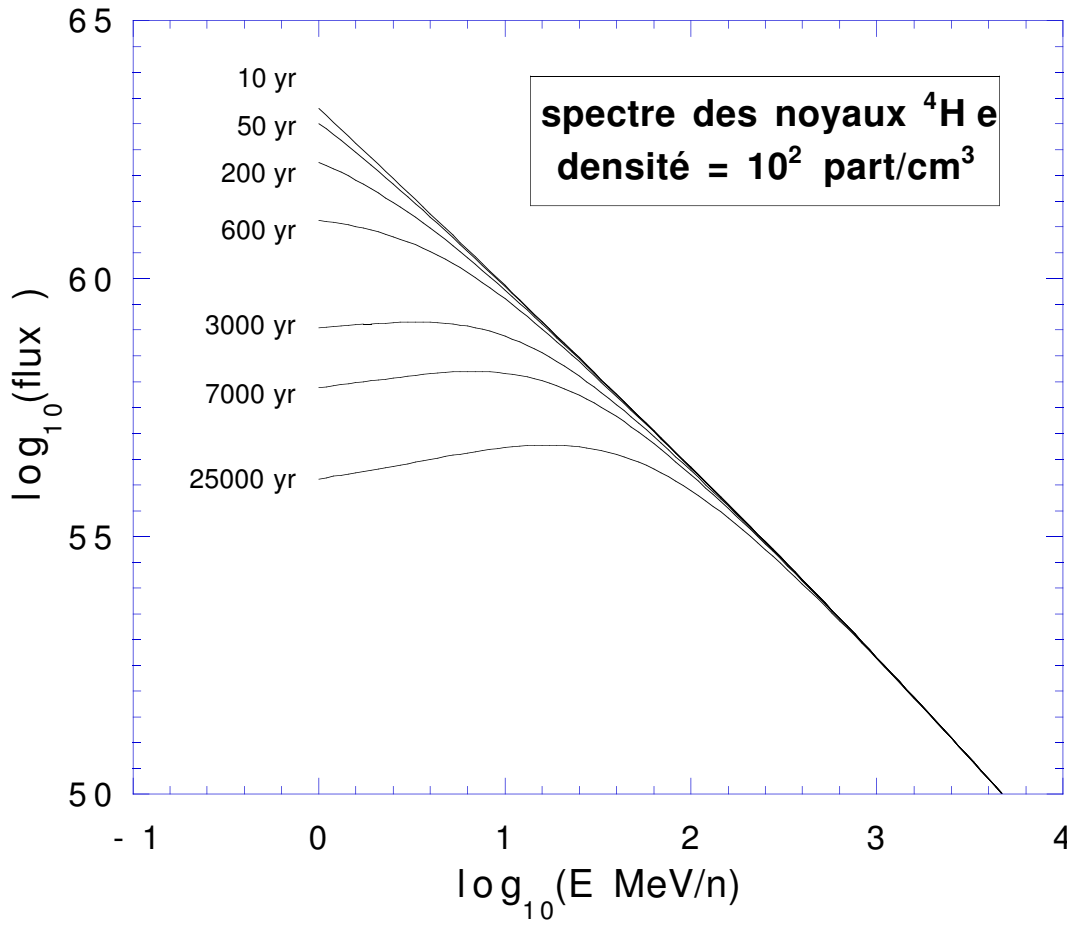


FIG. 6.10: Évolution du spectre des noyaux d'hélium énergétiques (particules α) injectés par une supernova. Les courbes sont repérées par le temps écoulé depuis l'explosion. Le spectre initial est en E^{-4} , et n'a pas été coupé sur cette figure, pour plus de clarté. La densité du milieu ambiant est de 10^2 part/cm^3 .

Bien sûr, lorsque l'injection n'est pas impulsive, cet effet doit être intégré sur toute la durée d'injection, mais le principe est le même.

L'autre effet de propagation que nous souhaitons commenter est celui différenciant les espèces nucléaires. La figure 6.11 montre le spectre des EPs à un instant donné, mais pour différents noyaux. Il apparaît que les noyaux lourds sont les plus avancés dans le processus de diminution du spectre. Ceci ne doit nullement nous étonner, puisque l'on se souvient que les pertes d'énergies sont en Z^2/A , et s'opèrent donc à un rythme plus élevé pour les noyaux les plus lourds. C'est exactement l'effet que nous avons discuté au § 6.2.5, mais la 'pureté' du régime impulsif nous permet de le montrer de manière quantitative à partir du spectre instantané des EPs.

La comparaison des figures 6.10 et 6.11 montre qu'une séquence temporelle

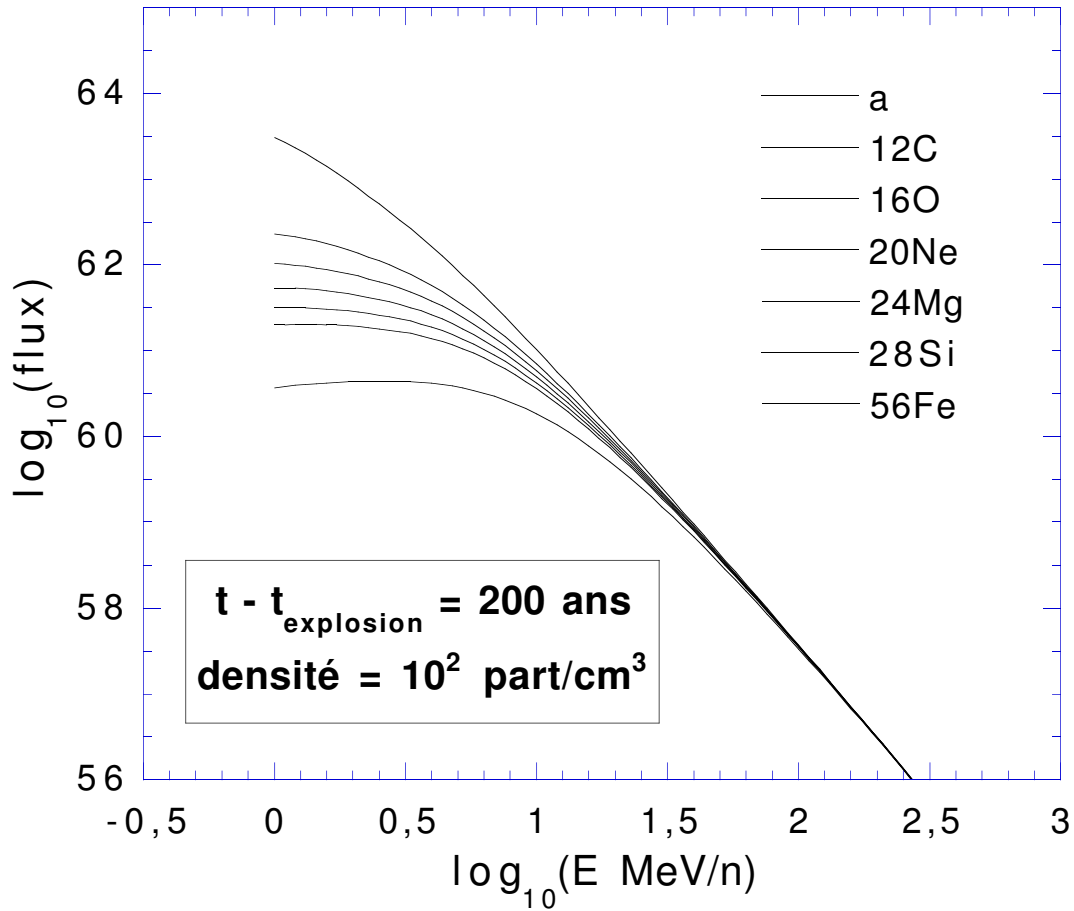


FIG. 6.11: Comparaison du spectre de différents noyaux 200 ans après leur injection par l'explosion d'une supernova. Les courbes correspondent aux différents noyaux dans l'ordre indiqué sur la figure. La densité du milieu ambiant est de 10^2 part/cm^3 .

des spectres pour un noyau donné est similaire au déploiement des spectres des différents noyaux à un instant donné. Ceci traduit simplement le fait que, du point de vue des pertes d'énergie, le temps s'écoule plus ou moins vite suivant l'espèce nucléaire considérée.

6.3.4 Les résultats

Ayant obtenu le spectre instantané dans le régime impulsif (Eq. 6.25), le reste du calcul se déroule de façon standard. On obtient donc le taux de production de rayons gamma ou de LiBeB par l'intégration suivante :

$$\frac{dN_{\gamma, \text{LiBeB}}}{dt}(t) = \sum_{i,j} \int \Phi_i(E,t) \sigma_{i,j}(E) dE \times n_j(\text{ISM}), \quad (6.27)$$

où $\Phi_i(E,t) = N_i(E,t) v(E)$ est le flux par MeV/n des noyaux de l'espèce i au temps t , $n_j(\text{ISM})$ la densité des noyaux d'espèce j dans le milieu ambiant, et $\sigma_{i,j}$ la section efficace de production de rayons γ ou de LiBeB par l'interaction d'un noyau énergétique i sur un noyau j au repos.

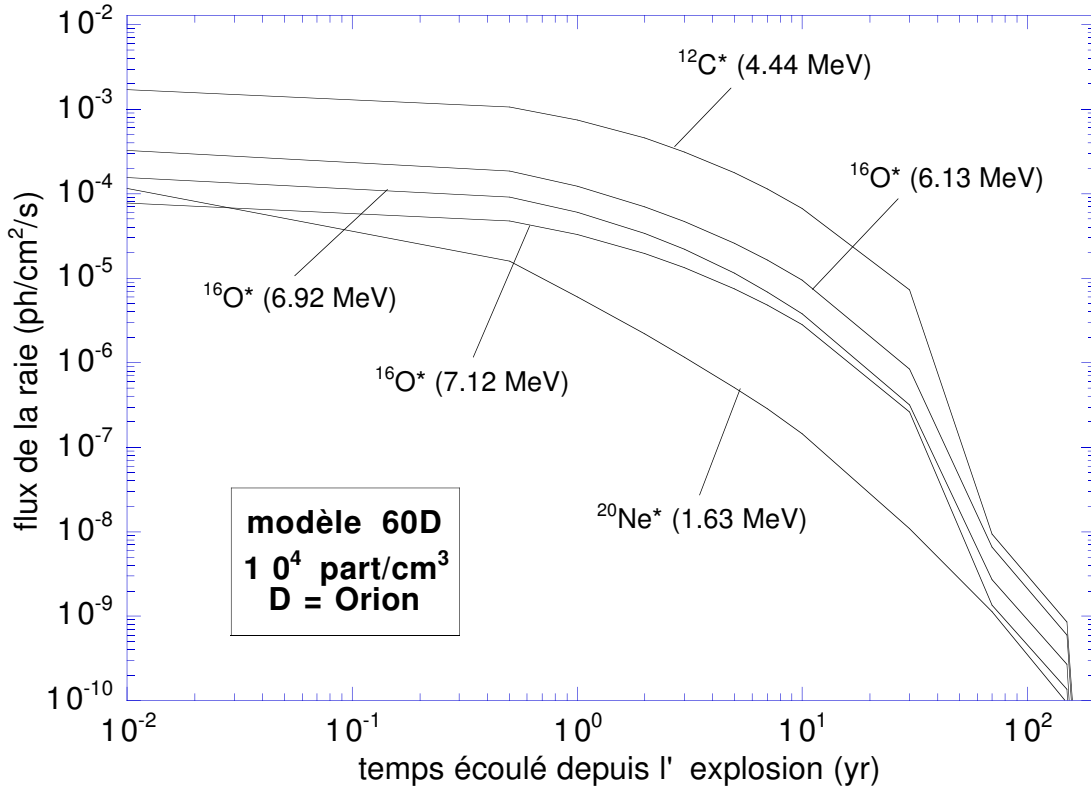


FIG. 6.12: Évolution du flux des raies γ -nucléaires les plus intenses produites par les ejecta supernucléaires d'une supernova de $60 M_{\odot}$ (modèle D), explosant dans un milieu de densité 10^4 part/cm^3 à la distance d'Orion (430 pc).

Les résultats sont présentés sur la figure (6.12). On y voit les flux gamma produits par une supernova explosant dans un milieu de 10^4 part/cm^3 situé à la distance d'Orion. L'influence de la densité est facile à déterminer, puisque l'injection est impulsive. C'est le cas opposé du cas stationnaire, pour lequel la densité ambiante n'a aucune influence. Ici, les flux gamma sont simplement proportionnels à la densité, puisque une densité double, par exemple, entraîne un nombre d'interaction double par unité de temps. Néanmoins, les pertes d'énergies étant également doubles, les flux ne seront maintenus que pendant un temps

deux fois moins long. Pour obtenir les courbes correspondant à une densité x fois plus grande, il suffit donc de multiplier les flux par x , et de contracter le temps (abscisse) par x .

La figure 6.12 montre que le mécanisme envisagé ici permet d'obtenir des flux très intenses, mais pendant un temps bref. Dans l'exemple de la figure, les flux d'Orion ($\sim 10^{-4}$ ph/cm²/s) sont obtenus pendant une vingtaine d'année, ce qui impliquerait qu'une supernova a explosé très, très récemment ! Avec un milieu 10 fois moins dense, soit 10^4 part/cm³, qui est à peu près la densité moyenne des nuages moléculaires d'Orion, on obtient des flux moins intenses, mais encore de l'ordre de ceux détectés par COMPTEL, pendant un temps un peu plus long – environ 100 ans.

D'un point de vue observationnel, le rapport de raies $^{12}\text{C}^*/^{16}\text{O}^*$ revêt une grande importance. Les raies du carbone et de l'oxygène étant les plus intenses, il devrait être le premier mesurable, et permettre de contraindre efficacement les modèles. Nous reviendrons sur ce point abondamment dans les chapitres suivants. À toutes fins utiles, la figure 6.13 montre l'évolution de ce rapport de raies après l'explosion de la supernova. On voit que ce rapport est très élevé en comparaison avec les autres modèles, et vaut entre 3 et 7 dans la période où les raies ont un flux significatif.

Concernant la production de LiBeB, nous confirmons les résultats de Fields et al. (1996) selon lesquels le rapport isotopique $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$ obtenu par ce modèle impulsif est de l'ordre de 4, c'est-à-dire conforme à la valeur mesurée dans le système solaire. Ce mécanisme est le seul capable de reproduire une valeur si élevée par des processus exclusivement nucléaires (en particulier, sans recours aux neutrinos).

Toutefois, notre modèle permet de calculer la production totale de bore par les ejecta supernucléaires. Nous obtenons quelques $10^{-9} M_{\odot}$ pour $M_{\text{th}} = 10^{-3} M_{\odot}$, et bien sûr dix fois plus pour $M_{\text{th}} = 10^{-2} M_{\odot}$. Cette quantité est tout à fait négligeable, ne serait-ce qu'en comparaison avec le modèle de la section 6.2. Aussi tenons-nous à énoncer clairement qu'il n'est pas question d'invoquer le présent mécanisme pour expliquer le rapport isotopique du bore, qui pose par ailleurs tant de problèmes. Ces problèmes ont été une des motivations du modèle développé ici, comme de celui de Fields et al. (1996), mais il faut bien reconnaître que, de ce point de vue là, ces modèles ont échoué. Qu'à cela ne tienne, voilà un argument supplémentaire en faveur des modèles de neutrino-spallation (Woosley et al., 1990; Vangioni-Flam et al., 1996; Ramaty et al., 1997c).

Pour être tout à fait prudent, il nous faut cependant signaler que le processus que nous venons d'étudier devrait se manifester dans un autre cas que celui étudié ici, c'est-à-dire d'une étoile massive perdant de la masse par des vents intenses toute au long de sa vie, et se présentant au moment de l'explosion finale avec une masse si petite que ses ejecta peuvent acquérir des vitesses supernucléaires. En effet, le même état final devrait être atteint par une étoile perdant de la masse à la faveur d'un companion dans un système binaire. Dans ce cas, le processus envisagé

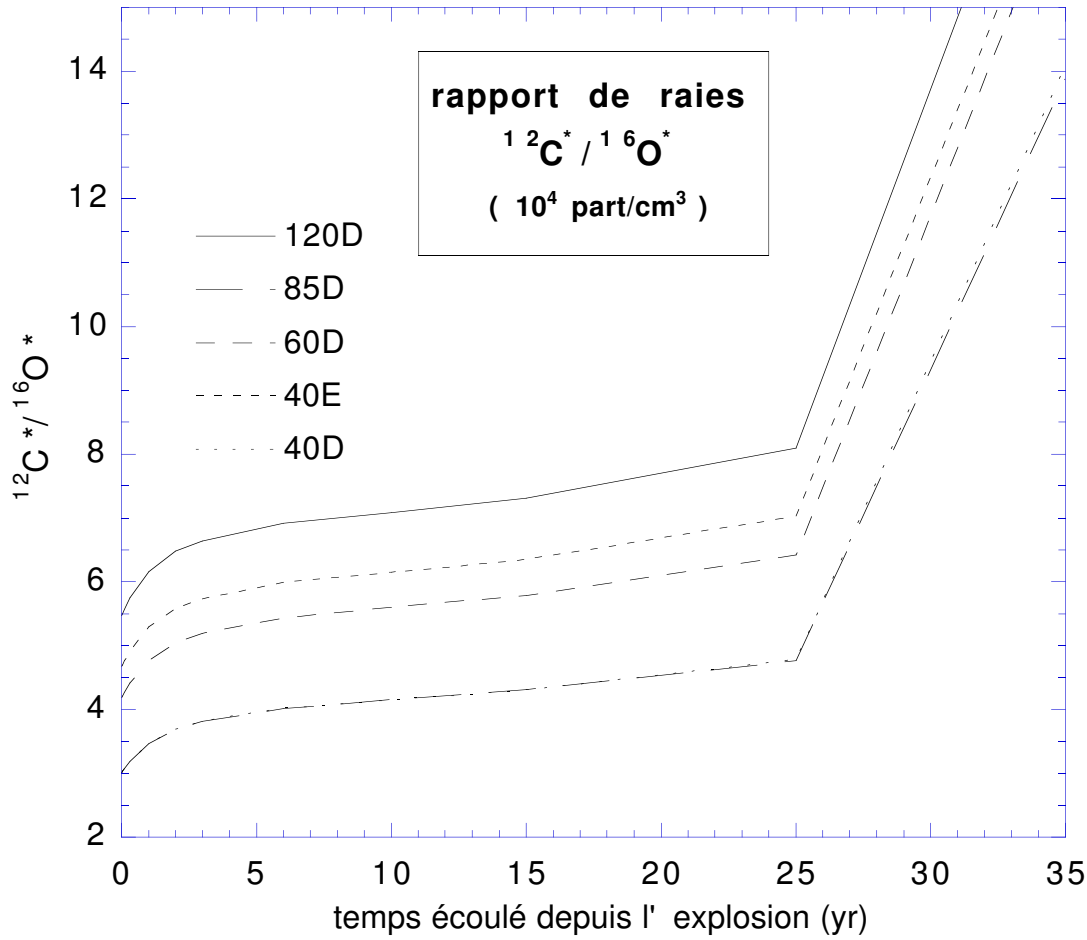


FIG. 6.13: Évolution du rapport des raies du carbone et de l'oxygène produites par les ejecta supernucléaires d'une supernova, explosant dans un milieu de densité 10^4 part/cm^3 à la distance d'Orion. Différents modèles d'évolution stellaire sont comparés, comme indiqué sur la figure.

pourrait être plus courant qu'on ne le pense, et donner lieu à une production plus importante de LiBeB. Il ne serait plus approprié, en tout cas, de comparer la quantité de LiBeB produite par les ejecta supernucléaires à celle produite par les vents supersoniques, puisque dans ce cas, il n'y aurait tout simplement pas de vent antérieur!

Avant de passer à la troisième application, nous dirons pour résumer que nos calculs indiquent que l'explosion d'une étoile massive ($M \gtrsim 40 M_{\odot}$) 'deshabillée', c'est-à-dire ayant perdu l'essentiel de sa masse par des vents ou par n'importe quel autre mécanisme, produit, dans les conditions favorables d'une densité ambiante élevée, des raies γ -nucléaires observables par INTEGRAL jusqu'à des distances de quelques parsecs. Le rapport de raie $^{12}\text{C}^*/^{16}\text{O}^*$ fournirait alors des informations précieuses sur la masse ZAMS du progéniteur. Le temps pendant

lequel ces flux sont observables ne dépasse guère quelques décennies, ce qui rend une détection très improbable. En contrepartie, en cas d'observation, l'échelle de temps d'évolution des flux serait suffisamment courte pour permettre de tester les courbes de lumière que nous prédisons.

6.4 La résurrection gamma d'une étoile massive dans un milieu dense

Nous en arrivons maintenant à la troisième application de notre modèle non stationnaire de production de raies gamma. Nous suivons la chronologie stellaire : l'étoile a vécu, elle est morte, ressuscitera-t-elle ? Il semble bien que oui. Car l'onde de choc induite par son explosion fatale prolonge après son trépas l'influence que l'étoile aura toujours su maintenir sur le milieu circumstellaire. En l'occurrence, le choc va balayer la matière environnante sur une quinzaine de parsecs, accélérant des particules qui vont pouvoir, en guise d'hommage posthume, témoigner quelque temps encore de la puissance lumineuse et mécanique de l'astre qui s'est à présent retiré du monde, se repliant jusque dans la plus secrète des circonvolutions géométriques, dans l'ailleurs physique que constitue le trou noir.

6.4.1 Le modèle

Pour calculer le flux des raies γ -nucléaires induites par l'évolution d'un reste de supernova (SNR), nous devons d'abord déterminer les paramètres de l'onde de choc. Nous les avons déjà évoqué au chapitre précédent. Considérons d'abord la phase de Sedov, pendant laquelle le choc est adiabatique et son évolution peut être décrite de manière auto-similaire. Shull (1980) donne pour l'évolution du rayon et de la vitesse du choc :

$$R_s(t) \simeq (3.1 \text{ pc}) E_{51}^{1/5} n_3^{-1/5} t_4^{2/5}, \quad (6.28)$$

$$V_s(t) \simeq (120 \text{ km/s}) E_{51}^{1/5} n_3^{-1/5} t_4^{-3/5}, \quad (6.29)$$

où E_{51} est l'énergie de l'explosion en unités de 10^{51} erg, que nous prendrons toujours égale à 1, n_3 est la densité du milieu ambiant en unités de 10^3 part/cm³, qui est la densité moyenne typique des nuages moléculaires géants, et t_4 désigne le temps écoulé depuis l'explosion de la supernova, en unités de 10^4 ans.

Si $n = 10^3$ part/cm³, $10^5 M_\odot$ sont contenues dans un cube de ~ 19 pc de côté. En reportant ce rayon dans (6.28) et en inversant l'équation, on voit que le SNR transpercera le nuage après un temps $t_4 = (19/3.1)^{5/2} \simeq 91$, soit $t_{\text{out}} \sim 9 \cdot 10^5$ yr. À cet instant là, la vitesse du choc sera tombée, d'après (6.29), à $V_{\text{out}} \sim 8$ km/s,

ce qui n'est une vitesse subsonique dans un milieu de température de l'ordre de 10^4 K.

En conséquence, un milieu de densité 10^3 part/cm³ doit pouvoir retenir le choc d'une supernova. C'est une des raisons pour lesquelles nous nous intéressons à des milieux denses. Notons qu'en réalité, la phase de Sedov s'achève bien avant que le SNR ne devienne subsonique. L'avancée de ce dernier étant beaucoup plus difficile lorsque le choc devient radiatif (non seulement parce que de l'énergie est perdue, mais aussi parce que la coquille de MIS choqué est de plus en plus lourde), les conditions de confinement au sein du nuage moléculaire sont en fait moins restrictive, de sorte qu'une densité moyenne de 10^2 part/cm³ suffit à contenir le SNR, ainsi que nous le verrons dans un instant.

Comme nous l'avons dit plus haut, le modèle d'accélération par onde de choc que nous utilisons permet de calculer le spectre et l'intensité des particules énergétiques produites, en fonction des conditions dynamiques du choc, à savoir sa vitesse (c'est-à-dire son nombre de Mach, qui détermine entre autres choses le rapport de compression au passage de la discontinuité), et son rayon (dont on prend en compte la finitude par l'intermédiaire de la « free escape boundary »).

Nous devons donc, dans un premier temps, préciser l'évolution conjointe du rayon et de la vitesse du SNR au cours du temps, pour des densités ambiantes variées. Nous utiliserons les formules (5.73) et (5.75) données à la fin du chapitre précédent. L'efficacité de l'accélération étant considérablement réduite pour des vitesses seulement légèrement supersoniques, nous considérerons que l'injection de particules cesse lorsque la vitesse du choc est tombée à 15 km/s.

Pour les densités que nous considérons, ceci se produit toujours dans la phase PMS (« chasse-neige modifiée par la pression »). En fait, plus la densité augmente, plus la phase de Sedov est de durée réduite, de sorte que la phase PMS recouvre la presque totalité de l'activité du SNR. Pendant cette phase, donc, l'exposant ζ figurant dans les relations (5.73) et (5.75) vaut 2/7, et l'on peut calculer le temps au bout duquel la vitesse est tombée à 15 km/s :

$n(\text{cm}^{-3})$	10^2	10^3	10^4	10^5
$t_{\text{fin}} (\text{yr})$	192 000	76 300	30 400	12 100

Voici maintenant, explicitement, le détail de l'évolution d'un SNR d'énergie 10^{51} erg dans un milieu de densité 10^2 part/cm³ (la première partie du tableau correspond à la phase de Sedov, et la seconde, à la phase PMS) :

$t (\text{yr})^1$	10	100	1k	3.557k
$R_s (\text{pc})$	0.31	0.79	2.0	3.3
$V_s (\text{km/s})$	12k	3.1k	780	360

	3.558k	4k	8k	16k	32k	64k	128k	256k
	3.3	3.4	4.1	5.1	6.2	7.5	9.1	11.1
	260	240	150	90	54	33	20	12

De même, voici les caractéristiques dynamiques du SNR dans un milieu de densité 10^3 part/cm^3 :

$t \text{ (yr)}^1$	1	10	100	632
$R_s \text{ (pc)}$	0.079	0.20	0.50	1.0
$V_s \text{ (km/s)}$	31k	7.8k	1.9k	640

633	1k	2k	4k	8k	16k	32k	64k	128k
1.0	1.2	1.5	1.8	2.2	2.6	3.2	3.9	4.8
460	330	200	120	74	46	28	17	10

Enfin, pour un milieu de densité 10^4 part/cm^3 :

$t \text{ (yr)}^1$	1	10	100	112
$R_s \text{ (pc)}$	0.050	0.13	0.32	0.33
$V_s \text{ (km/s)}$	19k	4.9k	1.2k	1.1k

113	500	1k	2k	4k	8k	16k	32k
0.33	0.51	0.62	0.75	0.92	1.1	1.4	1.7
820	280	170	100	63	40	25	14

Ces tableaux nous permettent de spécifier, à chaque instant, et pour chacune des trois densités choisies, le couple (R_s, V_s) , qui est l'ingrédient nécessaire au calcul du spectre des EPs par le modèle d'accélération présenté au § 6.1.4. Ils nous permettent également de préciser l'estimation faite au début de ce paragraphe, à propos du confinement du SNR dans le nuage.

Considérons une masse $M_{\text{cl}} = 10^5 M_{\odot}$ répartie uniformément dans une sphère de densité ρ_0 . Le rayon d'une telle sphère s'écrit :

$$R_{\text{cl}} = \left(\frac{M}{\frac{4}{3}\pi\rho_0} \right)^{1/3}, \quad (6.30)$$

ce qui donne 21.3 pc pour une densité $n = 10^2 \text{ cm}^{-3}$, 9.9 pc pour $n = 10^3 \text{ cm}^{-3}$, et 4.6 pc pour $n = 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Dans chaque cas, on voit que le rayon du nuage est supérieur à l'extension du SNR (cf. tableaux ci-dessus), de sorte que, dans notre modèle, nous pourrions laisser se dérouler le processus d'évolution du SNR jusqu'au bout.

À nouveau, nous devons déterminer la fonction d'injection $Q_i(E, t)$, dernière étape avant le calcul du taux de production des raies γ -nucléaires.

6.4.2 Le calcul de la fonction d'injection

Les compositions cible et source

Comme pour les applications précédentes, la composition cible sera la composition du milieu interstellaire ambiant, supposée solaire. Mais puisque l'accélération des particules se fait par balayage de ce même milieu par l'onde de choc du SNR, la composition solaire ambiante sera également celle des EPs, constante au cours du temps. Dans ce modèle, la non stationnarité viendra donc exclusivement du spectre des particules énergétiques et de leur taux d'injection.

Le spectre et le taux d'injection des EPs

Ayant déterminé l'évolution des paramètres dynamiques du SNR, nous pouvons obtenir à tout instant, c'est-à-dire pour chaque couple (R_s, V_s) , le spectre des EPs normalisé à 1 particule entrant dans le choc par seconde et par cm^2 . Ce spectre, tiré du modèle d'accélération de Don Ellison, est noté $\bar{Q}_{R,V}(E)$. Il dépend du temps, par l'intermédiaire de R_s et V_s , conformément aux tableaux d'évolution donnés ci-dessus.

En pratique, l'évolution du spectre des EPs en fonction des paramètres du choc est assez lente, et plutôt que de calculer un spectre pour chaque pas de temps, nous utilisons un spectre moyen pour chaque période d'évolution où les paramètres varient dans des proportions modestes. Pour les applications présentes, il nous a semblé suffisant de découper l'évolution du SNR en trois périodes correspondant à des vitesses de 12 000 km/s (choc rapide, dans les premiers instants), 3 000 km/s (choc de vitesse moyenne, pendant la phase intermédiaire), et 200 km/s (choc lent, pendant les phases finales de l'évolution). Ce découpage est arbitraire, mais néanmoins indicatif. Rien n'empêche d'ailleurs, pour une étude ultérieure, de suivre le SNR de manière plus fine en découplant son évolution en un grand nombre de phases, et de calculer un spectre différent pour chacune.

Les spectres que nous utilisons sont montrés sur la figure 6.14. On peut voir que l'énergie maximale atteinte par les EPs augmente avec la vitesse du choc, mais que dans la gamme d'énergie qui nous intéresse, c'est-à-dire entre 1 MeV/n et 10 GeV/n, la forme du spectre est pratiquement constante. Il s'agit d'une loi de puissance d'indice logarithmique de l'ordre de 1.4. En revanche, l'efficacité de l'accélération dépend grandement de la vitesse du choc. La normalisation des flux est ainsi réduite d'un facteur 100 environ lorsque l'on passe de la plus grande à la plus faible vitesse.

Pour déterminer complètement la fonction d'injection $Q_i(E, t)$, il nous faut maintenant déterminer le flux de particules entrant dans le choc à tout instant, afin de pondérer les spectres donnés par le modèle d'accélération. Rappelons que l'accélération est quasi instantanée pour les énergies qui nous intéressent, de sorte que le nombre de EPs injectés dans notre modèle d'injection-propagation-accélération à l'instant t , qui est par définition le nombre de EPs sortant à l'instant

t du processus d'accélération, est égale au nombre de particules du milieu ambiant entrant dans le choc à ce même instant, multiplié par l'efficacité d'accélération.

Le nombre de particules balayées par seconde par le choc étant :

$$\frac{dN_{\text{in}}}{dt} = 4\pi R_s^2(t) V_s(t) \times n_{\text{ISM}}, \quad (6.31)$$

on peut écrire la fonction d'injection du modèle comme :

$$\boxed{Q_i(E, t) = n_i 4\pi R_s^2(t) V_s(t) \bar{Q}_{R,V}(E)}, \quad (6.32)$$

où $n_i = \alpha_i n_{\text{ISM}}$ et α_i désigne l'abondance en nombre de l'espèce i dans une composition solaire.

Discussion

D'après les lois de variation de R_s et V_s au cours de l'évolution du SNR, on a $4\pi R_s^2 V_s \propto t^{1/5}$ pendant la phase Sedov, ce qui s'ignifie que le flux injecté est croissant, malgré la décroissance de la vitesse du choc, et $4\pi R_s^2 V_s \propto t^{-1/7}$ pendant la phase PMS, se qui s'ignifie que le flux injecté décroît, en dépit de l'accroissement du volume occupé par le SNR. À cette décroissance s'ajoute le fait que le choc devient de moins en moins efficace, parce que de plus en plus lent, et donc de plus en plus mou.

On peut s'interroger de même sur l'influence de la densité ambiante sur l'évolution de la fonction d'injection. Il est clair qu'à rayon et vitesse du choc donnés, une densité plus élevée implique une injection plus importante de particules dans le mécanisme d'accélération. Mais en contrepartie, le rayon et la vitesse du choc seront tous deux moins grands à un instant donné. Lequel de ces deux effets va-t-il donc l'emporter ?

Il suffit pour le savoir de se reporter aux équations (5.73) et (5.75). On a :

$$Q_i(E, t) \propto n R_s^2 V_s \propto n^{1/4} t_{\text{ad}}^{1-3\zeta}, \quad (6.33)$$

où t_{ad} marque la fin de la phase de Sedov. Sa dépendance en la densité ambiante n est donnée par (5.74). On a alors $Q_i(E, t) \propto n^{2/5}$ pendant la phase de Sedov, et $Q_i(E, t) \propto n^{1/7}$ pendant la phase PMS. Dans tous les cas, il s'avère que tant que dure l'injection, elle est plus intense dans les nuages les plus denses. Cet effet est cependant relativement modéré, surtout pendant la phase PMS, puisque le taux de particules injectées varie alors seulement en $n^{1/7}$.

6.4.3 Les résultats

Les flux gamma

La figure 6.15 montre l'évolution du flux des raies les plus intenses obtenues lors de l'évolution d'un reste de supernova dans un milieu de densité 10^4 part/cm³.

On y a représenté les trois phase d'injection, correspondant aux trois spectres de la figure 6.14. La source a été placée à la distance d'Orion, et le seuil de sensibilité d'INTEGRAL pour des raies fines est indiqué par la ligne pointillée horizontale. Toutefois, ce seuil est inférieur à celui qui prévaut pour les raies issues des processus nucléaires directs, dont la largeur est de l'ordre de 100 keV. Pour ces raies, le seuil de détection se situe autour de $3 \cdot 10^{-5}$ ph/cm⁻²/s.

Il apparaît que les raies du carbone et de l'oxygène sont à nouveau les plus intenses, malgré l'absence d'enrichissement de la composition source (celle des EPs). Dans le cas d'une source légèrement plus proche qu'Orion (telle que la région de ρ -Oph, à ~ 150 pc), les raies γ -nucléaires devraient être visibles pendant environ une centaine d'année, mais avec un délai d'environ 100 ans après l'explosion. Ceci est à comparer avec le spectre fourni par le modèle impulsif de la section précédente, où les raies étaient observables immédiatement après l'explosion, mais pendant quelques dizaines d'années seulement.

D'un point de vue qualitatif, on observe que les flux gamma augmente très rapidement pendant les premières années, en raison de l'augmentation du rayon du choc et donc du nombre de particules balayées. Puis l'augmentation se fait plus lente car, d'une part, la vitesse du choc décroît, ce qui rend moins efficace l'accélération, et d'autre part, les pertes d'énergie commencent à se faire sentir.

Dans le modèle présenté ici, nous n'avons maintenu l'injection que pendant la phase de Sedov. Ceci répond à un souci de cohérence, dans la mesure où le modèle d'accélération de Don Ellison suppose que le choc est adiabatique. Nul doute que le choc continue à accélérer pendant la phase radiative, mais sans doute de manière moins efficace, et avec un spectre non déterminé. Dans le doute, nous nous sommes abstenus, quitte à sous estimer le flux produit au delà de 112 ans après l'explosion, date de la fin de la phase de Sedov (voir plus haut le tableau correspondant). Notons enfin que pour une densité ambiante de 10^4 part/cm³, la phase de Sedov s'achève alors que la vitesse du choc est encore relativement élevée, de sorte que dans le modèle présenté ici, nous ne faisons pas usage du spectre des EPs correspondant à la vitesse la plus faible.

Raies fines et raies larges

Étant donné que les flux produits par le reste de supernova sont proches des seuils de détection d'INTEGRAL *pour les raies fines*, il est important de distinguer la composante fine et la composante large des différentes raies, afin de déterminer si oui ou non, elles sont potentiellement observables. La réponse est... oui ! Du moins dans l'hypothèse de l'explosion d'une supernova dans un milieu dense à moins de ~ 350 pc de la Terre...

En effet, en vertu de la discussion que nous avons eu plus haut, la source et la cible ayant ici la même composition (solaire), ce sont les raies fines qui dominent, ce qui facilite la détection. Reportons-nous à la figure 6.16. À l'instant initial, l'identité des milieux cible et source assure l'égalité des composantes fine

et large, en vertu de l'identité des taux de réactions directes et inverses. Puis, à mesure que le temps s'écoule, les pertes d'énergie par ionisation dans le milieu jouent un rôle de plus en plus important. Notons à cet égard que l'échelle de temps des pertes par ionisation est très réduite dans un milieu aussi dense.

Plus les pertes sont importantes, moins il reste de EPs aux énergies supernucléaires. Les noyaux lourds perdant leur énergie plus rapidement, la composante large (processus inverses) va s'éteindre doucement, laissant la composante fine (processus directs) produire la quasi totalité du flux de la raie. Cette évolution peut se voir 'en direct' sur la figure 6.16, qui constitue de ce fait un exemple intéressant illustrant les propriétés des modèles non stationnaires.

L'influence de la densité

Pour ce qui est de la variation des flux en fonction de la densité ambiante – un autre effet spécifiquement non stationnaire, nous nous reporterons à la figure 6.17. Il apparaît clairement que dans les premiers instants, lorsque les pertes d'énergie n'ont pas encore eu le temps de se manifester, le flux gamma émis est directement proportionnelle à la densité du milieu ambiant. La raison en est évidente : il y a simplement dix fois plus d'interactions nucléaires par seconde dans un milieu dix fois plus dense.

Si le taux d'injection restait constant, un équilibre s'établirait petit à petit entre cette injection et les pertes d'énergies, qui sont elles aussi directement proportionnelles à la densité ambiante. Ainsi, on verrait les courbes se rapprocher jusqu'à se confondre, le régime stationnaire étant, comme nous l'avons déjà signalé, indépendant de la densité. Cet effet est ici perturbé par le fait que le taux d'injection est lui-même dépendant du temps, mais on peut néanmoins l'observer qualitativement, en notant que les courbes finissent par se croiser. Puis, lorsque l'injection a cessé, ce sont les densités les plus faibles qui fournissent les flux les intenses, car les pertes d'énergie se font à un rythme plus lent.

Le rapport de raies

Enfin, nous montrons sur la figure 6.18 l'évolution du rapport des raies du carbone et de l'oxygène. La valeur obtenue est de l'ordre de 1 pendant toute la durée de visibilité potentielle des raies, ce qui distingue ce mécanisme du précédent, pour lequel le rapport de raies était de l'ordre de 3 à 7. Notons aussi, même si cela n'a qu'un intérêt théorique en raison de la faiblesse des flux correspondants, que le rapport $^{12}\text{C}^*/^{16}\text{O}^*$ décroît dans des proportions considérables après l'arrêt de l'injection des EPs. Cet effet, déjà rencontré dans les applications précédentes, est un effet de propagation indirect.

On ne peut invoquer ici la différence du taux de pertes d'énergie entre les deux espèces nucléaires, car leurs Z^2/A sont assez voisins. De plus, l'effet de propagation devrait jouer dans l'autre sens. En effet, ce sont les noyaux d'oxygène

qui perdent leur énergie le plus rapidement en ionisant la matière environnante. La cause de la variation du rapport de raie est à rechercher plutôt du côté des sections efficaces. À haute énergie, celles-ci favorisent en effet l'excitation de l'oxygène plutôt que celle du carbone. Lorsque les pertes d'énergies dominent l'évolution du spectre des EPs, ce dernier devient de plus en plus dur, puisque les particules de faible énergie sont les plus affectées par les pertes par ionisation. En conséquence, la production des raies gamma est dominée par les EPs de haute énergie, qui favorisent l'oxygène.

6.5 Bilan général de l'étude et discussion

Pour conclure ce chapitre, nous noterons simplement que les étoiles massives plongées au cœur de nuages denses, ou dans les globules denses de milieux plus diffus, produisent des raies γ -nucléaires observables par INTEGRAL pendant des phases spécifiques de leur vie. La durée d'observabilité potentielle est cependant réduite à quelques centaines d'années au maximum.

Outre l'intérêt astrophysique que représentent les étoiles massives, et dont nous mesurerons mieux l'ampleur à travers les applications des prochaines parties, ce chapitre nous aura montré l'intérêt particulier des modèles dépendants du temps pour aborder des problèmes concrets d'astrophysique nucléaire. De nombreux effets spécifiquement non stationnaires, tels que les effets de propagation, de densité, d'injection ou de composition source, ont été mis en lumière et discutés d'un point de vue physique, à partir des équations de propagation et des données nucléaires de base, introduites dans les chapitres 2–4.

Sans doute les flux gamma obtenus ne sont-ils pas aussi intenses que nous aurions pu l'escompter, ou que les observateurs l'eussent apprécié, mais le fait qu'une étoile seule, même dans les conditions astrophysiques les plus favorables, ne puisse donner lieu à des raies γ -nucléaires que très marginalement observables, est en soi une conclusion importante, sinon primordiale. Elle nous guide déjà vers l'idée d'un effet collectif à l'œuvre dans la constellation d'Orion, où COMPTEL a détecté une si intense émission, et d'un point de vue plus général, elle prépare le terrain théorique sur lequel se jouera l'interprétation des données de l'astronomie gamma dans les années à venir, notamment après le lancement du satellite INTEGRAL, dont nous attendons tous beaucoup.

En guise de résumé, nous présentons les principaux résultats de ce chapitre sous la forme d'un triptyque (Fig. 6.19), dont les différents volets correspondent aux trois moments de l'évolution stellaire que nous avons considéré. La signature observationnelle spécifique de chaque phase est indiquée, notamment par l'intermédiaire du rapport de raies $^{12}\text{C}^*/^{16}\text{O}^*$. En ce qui concerne la production de LiBeB, il apparaît que les trois mécanismes fournissent des rapports élémentaires et isotopiques identiques, excepté pour le délicat rapport $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$, qui est obtenu avec une valeur élevée par les ejecta supersoniques, ainsi que nous l'avons déjà

noté. La considération des rapports isotopiques n'a d'intérêt cependant qu'au regard de la production totale des différents noyaux. Il apparaît en l'occurrence que l'étoile produit beaucoup plus de LiBeB au cours de sa vie qu'après sa mort, et beaucoup plus également après sa mort que pendant cette dernière.

Nous qualifierons donc la vie de l'étoile de peu lumineuse (dans les raies γ -nucléaires), mais très industrielle (du point de vue de la production des éléments légers). La mort, elle, est la plus lumineuse, mais en pure perte pour ce qui est de la nucléosynthèse. Enfin, on enregistre un sursaut gamma post mortem, accompagné d'une production limitée de LiBeB.

Il est important de réaliser que la masse de béryllium produite pendant la phase de vents stellaires est extrêmement élevée. Vangioni-Flam et al (1996) ont estimé que si chaque étoile massive ($M \gtrsim 40 M_{\odot}$) produisait environ $10^{-6} M_{\odot}$ de béryllium, on obtiendrait, après intégration sur le temps, la totalité du béryllium galactique, soit environ $1 M_{\odot}$. Le résultat que nous avons obtenu ici semble donc en contraction avec les observations, puisque si l'on attribue une production de l'ordre de $3 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$ de ^9Be par étoile massive (cf. Fig. 6.19), on surproduit très largement cet élément dans notre galaxie.

Cette contradiction n'est cependant qu'apparante, car les calculs de ce chapitre ont été menés à partir de modèles d'évolution stellaire relatifs à des étoiles de métallicité solaire. Or au début de l'évolution chimique galactique, les étoiles étaient de métallicité quasi nulle, et n'entretenaient que des vents extrêmement faibles. Pour le dire en deux mots, les vents stellaires (du moins les vents radiatifs) sont dus à la pression qu'exerce le rayonnement de l'étoile sur les couches externes. Ce rayonnement prend appui sur les métaux, et les entraîne vers l'extérieur. Les métaux ainsi propulsés tirent à leur tour les autres éléments, dans la mesure où ils sont fortement couplés avec l'ensemble de la matière stellaire (par la pression directe, mais aussi par les forces collectives caractéristiques des plasmas). Bref, s'il n'y a pas de métaux pour initier le vent, l'étoile, même massive, ne perd pratiquement pas de masse. Ce résultat qualitatif est d'ailleurs parfaitement vérifié dans les modèles d'évolution stellaires à faible métallicité.

En conséquence, le taux de production de LiBeB que nous avons calculé dans notre première application (liée aux vents stellaires supersoniques) ne doit pas se généraliser sans précautions aux étoiles de faible métallicité, et donc aux premières phases de l'évolution chimique galactique.

Notre deuxième réserve vis à vis d'une tentation de généralisation tient à ce que nous avons considéré ici des étoiles dans un milieu dense. Ceci garantit d'une part que le système des chocs et coquilles circumstellaires décrits dans le chapitre 5 soit contenu tout entier dans le nuage parent, et d'autre part que le choc interne, celui qui reste fort tout au long de la vie de l'étoile, et qui est de ce fait le plus efficace pour l'accélération de particules, demeure relativement proche de l'étoile source. Si cette hypothèse est levée, on rencontre un phénomène bien connu des spécialistes du vent solaire, à savoir le ralentissement substantiel

de l'écoulement par les ions 'pick-up' (Vasyliunas & Siscoe, 1976). Cet effet se comprend de la manière suivante.

Les atomes neutres du milieu interstellaire peuvent pénétrer sans problème dans l'héliosphère (Gloeckler et al., 1994), car du fait même de leur neutralité électrique, ils ne sont pas sensibles aux champs magnétiques transportés par le vent solaire. Mais en s'approchant du soleil, ils sont ionisés par le rayonnement solaire ou par un échange de charge avec les ions du milieu interplanétaire, et se trouvent alors pris par le vent solaire. Le bilan de ce mécanisme d'ionisation dans le vent solaire d'atomes initialement neutres est une augmentation de la masse poussée par le vent, ainsi qu'une perte d'énergie égale au potentiel d'ionisation multiplié par le nombre d'ions 'pick-up'. Il en résulte un ralentissement du vent solaire qui, transposé dans notre contexte, équivaut à un ralentissement du choc circumstellaire, et donc à une diminution du nombre de Mach, dont la conséquence immédiate est une diminution de l'efficacité d'accélération.

En conclusion, il y a tout lieu de penser que les vents stellaires sont beaucoup moins efficaces pour la production de LiBeB dans un milieu dilué que dans un milieu dense. Or la plupart des étoiles, même massives, ont le temps de dériver hors de leur nuage géniteur au cours des quelques millions d'années de leur vie. Une vitesse relative de 10 km/s par rapport au milieu interstellaire local suffit en effet à les porter à une distance de 40 pc en $4 \cdot 10^6$ ans, soit probablement en bordure de nuage, où la densité n'est pas si élevée que dans les régions les plus intimes connaissant une intense activité de formation d'étoile.

Voilà donc deux raisons (effet de métallicité et effet de densité) de penser que le taux de production de LiBeB que nous avons calculé ici ne se généralise pas à l'échelle de l'évolution chimique galactique.

Cependant ces deux effets ne s'appliquent pas au troisième volet de notre étude. La métallicité de l'étoile mère, en effet, est sans conséquence sur la violence de l'explosion. Une énergie d'environ 10^{51} erg sera de toute façon libérée, et produira la même onde de choc dans le MIS, pareillement capable d'accélérer des particules et, in fine, de produire du LiBeB. Quant à l'effet de densité, il ne peut se transposer au cas de l'évolution d'un SNR. Nous avons montré que l'injection de particules au sein du mécanisme d'accélération ne variait avec la densité ambiante qu'en $n^{1/7}$, ce qui est relativement négligeable.

En conclusion, il semble que l'estimation de $\sim 3 \cdot 10^{-7} M_{\odot}$ de ^9Be produites par le SNR soit plus aisément généralisable. Il se pourrait alors que cette composante joue un rôle important dans l'évolution de l'abondance du LiBeB dans la Galaxie. Toutefois, ceci mérite une étude plus approfondie, d'autant plus que la composition des EPs est dans ce cas celle du MIS, ce qui conduit à un processus secondaire, où le LiBeB augmente comme le carré de la métallicité, en contraction avec les observations. Nous reviendrons plus tard sur ce point important.

Retenons simplement que la prise en compte des effets de métallicité dans les modèles d'évolution chimique est toujours un problème délicat, qui mérite une

étude spécifique très soignée. Le temps nous a manqué jusqu'à présent pour la poursuivre, c'est pourquoi nous nous imposons une certaine réserve sur cet aspect de nos modèles. Nul doute cependant qu'ils permettent des calculs qui, à terme, devraient porter leur fruits dans le domaine de la nucléosynthèse spallative en général, et dans celle des éléments légers en particulier.

Nous refermons donc cette page, qui vit se mettre en œuvre les premières applications de notre modèle non stationnaire, et nous en venons maintenant à l'application astrophysique principale de cette thèse, à savoir l'identification d'un modèle théorique général de l'émission gamma d'Orion, et l'étude de ses conséquences pour l'astronomie gamma présente et future.

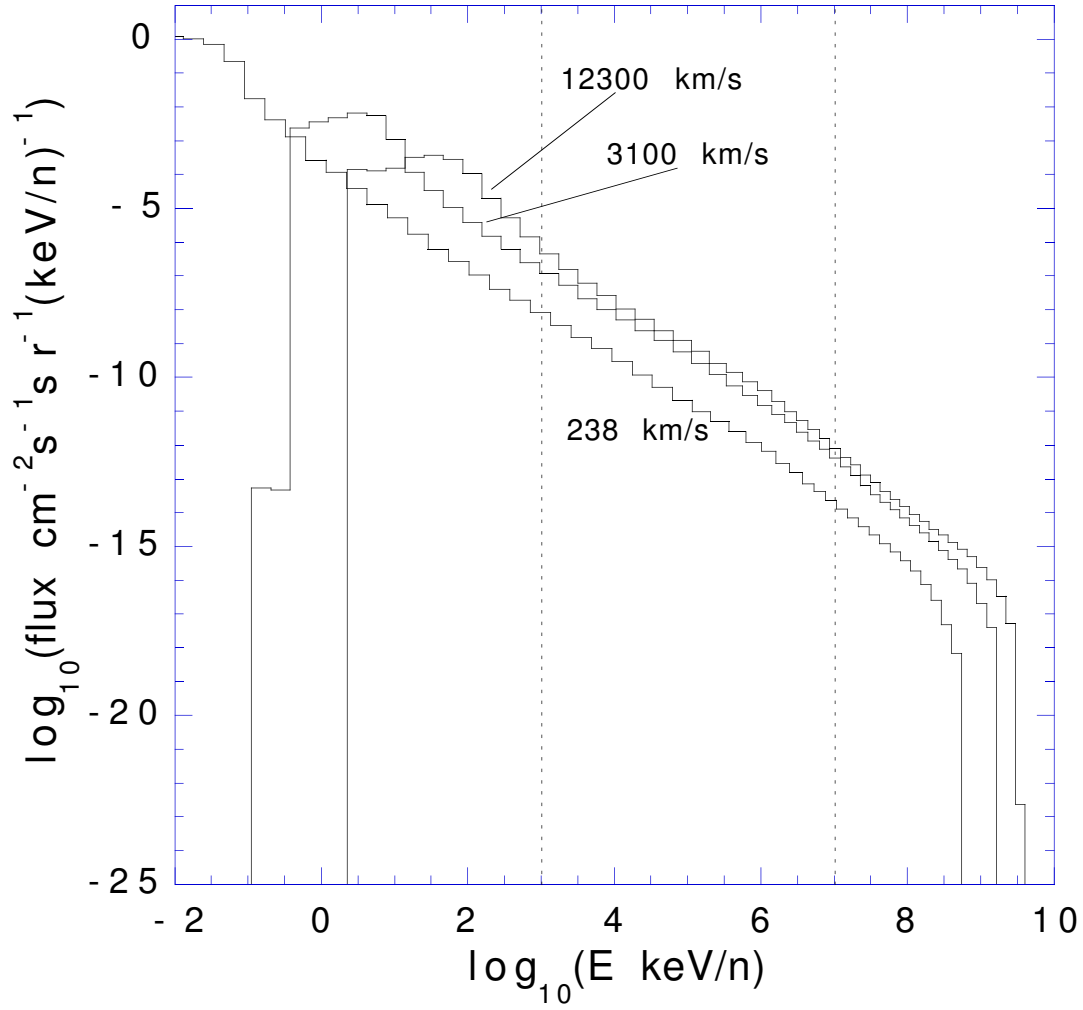


FIG. 6.14: *Spectre des EPs accélérés par une onde de choc pour trois vitesses différentes du front d'onde. Le rayon du choc est fixé par le modèle d'évolution d'un SNR dans un milieu de 10^2 part/cm^3 . Les spectres sont normalisés à une particule entrant dans le choc par cm^2 et par seconde.*

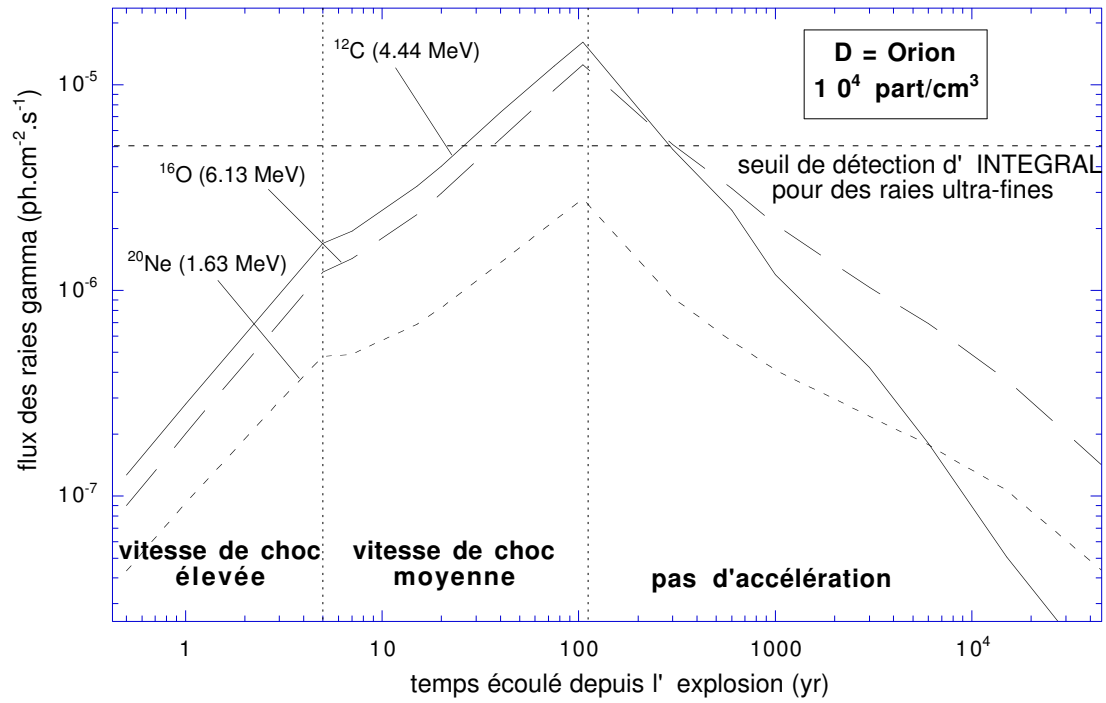


FIG. 6.15: Évolution du flux gamma dans les raies les plus intenses induites par l'expansion d'un reste de supernova dans un milieu de densité 10^4 part/cm³. La source est placée à la distance d'Orion. Le seuil de détection par le satellite INTEGRAL est représenté, ainsi que les différentes phases d'injection des particules énergétiques.

FIG. 6.16: *Comparaison des composantes fine et large de la raie du ^{12}C induite par l'expansion d'un reste de supernova dans un milieu de densité 10^4 part/cm^3 . La source est placée à la distance d'Orion.*

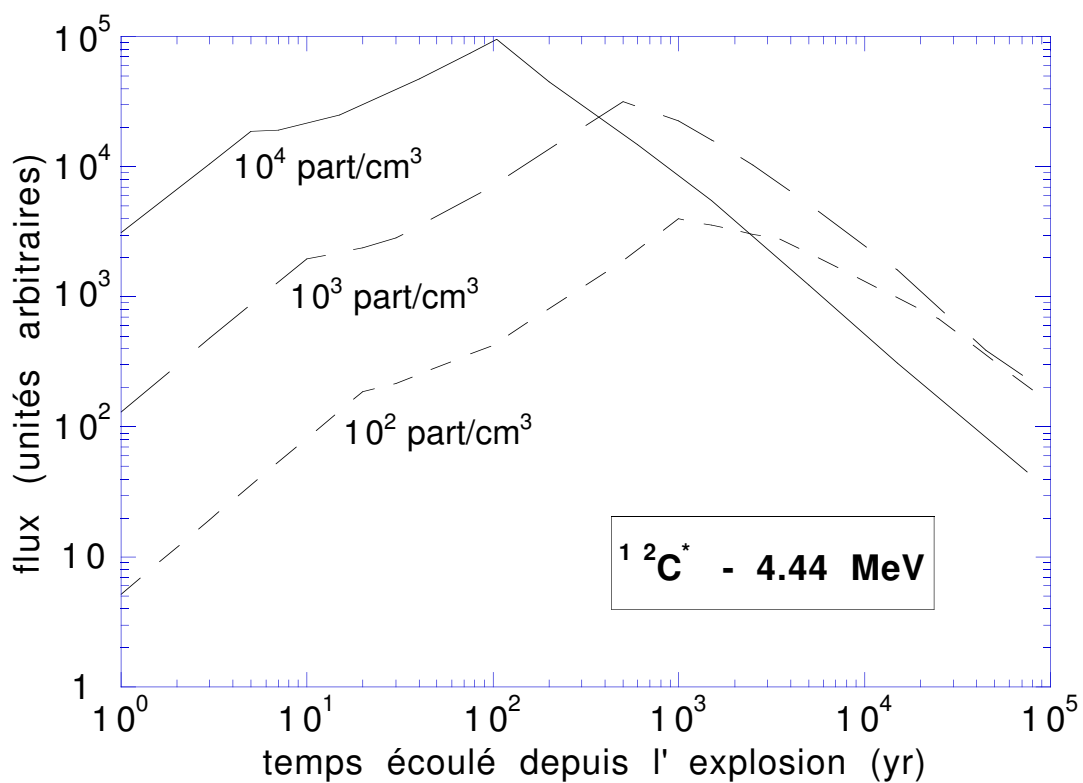


FIG. 6.17: Évolution du flux de la raie du ^{12}C induite par l'expansion d'un reste de supernova dans des milieux de différentes densités. La source est placée à la distance d'Orion.

FIG. 6.18: *Évolution du rapport des raies du ^{12}C et de l' ^{16}O induites par l'expansion d'un reste de supernova dans un milieu de densité 10^4 part/cm^3 . La courbe du bas tient compte du flux dans les trois raies de l'oxygène, tandis que celle du haut ne tient compte que de la raie principale, à 6.13 MeV .*

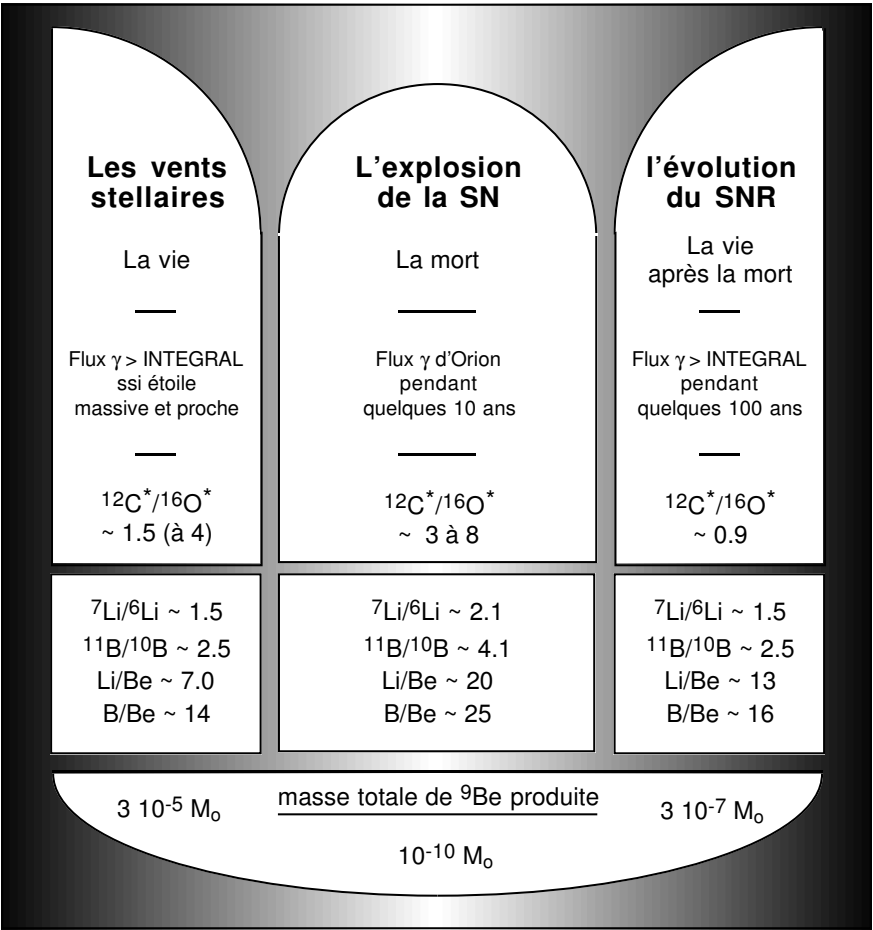


FIG. 6.19: *Triptyque stellaire regroupant les principaux résultats du présent chapitre.*

Troisième partie

L'émission gamma d'Orion. Vers un modèle complet et cohérent

Chapitre 7

Modèle théorique de l'émission gamma d'Orion

Résumé

Ce chapitre est dévolu à l'étude du rayonnement gamma détecté par COMPTEL dans la constellation d'Orion. Nous présentons d'abord les données brutes, puis nous en tirons les premières conséquences phénoménologiques, sur la base d'idées physiques générales et de calculs en mode stationnaire. Enfin, nous proposons un modèle astrophysique complet, décrivant non seulement l'interaction de particules énergétiques dans les nuages d'Orion, mais également leur accélération et leur transport jusqu'au lieu d'interaction. Pour cela, nous nous appuyons sur des données observationnelles précises relatives aux nuages moléculaires d'Orion, aux associations OB qui leur sont associées, ainsi qu'à la superbulle Orion-Éridan. Notre modèle rend compte de l'ensemble des observations de manière naturelle et cohérente, et considère avec un soin particulier les problèmes d'énergétique. Il a fait l'objet d'une publication dans le journal A&A (Parizot, 1998) et d'une communication au congrès *CGRO* qui s'est tenu à Williamsburg (USA) en mai 1997 (Parizot, 1997). Notons enfin que le modèle décrit ici suggère certaines généralisations qui seront présentées dans le chapitre suivant.

7.1 L'émission gamma d'Orion

7.1.1 Introduction

En avril 1991, fut mis sur orbite par la navette spatiale américaine un observatoire gamma nommé *CGRO* (*Compton Gamma Ray Observatory*). À son bord, quatre instruments : OSSE, COMPTEL, EGRET et BATSE. Comme son nom l'indique, BATSE (Burst And Transient Source Experiment) est dévolu à la recherche et à l'étude des sources gamma éruptives et transitoires, et il ne nous

intéressera guère ici. En revanche, chacun des trois autres instruments aura son rôle à jouer dans notre histoire.

1. OSSE (Oriented Scintillation Spectroscopy Experiment) est un spectromètre à scintillation couvrant la bande d'énergie allant de 50 keV à 10 MeV, avec un champ de vue de $3.8^\circ \times 11.4^\circ$ (Johnson et al., 1993).
2. COMPTEL (COMPTon TELEscope) est un télescope utilisant l'effet Compton (diffusion d'un photon sur un électron), sensible dans la bande 0.75–10 MeV, avec une résolution spectrale allant d'environ 10% FWHM aux énergies les plus basses, jusqu'à environ 5% vers 10 MeV (Schoenfelder et al., 1993). Il permet en outre une imagerie à large champ (de rayon $\sim 30^\circ$) avec une résolution angulaire de 1 à 3° .
3. EGRET (Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope) est une expérience de chambre à étincelles classique, sensible aux photons d'énergie supérieure à environ 20 MeV, et jusqu'à environ 30 GeV (Thomson et al., 1993).

Ce qui nous concerne ici, c'est la détection faite par COMPTEL d'un flux intense de rayons gamma dans la région d'Orion/Monoceros (Bloemen et al., 1994), dont la carte d'émission montre une corrélation globale pour le moins suggestive avec les nuages moléculaires Orion A, Orion B et MonR2. Nous expliciterons plus bas les données précises relatives à cette observation, et tenterons d'en éclaircir les implications théoriques et de proposer pour elle un modèle astrophysique cohérent. Mais auparavant, il nous semble juste d'aborder la question somme toute cruciale de la validité même de ces observations dont nous tâcherons ensuite de rendre compte.

7.1.2 Faut-il douter des observations ?

Le lecteur qui n'aurait pas suivi les divers rebondissements de 'l'affaire Orion', que nous tenterons ici d'élucider, trouvera sans doute étrange que nous commençons ce chapitre en insinuant que les données puissent être sujettes à caution. Mais après tout, il n'y pas lieu de craindre, en principe, une telle question. Et puisqu'en outre elle fut effectivement posée, il serait malhonnête de l'éluder, ou de feindre de l'ignorer.

Il faut dire pour commencer que l'intensité du rayonnement gamma détecté dans Orion a constitué une véritable surprise au sein de la communauté astrophysique concernée. Il fut réalisé immédiatement que ces observations impliquaient une énergétique très imposante, et en tout état de cause, insoupçonnée. Puis lorsque l'on procéda aux premières analyses théoriques, on put mesurer à quel point l'émission gamma d'Orion était différente, par nature, des autres émissions observées jusqu'alors, depuis les flares solaires jusqu'au fond continu galactique. En particulier, aucune des contreparties habituelles accompagnant

les émissions de rayons gamma n'était ici présente. Nous reviendrons en détail sur ce point par la suite.

Devant la difficulté de construire un modèle astrophysique complet et cohérent de l'émission d'Orion, rendant compte non seulement de sa phénoménologie, mais également de son énergétique, il nous semble finalement assez naturel que l'on s'interrogeât sur la véracité même du problème posé. Sans doute eût-il même été déraisonnable de ne pas le faire...

Car la détection ne fut jamais confirmée de manière indépendante, c'est-à-dire par un autre instrument. OSSE a pourtant observé la même région du ciel, mais il n'a rien vu (Murphy et al., 1996). Pourquoi? Peut-être parce qu'il n'y a rien, ont dû penser certains. Mais peut-être aussi tout simplement parce que la source est étendue, ainsi que l'indiquent les données de COMPTEL. L'on sait en effet que la sensibilité d'OSSE se trouve notablement réduite dans ce cas. Ainsi, en l'occurrence, l'absence de preuve ne peut constituer une preuve d'absence (de source). Et puis, même si les observations de COMPTEL et d'OSSE étaient en contradiction directe (ce qui n'est pas le cas), pourquoi donner plus de crédit à l'une qu'à l'autre?

Il n'empêche, une confirmation aurait été la bienvenue, ne serait-ce que par la détection de la raie à 511 keV (hors du domaine de sensibilité de COMPTEL), et cette confirmation n'est pas venue¹. Le doute était donc permis et, inévitablement renforcé par les difficultés d'interprétation théorique, il fut exprimé – au moins en privé. C'est pour cette raison que nous avons tenu à aborder la question dès le départ, quitte à jeter le trouble. Au moins cela nous laisse-t-il une chance de le dissiper.

Car la situation nous semble assez différente aujourd'hui. D'abord, sur le plan théorique, nous pensons avoir proposé un modèle qui, même s'il peut contenir également des zones d'ombres qui nous ont échappé, rend finalement compte de l'ensemble des observations de manière cohérente, et somme toute assez naturelle compte tenu de ce que l'on sait d'Orion, de la superbulle Orion-Éridan voisine et des mécanismes d'accélération associés. Ceci devrait relâcher quelque peu la pression théorique qui s'exerçait jusqu'alors autour de l'analyse des données, et qui tendait à éveiller plutôt la suspicion que la confiance. Qu'on le veuille ou non, il est plus difficile d'accepter une réalité que l'on ne peut expliquer, plutôt qu'une observation, en fait erronée, mais pour laquelle on pourrait proposer une dizaine d'explications raisonnables.

En d'autres termes, le degré de confiance que l'on peut avoir en des données ne se fonde pas toujours sur des critères intrinsèques, tels que l'estimation de l'erreur statistique, la fiabilité des routines de déconvolution, ou le soin apporté au dépouillement. En l'occurrence, la plausibilité du résultat pèse d'un poids non

1. Le mot confirmation n'est d'ailleurs pas employé ici de manière véritablement rigoureuse, car même la détection d'une émission à 511 keV n'aurait permis d'attester les données de COMPTEL. Disons qu'elle aurait apporté la confirmation, « du point de vue psychologique », que quelque chose de notable se passait dans Orion, de l'ordre d'une intense activité gamma.

négligeable dans la balance.

Mais la meilleure raison d'accorder foi aux observations de COMPTEL, nous semble-t-il, est ce que nous pourrions appeler leur auto-confirimation. Car enfin les observations ont été maintes fois répétées, et l'accumulation des données n'a jamais altéré la conclusion initiale, à savoir que des rayons gamma d'énergie comprise entre 3 et 7 MeV sont détectés en provenance d'Orion avec un flux de $\sim 10^{-4} \text{ phcm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (Bloemen et al., 1994; Bloemen et al., 1997). Elle l'a même renforcée jusqu'à une confiance de 9σ , en rassemblant toutes les données depuis 1991 jusqu'en avril 1996.

De l'existence réelle d'une émission gamma entre 3 et 7 MeV (à 9σ !), nous pensons que personne ne doute plus guère à présent. Nous espérons également que notre modèle, en rendant cette observation à nouveau plausible, aidera à considérer d'un œil plus objectif l'ensemble des résultats obtenus par COMPTEL, et permettra que l'on s'en remette à des considérations plus exclusivement observationnelles pour estimer ce qui, dans les données, peut véritablement être considéré comme fermement établi.

Signalons par ailleurs que la puissante source du Crabe ainsi que l'AGN PKS 0528+134 figurent tous deux dans le champ de vision de COMPTEL autour de la région Orion/Monoceros, et que COMPTEL obtient pour ces deux sources des flux compatibles avec les valeurs publiées (Bloemen et al., 1997). Même s'il s'agit là de sources ponctuelles, ce qui rend la déconvolution des données de COMPTEL plus aisée, cela devrait plutôt inspirer confiance...

Afin de ne pas trop alourdir la présentation, nous en resterons là pour cette discussion introductive, que nous n'avons pas voulue polémique, mais simplement honnête. Nous allons en venir maintenant à l'analyse des données proprement dites, et nous prendrons soin d'indiquer à chaque fois qu'une conclusion sera tirée, ce que nous pouvons considérer comme très ferme (du moins à notre avis), et ce qui n'est encore que préliminaire.

7.1.3 Les données brutes

La figure 7.1, tirée de Bloemen & Bykov (1997) montre l'image « maximum d'entropie » de l'émission gamma de la région d'Orion/Monoceros dans la bande 3–7 MeV. Cette émission est représentée par les contours en traits fins, et révèle une excellente corrélation globale avec les nuages moléculaires Orion A, Orion B et MonR2, matérialisés sur la figure par les contours épais, qui traduisent les observations CO.

Un mot sur la déconvolution des données

Le terme « maximum d'entropie » fait référence à la méthode de déconvolution des données. Rappelons qu'un télescope COMPTON, fondamentalement, fournit des images dans un *espace des données* différent de l'espace géométrique dans

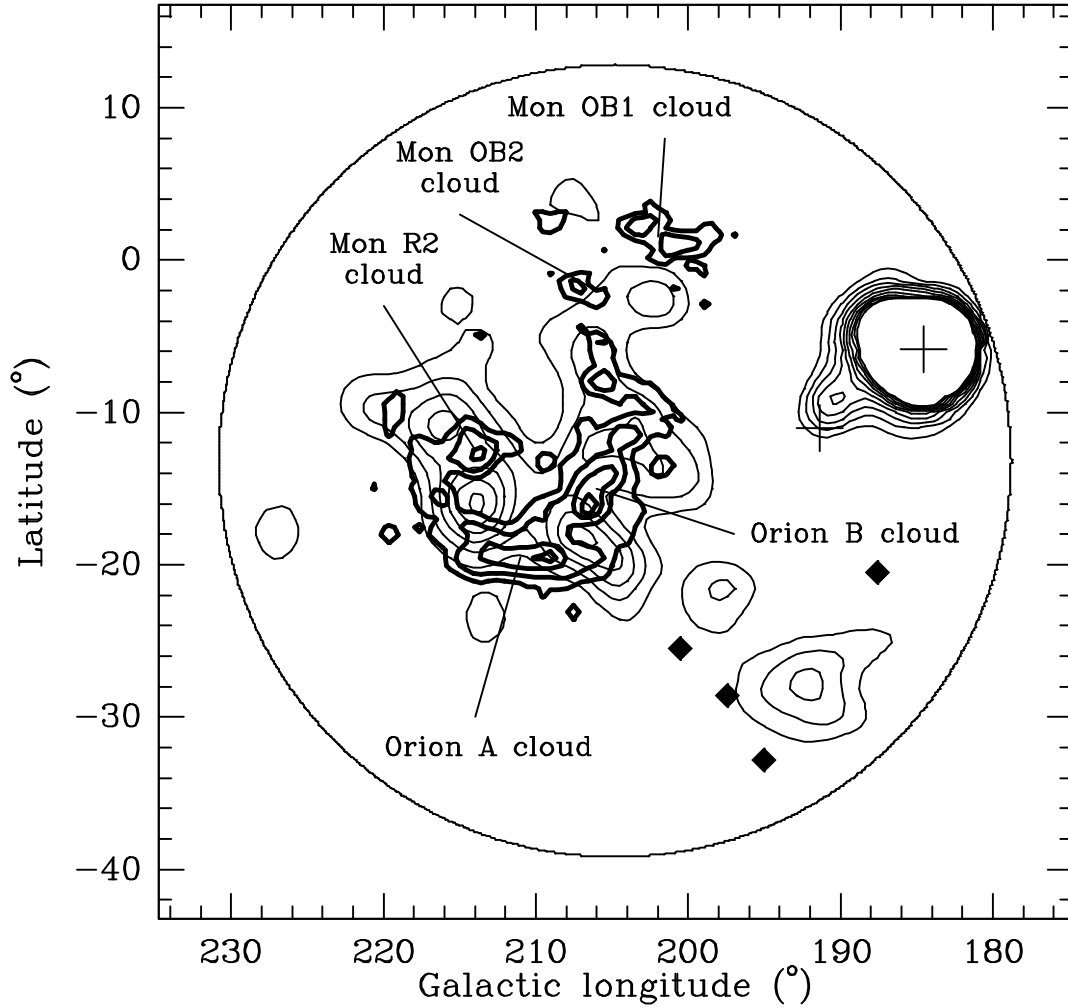


FIG. 7.1: Image ‘maximum d’entropie’ de l’émission gamma (traits fins) de la région Orion/Monoceros, obtenue par COMPTEL dans la bande 3–7 MeV. Les contours épais montrent les observations CO des nuages moléculaires d’Orion et de Monoceros, non convolués par la PSF de COMPTEL. La source intense apparaissant sur la droite de l’image n’est rien d’autre que le Crabe, matérialisé par une croix. L’autre croix, et la source plus faible associée, correspondent à l’AGN PKS 0528 + 134. Quatre autres candidats AGN identifiés par EGRET dans ce champ de vue ont également été représentés par des carrés noirs. Ils pourraient être responsables de l’émission située en $\sim (195^\circ, -25^\circ)$.

lequel se trouvent les sources. L'obtention de cartes d'émission classiques requiert donc l'utilisation d'une méthode adéquate, permettant de passer de l'espace des données à l'espace astrophysique, à savoir le ciel. Malheureusement, une telle transformation est non seulement difficile, mais non univoque. Ne serait-ce que parce que l'espace des données possède ici plus de dimensions que le ciel.

Sans entrer dans les détails, mais pour fixer les idées, rappelons qu'un télescope Compton comporte deux couches de détecteurs. Dans la première, le photon gamma incident subit une diffusion Compton, et communique à un électron une partie de son énergie, que l'on peut mesurer. Continuant sa course, le photon atteint alors la deuxième couche de détecteurs, et y dépose le reste de son énergie incidente, que l'on mesure également. Connaissant donc, par addition, son énergie totale, on peut déduire de l'énergie perdue dans la première couche de détecteurs, l'angle de diffusion du photon. Il suffit pour cela d'appliquer la formule relative à la diffusion Compton, que nous avons donnée au chapitre 2 (Eq. 2.118). On peut la réécrire de la façon suivante :

$$\cos \Phi = 1 - \frac{m_e c^2 E_{\text{sup}}}{E_{\text{inf}}(E_{\text{sup}} + E_{\text{inf}})}, \quad (7.1)$$

où $E_{\text{sup}} = \hbar\omega - \hbar\omega'$ est l'énergie perdue par le photon dans la couche supérieure de détecteurs, et $E_{\text{inf}} = \hbar\omega'$, celle perdue dans la couche inférieure.

Mais la donnée d'un angle, dans un espace à trois dimensions, ne détermine une direction qu'à *un cône près*. Ainsi, pour chaque photon détecté, on peut estimer qu'il vient d'une infinité de directions possibles, réparties sur un cône d'espace ayant pour axe la droite représentant le parcours du photon après la diffusion (c'est-à-dire la droite reliant les deux points d'impact, dans les couches de détecteurs haute et basse), et pour demi-angle d'ouverture l'angle de diffusion Compton déterminé par l'analyse physique. Comment savoir alors d'où vient le photon ?

Pour un seul photon, on ne peut pas, mais si l'on reçoit mille photons venant tous du même point source, c'est facile. Il suffit superposer les cônes individuels, et l'on verra bien qu'ils possèdent tous une direction commune : celle de la source ! En pratique, bien sûr, les mesures ne sont pas parfaites, et il s'attendre à observer des points d'accumulation dans l'espace des directions sources, plutôt que intersections rigoureuses, mais le principe est assez clair.

Soit, mais nous avons supposé ici que les photons venaient tous d'une même source ponctuelle, qu'il s'agissait simplement de localiser. Dans la pratique, on ne connaît pas a priori la nature de la source, et en particulier, rien ne nous dit qu'elle soit ponctuelle. Ainsi, recevant les mille photons de l'exemple précédent, on ne peut exclure qu'ils viennent tous d'une source différente, chacune dans une direction distincte sur son propre cône de possibilités. Mais si les mille sources sont effectivement différentes, il y a fort peu de chances pour que les cônes correspondant possèdent une direction commune ! C'est possible, mais très

improbable. Or les probabilités, ça se calcule. Parmi l'infinité de configurations sources possibles, produisant la même image dans l'espace des données, on peut identifier celle qui a le poids statistique le plus grand, et la proposer comme « image la plus probable ». Tel est le principe des méthodes dites de « maximum d'entropie ».

Dans le cas où la source est étendue, l'application de la méthode est difficile, et en pratique, la déconvolution des données est 'modèle dépendante'. Ceci s'ignore que l'image obtenue, et même son flux, dépendent de l'idée a priori que l'on a de la géométrie de la source. Dans le cas d'Orion, par exemple, la corrélation de l'émission gamma avec les nuages moléculaires suggère que la source pourrait être distribuée comme le CO. On peut alors injecter cette hypothèse dans le modèle de déconvolution, et fournir la carte d'émission 'maximum d'entropie' correspondante. C'est essentiellement ce qui est fait sur la figure 7.2, tirée de Bloemen et al. (1997), où l'on voit successivement l'émission gamma 'nue', l'émission gamma avec les contours CO superposés en trait épais, et la carte obtenue après soustraction de l'image tirée de l'hypothèse que l'émission gamma est distribuée comme le CO. On voit que l'émission disparaît complètement, à l'exception d'une composante qui pourrait être associée aux nuages Mon OB1 et Mon OB2, sur laquelle nous reviendrons ultérieurement.

Les cartes de la figure 7.2 sont présentées comme de cartes de « vraisemblance maximale », et nous devons donc dire un mot de cette expression. Il s'agit à nouveau d'un terme technique, relatif à la méthode de traitement des données employée. La méthode de vraisemblance maximale s'appuie sur la méthode de maximum d'entropie, mais permet, comme nous venons de l'évoquer, de tester des hypothèses quant à la source de l'émission. Pour résumer, nous dirons que la méthode se base un modèle préalable des quantités mesurées (ici le flux gamma), contenant un certain nombre de paramètres, et détermine au sein de cette hypothèse la valeur des paramètres qui donnent la représentation la plus probable des grandeurs mesurées. Ceci est obtenu en maximisant la vraisemblance sur l'ensemble des points de l'espace des données.

Formellement, si l'hypothèse H_1 comporte p paramètres, le modèle fournit un nombre $V(H_1)$ qui donne la vraisemblance maximale des données brutes (correspondant aux valeurs optimales des paramètres au sein de cette hypothèse). Si l'on veut maintenant tester l'hypothèse H_1 en la comparant avec une hypothèse H_2 , comportant des composantes supplémentaires (par exemple des sources ponctuelles au dessus d'une émission diffuse), on reprend l'analyse précédente avec les $p + q$ paramètres de l'hypothèse H_2 , et on détermine la vraisemblance maximale $V(H_2)$. Le rapport $V(H_1)/V(H_2)$ mesure alors le support que les données apportent au modèle 1, par rapport au modèle 2.

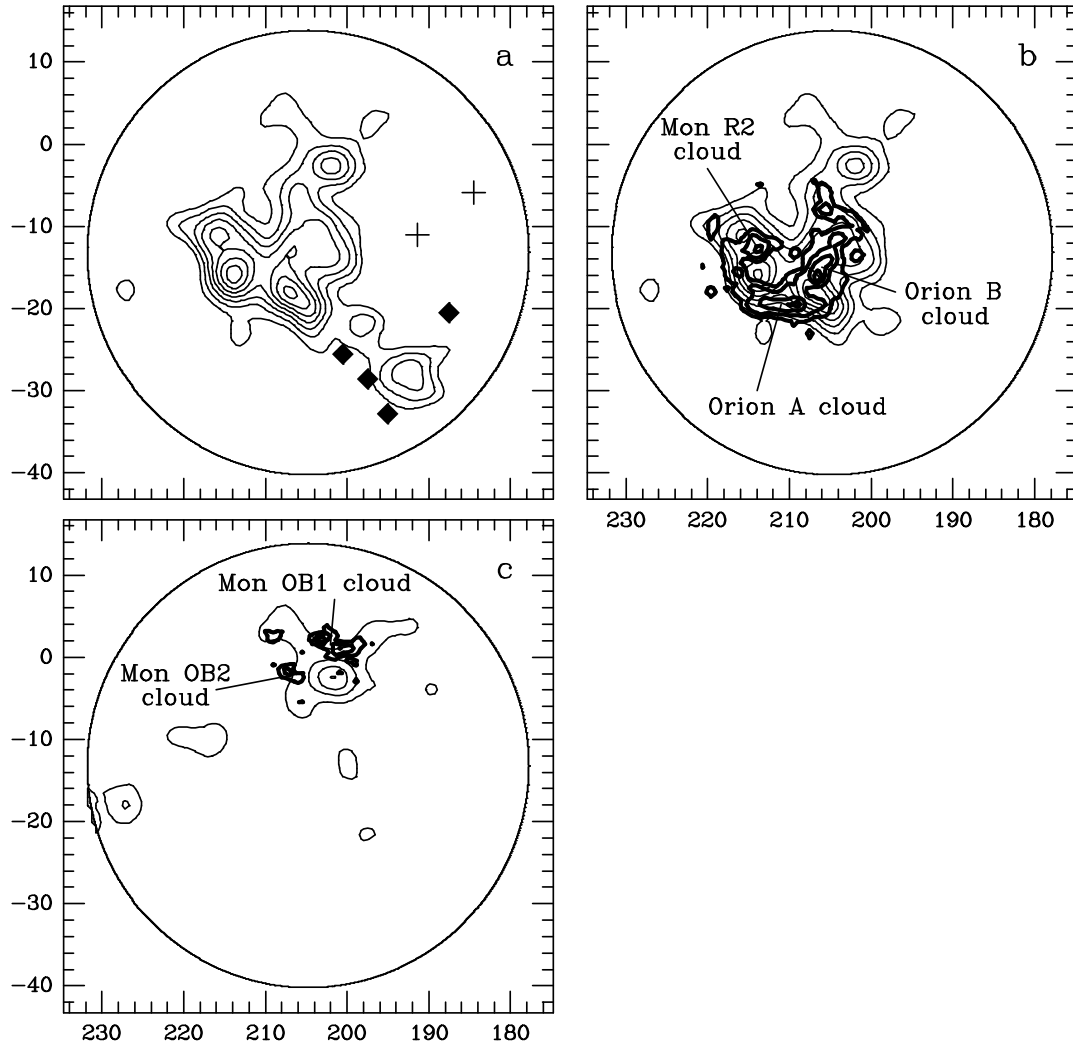


FIG. 7.2: Carte de 'vraisemblance maximale' de l'émission gamma de la région Orion/Monoceros détectée par COMPTEL dans la bande 3–7 MeV. Sur la figure b, les contours épais montrent les observations CO des nuages moléculaires d'Orion et de Monoceros. L'émission modélisée correspondante a été soustraite dans la figure c, comme indiqué dans le texte.

Les données de COMPTEL relatives à Orion

Nous avons déjà présenté la carte de l'émission entre 3 et 7 MeV (Figs. 7.1 et 7.2), de laquelle nous retiendrons principalement que la source est étendue, et qu'elle est globalement très bien corrélée avec les nuages moléculaires d'Orion (et de la Licorne). Notons que sur la figure 7.2, le Crabe et l'AGN PKS 0528 + 134 ont été inclus en tant que sources distinctes dans l'analyse de vraisemblance, et ont été soustraits des cartes.

Il est fermement établi que **l'émission ne peut provenir d'une source ponctuelle unique**. En revanche, on ne peut exclure la contribution de plusieurs sources ponctuelles réparties sur la région d'émission. Bloemen et al. (1997) ont testé cette hypothèse en ajoutant 4 sources ponctuelles au modèle calqué sur le CO. Le flux obtenu dans ce cas est de $1.28 \pm 0.15 \cdot 10^{-4} \text{ phcm}^{-2}\text{s}^{-1}$, avec un degré de confiance de 9σ . Le flux obtenu dans le cadre du modèle CO est légèrement plus faible, à savoir $1.01 \pm 0.14 \cdot 10^{-4} \text{ phcm}^{-2}\text{s}^{-1}$, en accord avec les premiers résultats publiés en 1994 avec un temps d'exposition environ quatre fois moins long (Bloemen et al., 1994).

Les incertitudes données ici ne prennent en compte que les erreurs statistiques. Il est estimé qu'une incertitude systématique additionnelle d'environ 25% ne pouvait être exclue (Bloemen et al., 1997), mais cette incertitude reste en deçà de ce qu'on peut raisonnablement attendre à ce stade d'un modèle théorique de l'émission, et elle ne nous sera guère préjudiciable. Nous retiendrons donc que **le flux détecté dans la bande 3–7 MeV est de $\sim 10^{-4} \text{ phcm}^{-2}\text{s}^{-1}$** . Ceci, de même que le caractère étendu de la source, sera considéré dorénavant comme acquis, et devra être expliqué par tout modèle astrophysique de l'émission gamma d'Orion.

L'autre information essentielle contenue dans les données de COMPTEL concerne évidemment le spectre de l'émission. La résolution spectrale de l'instrument n'est pas suffisante pour identifier de façon certaine des structures, même assez grossières, de l'ordre du MeV par exemple. COMPTEL a cependant été conçu pour fournir des flux intégrés dans quatre bandes d'énergie principales, à savoir 0.75–1 MeV, 1–3 MeV, 3–7 MeV et 7–30 MeV. Les images 'maximum d'entropie' correspondantes sont présentées sur la figure 7.3, où l'on voit sans effort que l'émission d'Orion est exclusivement concentrée dans la bande 3–7 MeV.

Des limites supérieures ont été obtenues pour les autres bandes. Elles sont présentées sur la figure 7.4, conjointement avec les données d'autres instruments. Les deux valeurs proposées pour la bande 3–7 MeV correspondent aux deux modèles ([CO] et [CO + 4 sources]) discutés plus haut. La boîte désignée par 'COMPTEL (disk)' sur la figure correspond au flux auquel on s'attend en se basant sur les valeurs typiques de l'émissivité du disque galactique, telles qu'elles peuvent être dérivées des observations de COMPTEL (Bloemen, 1997). Le spectre de l'émission gamma à plus haute énergie est également montré, à partir des données d'EGRET (Strong & Mattox, 1996) et de COS-B (Bloemen et al., 1984),

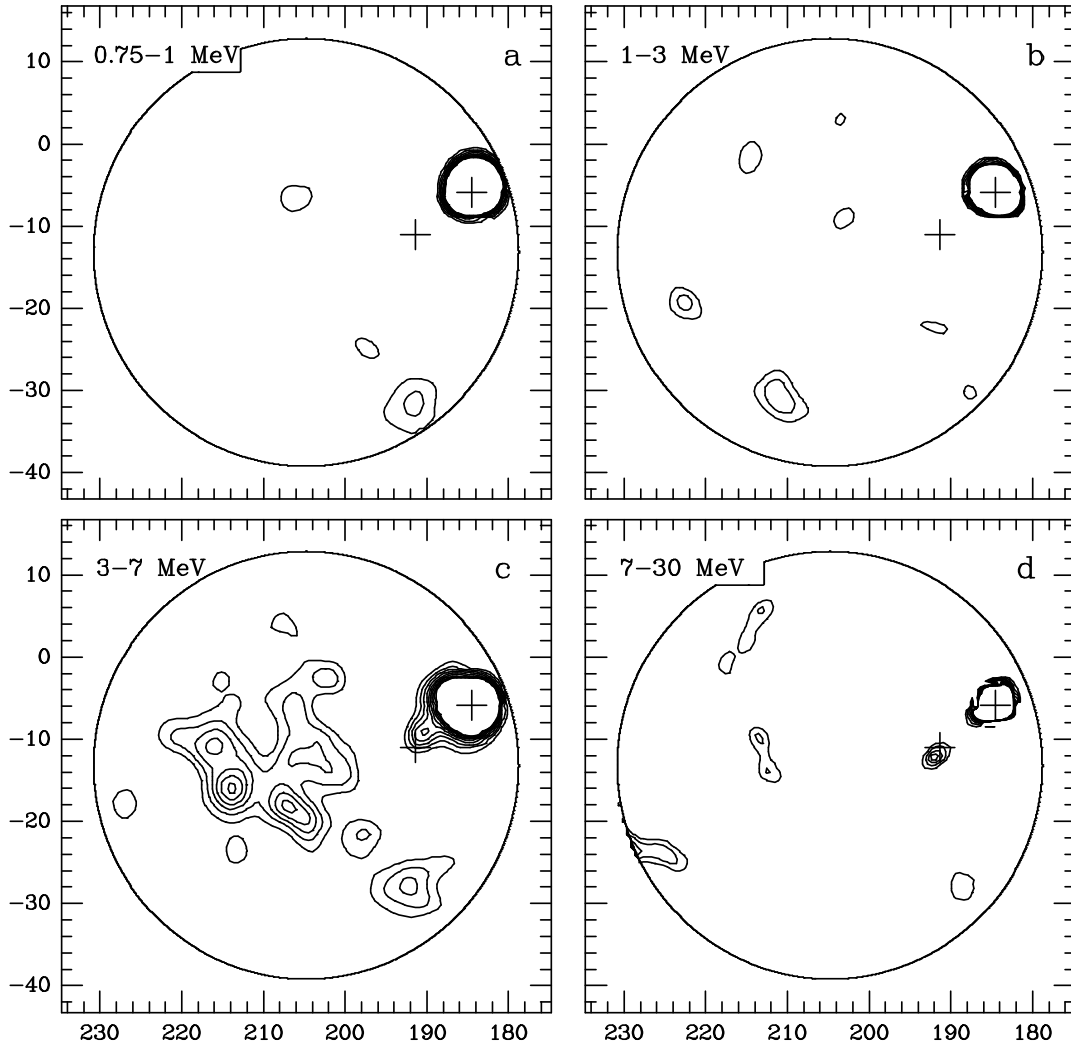


FIG. 7.3: Images ‘maximum d’entropie’ de l’émission gamma de la région Orion/Monoceros détectée par COMPTEL dans les bandes 0.75–1 MeV (a), 1–3 MeV (b), 3–7 MeV (c) et 7–30 MeV (d). Le Crabe est présent à toutes les énergies, et l’AGN PKS 0528 + 134 seulement dans les bandes les plus énergétiques. Les contours ont été choisis de telle sorte qu’une source ayant un spectre canonique en E^{-2} apparaisse de la même façon dans chaque image.

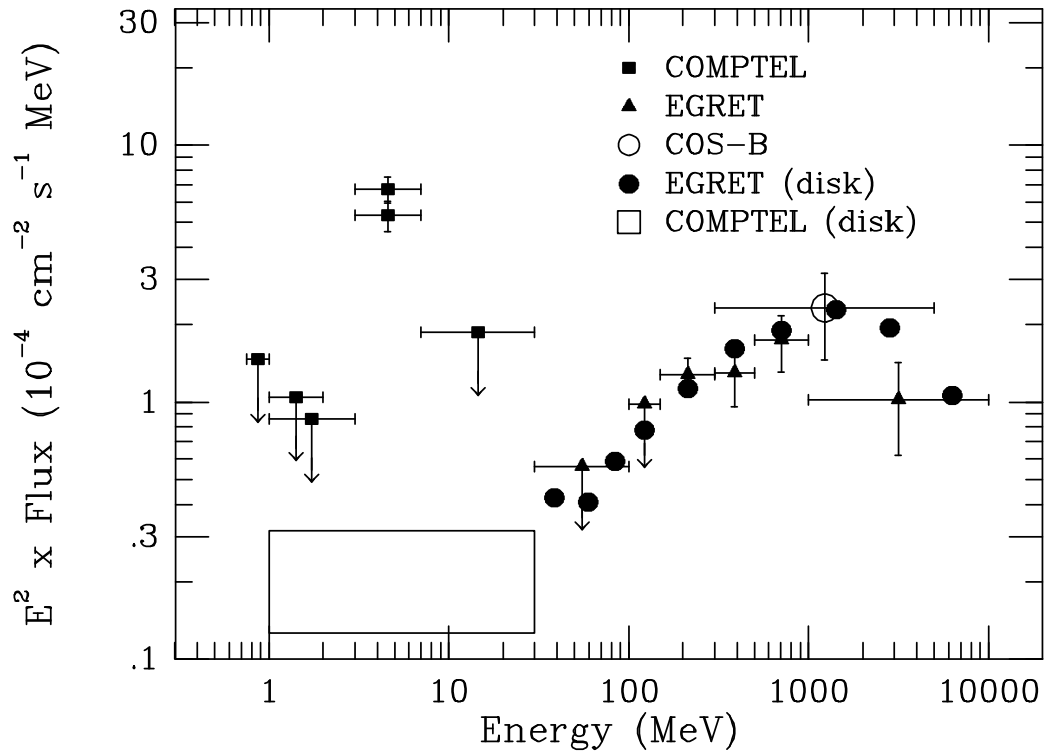


FIG. 7.4: *Spectre à large bande du complexe Orion/Mon R2. Les flux ont été multipliés par E^2 , de sorte qu'un spectre en E^{-2} apparaîtrait comme une ligne horizontale sur cette figure. Les limites supérieures sont au niveau de 2σ . Des précisions supplémentaires sont données dans le texte.*

ce qui permet de voir à quel point le flux détecté entre 3 et 7 MeV est surabondant.

Sur reviendrons sur les données d'EGRET dans un instant, mais auparavant, interrogeons un peu plus en détail le spectre fourni de COMPTEL. Comme nous l'avons dit, et comme le soulignent Bloemen et al. (1997), l'analyse fine du spectre est très délicate, et l'outil théorique et numérique de déconvolution spectrale complète n'est pas encore disponible. Une analyse préliminaire est néanmoins possible, à l'aide d'une méthode de vraisemblance maximale analogue à celle utilisée pour l'obtention des cartes d'émission, mais dans laquelle on cherche à reproduire les données à partir de modèles ayant une définition en énergie plus fine. De plus amples informations seront trouvées dans Bloemen et al. (1997).

Nous présentons le résultat de cette analyse spectrale sur la figure 7.5 (d'après la Fig. 4 de Bloemen et al., 1997). On y observe un pic au dessus de 4 MeV, qui fait inévitablement penser à la raie γ -nucléaire du ^{12}C , à 4.44 MeV, ainsi que des structures autour de 6 MeV, qui pourraient provenir de l'excitation de l' ^{16}O , presque inévitable si le ^{12}C est excité. Toutefois, sur le spectre le plus fin (mais pas forcément le plus juste!), il semble le spectre soit étendu plutôt de part et d'autre de l'énergie nominale de la raie de l'oxygène, à 6.13 MeV. Il faut également noter la présence d'un flux assez important apparemment détecté entre 3 et 4 MeV, c'est-à-dire bien en dessous de la raie du carbone.

Sur ces données spectrales, nous invitons à la plus grande prudence. En l'absence d'une procédure de déconvolution adéquate, des erreurs systématiques ne sont absolument pas exclues. En l'occurrence, il serait dangereux de considérer les spectres de la figure 7.5 avec plus d'enthousiasme que ses auteurs mêmes, qui expriment clairement leurs réserves, à ce stade de l'analyse. Nous ne chercherons donc aucunement à reproduire les détails de ce spectre, et nous nous bornerons à construire un modèle produisant le flux intégré entre 3 et 7 MeV – et bien sûr un flux inférieur aux limites données dans les autres bandes.

Cependant, puisque nous pensons, comme pratiquement toute la communauté concernée, que l'émission est due à la désexcitation des noyaux ^{12}C et ^{16}O dans les nuages d'Orion, il va de soi que l'indication d'une sous-structure spectrale au sein de la bande 3–7 MeV ne nous laisse pas indifférent. Une telle sous-structure semble assez évidente sur la figure 7.5, et même si nous entendons être prudents, et si la position et la forme des structures spectrales peuvent être amenées à changer, il paraît difficile de rendre un spectre purement continu compatible avec les données de COMPTEL.

Inversement, s'il y a effectivement des structures au sein du spectre entre 3 et 7 MeV, il est très probable qu'il s'agisse des raies du carbone et de l'oxygène (indépendamment de tout modèle théorique qui, nous le verrons, suggèrent également cette conclusion), qui sont les seules potentiellement importantes dans ce domaine d'énergie.

Nous aurons l'occasion de revenir en quelques occasions sur les détails fins du spectre, mais pour le moment, outre qu'il faille être relativement prudent, nous retiendrons qu'il semble exister des sous-structures, avec notamment un pic net

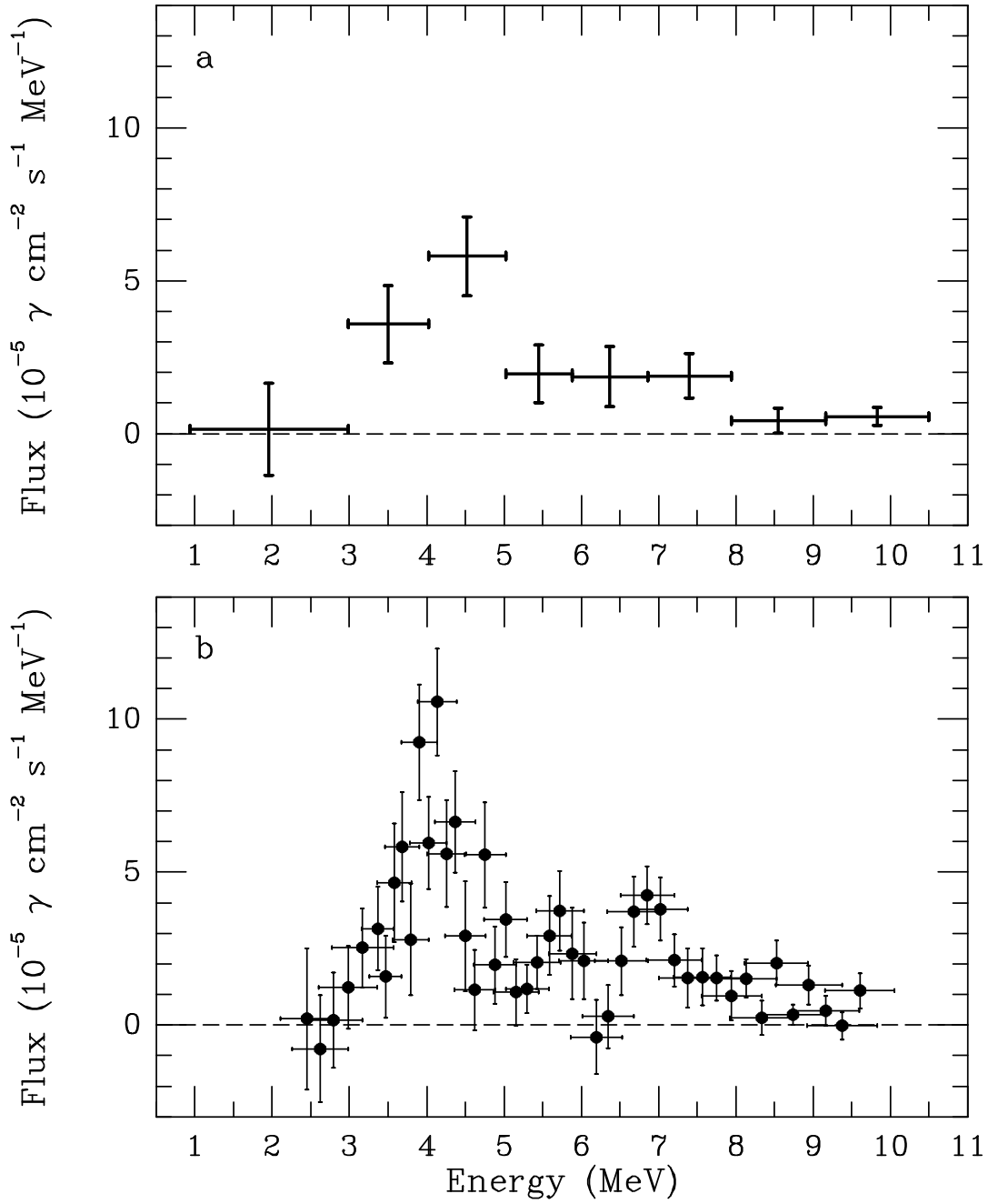


FIG. 7.5: *Spectre à bande fine du complexe Orion/Mon R2, obtenu à partir des données de COMPTEL pour deux résolutions en énergie différentes. La méthode de déconvolution étant encore incomplète, ces spectres sont uniquement indicatifs.*

autour de la raie du carbone.

Les données d'EGRET relatives à Orion

Revenant à la figure 7.4, il est primordial de noter que l'émission gamma à haute énergie détectée par EGRET dans Orion est tout à fait conforme avec ce qui était attendu, compte tenu de la masse des nuages d'Orion et de l'émissivité typique des nuages moléculaires. Il faut dire que l'émission gamma diffuse aux énergies d'EGRET est dominée par la décroissance des pions π^0 produits par l'interaction des rayons cosmiques avec le MIS (cf. Chap.2). Or le spectre et le flux de ces rayons cosmiques est bien connu au voisinage du Soleil, car les particules capables de produire des π^0 ont une énergie suffisante pour ne pas être sensibles à la modulation solaire. En supposant que les rayons cosmiques que nous observons directement forment une population relativement homogène dans la Galaxie, on peut alors calculer le taux de production de π^0 dans les nuages moléculaires et donc leur émissivité gamma aux énergies correspondantes. Le résultat obtenu est très voisin de ce qui est observé par EGRET, ce qui confirme l'hypothèse d'une distribution uniforme.

Dans le cas d'Orion, que l'on parte des données locale sur le RCG ou de l'émissivité moyenne déduite des observations d'EGRET (ce qui est donc sensiblement la même chose), on peut calculer l'émission de rayonnement gamma aux énergies d'EGRET. Cette estimation est représentée sur la figure 7.4 par des ronds noirs, et l'on peut contempler l'excellent accord avec les flux mesurés (triangles noirs).

Ceci indique que les rayons cosmiques ne sont pas spécialement surabondants au voisinage d'Orion, ce que l'on aurait été tenté d'invoquer pour expliquer l'excès d'émission dans la bande 3–7 MeV. Inversement, si l'on explique l'émission gamma d'Orion comme la conséquence de l'excitation nucléaire de noyaux de ^{12}C et d' ^{16}O par des particules énergétiques, il faudra expliquer pourquoi ces particules ne produisent pas de π^0 , et donc d'émission supérieure à la normale autour de 1 GeV.

Les données d'OSSE relatives à Orion

Comme nous l'avons déjà dit, OSSE ne donne que des limites supérieures pour l'émission gamma dans Orion. Leur valeur dépend du modèle d'émission sous-jacent. Dans le cas d'une source ponctuelle, OSSE peut faire des mesures de fond de ciel assez facilement, en pointant de temps en temps à côté de la source. Mais, si la source est étendue bien au delà du champ de vue de l'instrument, il devient difficile d'évaluer ce fond de ciel, et sa sensibilité se trouve réduite.

À l'heure actuelle, la limite supérieure donnée par OSSE sur l'émission d'Orion est de $1.5 \pm 1.0 \cdot 10^{-4} \text{ phcm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Harris, 1997), ce qui est consistant avec les mesures de COMPTEL. En revanche, les données d'OSSE (c'est-à-dire la non

détection de rayonnement gamma) exigent que la source soit étendue plutôt que ponctuelle, ce qui vient renforcer la conclusion tirée de la carte d'émission de COMPTEL et de l'analyse de vraisemblance maximale. Nous considérerons donc dorénavant cette conclusion comme étant ferme.

7.1.4 Premières réflexions et analyses phénoménologiques

La nature de l'émission

Avant de proposer un modèle astrophysique de l'émission gamma d'Orion, il convient d'identifier sa nature. Dès la publication des données de COMPTEL, et dans l'article même qui les présentait, il fut proposé que les rayons gamma d'Orion constituaient la première détection extrasolaire des raies de désexcitation des noyaux de carbone ^{12}C et d'oxygène ^{16}O . On ne les avaient jusqu'alors observées que dans le spectre des flares solaires.

La raison d'une telle identification est assez évidente. D'abord, l'absence de toute détection hors de la bande étroite allant de 3 MeV à 7 MeV plaide très fortement contre l'hypothèse d'une émission de type continuum (Bremsstrahlung ou autre), ainsi que nous le montrerons de manière plus quantitative ultérieurement. Ceci étant établi, il n'y plus beaucoup de choix, car le carbone et l'oxygène sont les seuls noyaux relativement abondants dont l'énergie du premier niveau excité se trouve dans la bande 3–7 MeV : la raie principale du ^{12}C est à 4.44 MeV, et celle de l' ^{16}O à 6.13 MeV. Enfin, des signes assez clairs d'émission à ces énergies semblent pouvoir être identifiés dans les spectres bruts tirés directement des taux de comptage de COMPTEL (Bloemen et al., 1994).

D'autres interprétations ont cependant été avancées. Pohl (1996) a proposé que le flux détecté proviendrait de la raie d'annihilation e^+e^- d'un quasar présent sur la ligne de visée, et blue-shifté entre 3 et 7 MeV. Cependant, un tel scénario ne peut rendre compte de la nature étendue de la source qui, comme nous l'avons dit, est clairement établie. Dogiel et al. (1997a; 1997b) ont également proposé que l'émission soit due à du Bremsstrahlung électronique causé par des électrons dont le spectre d'énergie serait coupé vers 10 MeV/n. Mais il s'avère tout à fait impossible d'obtenir un flux élevé entre 3 et 7 MeV, sans dépasser les limites supérieures entre 1 et 3 MeV. Car en tout état de cause, le spectre d'émission Bremsstrahlung est décroissant avec l'énergie !

À moins qu'une idée physique radicalement nouvelle ne soit présentée, il faut donc s'en tenir à la première interprétation : **l'émission détectée par COMPTEL est due à la désexcitation de noyaux ^{12}C et ^{16}O** . Ceci constitue ce que nous appellerons le *paradigme standard* pour l'émission gamma d'Orion. Ce paradigme étant admis, un raisonnement très simple permet de se faire une idée de ce que les données de COMPTEL ont d'exceptionnel.

Une émission très intense !

Si des noyaux se dés excitent, c'est qu'ils ont été excités. Par quoi? Et bien par des particules capables de donner lieu à des réactions nucléaires, c'est-à-dire ayant des énergies cinétiques supérieures aux seuils d'excitation, qui sont de l'ordre de quelques MeV/n (voir le chapitre 2). Il est prématuré de s'interroger sur leur origine, mais il faut bien supposer en tout cas que ces particules énergétiques existent quelque part dans les nuages d'Orion. Or, comme nous l'avons dit plus haut, les EPs ne peuvent éviter de perdre de l'énergie lors de leurs interactions avec la matière interstellaire, notamment par ionisation. La production de rayons gamma s'accompagne donc nécessairement de pertes d'énergie, et l'on peut s'interroger sur le rendement de l'émission. La question s'exprime en ces termes : quelle puissance totale est-elle nécessairement perdue par des EPs capables de produire les flux gamma détectés dans Orion?

Il est important de noter que ce rendement ne dépend pas de la densité du milieu ambiant. En effet, une densité double donnerait lieu à un taux de production de photons double, mais aussi à un taux de pertes d'énergie double, ce qui n'altérerait pas leur rapport. En revanche, le rendement gamma des particules énergétiques dépend beaucoup de leur spectre et de leur composition chimique. Pour exciter des noyaux de carbone et d'oxygène, nous n'étonnerons personne en disant que des noyaux de fer d'énergie inférieure aux seuils nucléaires ont un rendement nul, tandis que des noyaux ^{12}C et ^{16}O monoénergétiques, accordés sur le pic des sections efficaces, offrent le rendement maximal². Il n'est cependant guère raisonnable de supposer que les EPs possèdent un tel spectre et une telle composition.

Les conditions les plus naturelles que l'on puisse imaginer en l'absence de tout modèle sont celles du rayonnement cosmique galactique, avec son spectre et sa composition bien connus (du moins à haute énergie). Comme nous le verrons plus loin, le rendement des EPs est dans ce cas d'environ 0.1 ph/erg, c'est-à-dire que les particules devront payer le prix énergétique de 10 erg pour produire une seule excitation nucléaire, et donc un seul photon gamma. Soit. Mais voyons maintenant l'énergétique requise pour produire les flux de COMPTEL.

Au niveau de l'orbite de *CGRO*, on détecte $\sim 10^{-4}$ photons/cm²/s, ce qui pour une distance de l'ordre de 450 pc (celle du complexe d'Orion) correspond à un taux d'émission de $\sim 2.4 \cdot 10^{39}$ photons par seconde. Avec un rendement de 0.1 ph/erg, ceci implique une puissance de $\sim 2.4 \cdot 10^{40}$ erg/s, soit $\sim 7.6 \cdot 10^{47}$ erg/yr. En supposant que le phénomène dure ne serait-ce que 10^5 ans, il apparaît que les EPs auront perdu au total une énergie voisine de 10^{53} erg dans le processus ! Même si le mécanisme d'accélération qui leur a donné naissance fonctionne avec un rendement de 100 %, ceci indique qu'une énergie de l'ordre de 100 fois l'énergie cinétique d'une supernova aura été nécessaire pour produire les rayons gamma d'Orion, ce qui, convenons-en, semble être une hypothèse quelque peu hardie...

2. Ce dernier point n'est pas tout à fait vrai, mais passons pour le moment

Un spectre et une composition sur mesure

Devant l'énormité de l'énergétique déduite en utilisant un spectre et une composition classiques, tirés du rayon 'prêt-à-porter' du magasin standard de l'astrophysicien nucléaire, il fut proposé, de manière purement phénoménologique, que les particules énergétiques responsables de l'émission d'Orion avaient un spectre et une composition spécifiques. On se mit alors en quelque sorte à faire du 'sur mesure'.

La première retouche naturelle que l'on peut apporter au scénario du paragraphe précédent concerne la composition des EPs. Puisqu'il s'agit d'exciter du carbone et de l'oxygène, le plus économique est sans aucun doute de partir d'une composition très enrichie en ces éléments. Les autres noyaux, en effet, portent de l'énergie, mais ne produisent aucun photon utile. En outre, l'enrichissement des EPs en C et en O offre l'avantage de restreindre le taux de production des raies des autres éléments, tels que le néon, le silicium, le magnésium ou le fer, dont l'énergie se situe invariablement dans *la bande interdite* allant de 1 à 3 MeV. Interdite par les données de COMPTEL, bien sûr, puisque aucune émission n'y est détectée.

Enfin, si les EPs d'Orion sont très riches en C et en O, la plupart des excitations nucléaires seront des processus inverses, produisant, ainsi que nous l'avons déjà noté, des raies larges. Or c'est heureux, car aucun signe de raie fine, telle qu'en produiraient les processus directs (majoritaires en cas de composition solaire; voir chapitre précédent), n'est présent dans les données. Mais inversement, les structures spectrales visibles sur la figure 7.5 indiquent que les raies détectées ne sont pas extrêmement larges non plus. Elles sont donc produites par des EPs d'énergie de l'ordre de 20 à 30 MeV/n, mais pas plus (Ramaty et al., 1995). Sinon, l'élargissement Doppler serait trop important.

Voilà donc une indication sur le spectre des particules. Mais encore une fois, elle est assez bien venue, puisque nous savons par ailleurs que les EPs ne doivent pas produire de π^0 en excès. Toute production à un taux supérieur à celui induit par le rayonnement cosmique galactique (RCG) ordinaire serait en effet en contradiction directe avec les données d'EGRET. Or il n'y aucune raison de penser que le RCG, présent dans toute la Galaxie, soit absent d'Orion. Ainsi, EGRET ne laisse aucune place pour des particules énergétiques supplémentaires aux énergies $\gtrsim 100$ MeV.

Un schéma phénoménologique général se dessine alors. Les EPs sont probablement enrichis en carbone et en oxygène, et leur spectre devrait être coupé à une énergie de quelques dizaines de MeV/n. Pour améliorer encore le rendement photo-énergétique, c'est-à-dire le rapport photon-émis/puissance-déposée, il est bon d'utiliser un spectre dur, qui concentre l'énergie des EPs aux énergies les plus élevées, soit vers 20 ou 30 MeV/n, c'est-à-dire exactement sur les pics des sections efficaces. Et puis, tant qu'à choisir un spectre dur, pourquoi ne pas le prendre plat? C'est ce qui fut fait, notamment par Cassé et al. (1995) et Ramaty

et al. (1995).

Dans ces conditions (spectre et composition sur mesure), le rendement photo-énergétique obtenu est de l'ordre de 10 photons/erg. C'est 100 fois mieux que le rendement naïf (prêt-à-porter), mais cela implique tout de même une puissance perdue de $\sim 3 \cdot 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$, soit une consommation de 10^{51} erg en 10^5 ans, ce qui reste impressionnant. D'autant plus que nous n'avons toujours pas tenu compte du rendement (inférieur à 1!) de l'accélération. Mais cette fois, il n'est plus question d'améliorer la situation. Nous avons déjà tiré sur tous les paramètres, sans nous préoccuper d'ailleurs de la possibilité physique de réaliser de tels spectres et de telles compositions idéales. Il faudra donc nous en tenir à l'énergétique indiquée ci-dessus, et probablement même à une valeur un peu moins favorable.

Le lien avec les étoiles massives

L'énergétique impliquée par les flux gamma détectés nous entraîne assez naturellement sur la piste des étoiles massives. Nous savons que l'énergie cinétique d'une supernova est voisine de 10^{51} erg , et nous avons également vu dans le chapitre précédent que l'énergie mécanique totale portée par les vents des étoiles massives était du même ordre de grandeur. De plus, la composition des ejecta de supernova et celle des vents stellaires de la phase Wolf-Rayet sont toutes deux très enrichies en carbone et en oxygène. Un scénario faisant intervenir les étoiles massives pourrait donc éventuellement rendre compte conjointement de deux contraintes observationnelles importantes, à savoir l'énergétique et la composition chimique des EPs.

C'est dans cet esprit que furent menés les premiers calculs de production de raies γ -nucléaires dans le complexe moléculaire d'Orion. Ramaty et al. (1995) calculèrent ainsi le spectre d'émission gamma obtenu avec le spectre des EPs phénoménologique décrit plus haut, et diverses compositions sources. Ils montrèrent que la composition solaire (SS) et la composition du RCG (CRS) étaient exclues pour cause de surproduction de rayons gamma dans la bande 1–3 MeV. Même les ejecta d'une supernova de 15 ou 25 M_{\odot} (ZAMS) n'étaient pas suffisamment riches en ^{12}C et en ^{16}O pour produire le flux détecté dans la bande 3–7 MeV tout en respectant la limite supérieure à plus basse énergie. En revanche, les auteurs ont montré que la composition de surface d'une étoile Wolf-Rayet à la fin de sa vie produisait un rapport de bande (1–3 MeV)/(3–7 MeV) convenable.

Nous reviendrons plus loin sur le lien existant entre l'émission gamma d'Orion et les étoiles massives, puisqu'il est au cœur du modèle que nous proposons.

7.1.5 Bilan des contraintes observationnelles et de leurs implications

Une émission paradoxale

Nous venons d'évoquer l'énergétique impliquée par les observations de COMPTEL, et nous avons montré qu'elle représentait un problème délicat. Il apparaît toutefois que certaines hypothèses *ad hoc* sur le spectre et la composition des EPs peuvent, sinon sauver totalement la situation, du moins la tirer du tragique. C'est un point important, mais il reste qu'au delà de la question pour le moins épineuse de l'énergétique, l'émission gamma d'Orion est non seulement étonnante, mais pour ainsi dire paradoxale. En effet, elle ne se trouve accompagnée d'aucune des contreparties habituelles telles que la raie à 511 keV, les raies nucléaires entre 1 et 3 MeV (très intenses dans le spectre des flares solaires), le continuum Bremsstrahlung ou Compton inverse, les rayons X (produits par Bremsstrahlung inverse, par Bremsstrahlung des électrons knock-on, ou encore par les raies K_α de l'oxygène par exemple³), les π^0 , etc.

Voilà qui fait beaucoup de signes distinctifs, et chacun d'eux nécessite bien sûr une explication, en ce sens qu'un modèle qui n'expliquerait pas l'ensemble des faits observationnels bien établis n'expliquerait en fait rien du tout. L'émission d'Orion constitue donc un problème à la fois très atypique et extrêmement contraint, non seulement par les données gamma elles-mêmes, mais aussi parce qu'Orion est sans doute la région du ciel la plus observée, dans tous les domaines de longueur d'onde. Aucun élément invoqué par le modèle ne doit contredire, directement ou indirectement, les données générales sur le complexe moléculaire d'Orion.

Une contrainte indirecte importante est par exemple la limite fixée sur le taux d'ionisation des nuages ($\lesssim 10^{-16} \text{ H}^{-1} \text{ s}^{-1}$), qui semble très difficile à respecter étant donné la puissance requise en EPs pour produire les raies gamma. Surtout si les EPs ne sont pas enrichis en carbone et en oxygène (Bloemen et al., 1994).

La cohérence des contraintes

En abordant le problème de l'émission gamma d'Orion, nous avons été frappés par le fait que si les contraintes observationnelles sont nombreuses, elles semblent néanmoins très cohérentes. Comme il ressort de l'analyse de la section précédente, une même hypothèse permet de rendre compte de plusieurs contraintes apparemment distinctes, et inversement, deux hypothèses différentes se complètent parfois subtilement pour rendre compte d'une même donnée observationnelle. Tout semblait donc se tenir, d'une façon si remarquable qu'il était peu probable qu'il ne s'agisse que de coïncidences. Sans doute y a-t-il quelque vérité derrière.

3. Toutes ces questions relatives à l'émission X ont été récemment étudiées en détail par Ramaty et al. (1997d)

Pour résumer ceci rapidement, notons encore un fois que le fait que COMPTEL ne détecte aucune émission entre 1 et 3 MeV a trois implications majeures. D'abord, la proportion des électrons parmi les particules énergétiques est nécessairement faible, sinon ces électrons produiraient un continuum Bremsstrahlung, avec évidemment une composante entre 1 et 3 MeV. Ensuite, l'abondance des protons et des particules α parmi les EPs est nécessairement réduite, en particulier par rapport au MIS, sinon les processus d'excitation directs domineraient, et les différentes raies γ -nucléaires seraient produites dans des proportions analogues à celles des flares solaires. Puisque toutes les raies autres que celles du ^{12}C et de l' ^{16}O se situent entre 1 et 3 MeV, on aurait alors une émission intense dans cette bande (compte tenu du flux détecté dans la bande 3–7 MeV). Enfin, les EPs sont nécessairement enrichis en carbone et en oxygène par rapport aux autres métaux, sinon les raies de ces derniers seraient produites par les processus d'excitation inverses.

Mais la domination des processus inverses est également requise par le fait que le spectre ne montre pas de raies fines⁴. Ceci implique donc à nouveau, et de manière indépendante, que les EPs sont enrichis en C et en O. Mais ceci étant admis, les raies produites seraient trop larges si le spectre n'était pas coupé à une énergie modérée, disons inférieure à $\sim 50\text{--}70$ MeV/n. Or cette conclusion répond à nouveau à une contrainte indépendante, car si le spectre des EPs s'étendait au delà de 100 MeV, des π^0 seraient produits en abondance, et donneraient lieu à un excès d'émission à haute énergie, contredisant les données d'EGRET.

En ce qui concerne le problème de l'énergétique, il est allégé toujours par la même hypothèse d'un enrichissement en C et en O. Enfin, les étoiles massives semblent se situer à la convergence des deux préoccupations fondamentales : l'énergétique du processus sous-jacent et la composition des EPs. Or on sait qu'Orion est une région de formation d'étoiles intense, et qu'on y trouve un grand nombre d'étoiles massives, au sein des différents groupes de l'association d'étoiles OB (voir plus loin). Tout ceci, par conséquent, semble très cohérent du point de vue phénoménologique. Mais cette analyse, hélas, ne fournit que des indices, et pas de modèle...

L'absence d'un modèle astrophysique

Comment se fait-il que les conclusions assez claires de l'analyse phénoménologique n'aient pas permis d'aboutir rapidement à un modèle complet et cohérent de l'émission d'Orion, alors même que les outils théoriques permettant le calcul de l'émission gamma dans les différentes raies étaient disponibles ?

4. Cette réquisition ne doit cependant pas être considérée comme inévitable, car le spectre fin est lui-même sujet à caution. Mais il est bon de remarquer que la prise en compte de cette donnée supplémentaire et indépendante ne vient nullement compliquer le problème. Au contraire, elle semble appuyer, par un argument de cohérence interne, le schéma général qui se dégage

C'est qu'il y a un pas entre cerner un problème, et le résoudre. En l'occurrence, au vu de l'énergétique impliquée, on s'est dit assez naturellement : « ça vient sûrement d'une supernova ». Mais on sait bien par ailleurs que les SNe ne peuvent fournir des spectres de EPs coupés vers 30 MeV/n. Dans le meilleur des cas, la coupure se situe à $\sim 10^{12}$ eV (e.g. Ellison, communication privée).

De même, au vu de la composition des EPs impliquée par presque toutes les contraintes, on s'est dit : « ça ressemble à des ejecta de SN ou à des vents de WR », mais premièrement, il n'y a pas de Wolf-Rayet active dans Orion (ainsi que nous l'apprennent les observations), et deuxièmement, comment une supernova pourrait-elle accélérer ses propres ejecta ? Sans compter que du point de vue énergétique, le recours à une supernova ou aux vents d'une étoile Wolf-Rayet ne suffit pas, ainsi que nous l'avons montré dans le chapitre précédent (et dans les papiers correspondants).

En résumé, si nous avons obtenus de précieux renseignements sur le spectre et la composition des EPs, nous n'avons toujours pas de modèle astrophysique, à partir duquel on puisse répondre à l'ensemble des questions suivantes :

1. D'où viennent les particules énergétiques ?
2. Comment sont-elles accélérées ?
3. D'où provient l'énergie ?
4. Quel est leur spectre et comment s'est-il formé ?
5. Quelle est leur composition et comment l'ont-elles acquise ?
6. Dans quel volume sont-elles confinées ?
7. Existe-t-il d'autres sources similaires ?
8. etc.

7.2 L'origine des particules énergétiques

7.2.1 Les EPs contre le RCG

En quête d'un véritable modèle astrophysique, répondant à l'ensemble des contraintes observationnelles, bien sûr, mais également aux questions ci-dessus, nous nous sommes laissés guidés par une remarque très simple, à savoir que les particules énergétiques responsables de l'émission de raies γ -nucléaires dans Orion forment une composante distincte du rayonnement cosmique ordinaire. Ceci est évident compte tenu de ce que nous avons déjà dit. D'abord, leur énergie typique est nettement inférieure (~ 30 MeV/n au lieu de ~ 1 GeV/n pour le RCG). Ensuite, ils sont de composition totalement différente, en particulier très enrichie

en C et en O. Enfin, leur densité d'énergie est 10 à 100 fois supérieure à celle du RCG, ainsi que nous le montrerons plus bas, et comme l'avait montré auparavant Ramaty (1996).

Même en imaginant une accumulation du RCG au niveau des nuages moléculaires, avec réaccélération par la turbulence magnétique (Dogiel et al., 1987), ce qui accroîtrait la densité d'énergie du RCG, on ne peut expliquer l'enrichissement en C et O. Et même en admettant qu'un processus de réaccélération sélective encore inconnu puisse opérer, on ne pourrait éviter une surproduction énorme de π^0 , et donc une violation caractérisée des données d'EGRET.

Il faut donc s'y tenir : **les EPs d'Orion sont distincts du rayonnement cosmique galactique ordinaire**. Notons pour l'anecdote que c'est pour les distinguer des rayons cosmiques que nous avons souhaité leur attribuer un nom particulier. Le terme « rayons cosmiques de basse énergie » (LECR en anglais) était utilisé ici et là, mais il y avait encore dans cette appellation une référence explicite aux rayons cosmiques, qui nous semblait prêter à confusion.

Nous craignons en particulier que l'on imaginât que ces particules ne fussent rien d'autre que la composante de basse énergie du rayonnement cosmique, que nous n'observons pas directement pour cause de modulation solaire, mais qui accompagne le RCG ordinaire à travers la Galaxie. Or nous insistons sur le fait que les particules énergétiques d'Orion sont réellement spécifique (pour les raisons de composition et de densité d'énergie que nous venons de rappeler), et qu'elles sont essentiellement locales. Nous ne nous attendons guère à les trouver en dehors des régions d'intense formation d'étoiles, des associations OB ou des nuages moléculaires.

Bref, ces particules formant une composante radicalement différente et nouvelle, il leur fallait un nom spécifique. Mais puisque l'on ne savait rien d'elles sinon qu'elles étaient énergétiques, pourquoi ne pas les appeler tout simplement des « energetic particles » ? Par ailleurs, puisque l'émission gamma d'Orion et les particules qui en sont responsables paraissaient si étranges, il nous a semblé que le nom de « hippies » (EPs prononcé à l'anglaise) leur allait plutôt bien...

Si les EPs d'Orion sont distincts du rayonnement cosmique galactique, alors d'où viennent-ils ? Cette simple question nous a servi de guide dans la quête d'un modèle théorique de l'émission d'Orion, et elle s'est avérée fructueuse. En fait, il n'y a guère que deux solutions. Ou bien les EPs proviennent d'une source interne, c'est-à-dire située à l'intérieur même de leur zone d'interaction, à savoir les nuages d'Orion, ou bien ils proviennent d'une source externe. Examinons donc ces deux cas l'un après l'autre.

7.2.2 Étude du cas interne

Dans la mesure où l'émission gamma suit les nuages moléculaires d'Orion, il peut sembler naturel que les EPs soient accélérés à l'intérieur. Mais nous allons

montrer que ceci est en réalité très improbable.

L'argument géométrique

Le problème essentiel concerne le transport des particules au sein du milieu dense que constituent les nuages d'Orion. Localement, les densités peuvent atteindre 10^5 , voire 10^6 part/cm³, mais la densité moyenne est située entre 100 et 1000 part/cm³. Cette densité est néanmoins suffisante pour imposer aux EPs un taux de pertes d'énergie par ionisation important. Nous avons montré dans le chapitre précédent que la durée de vie des particules au-dessus des seuils d'excitation nucléaire (énergie E_{th} était courte. Quantitativement, cette durée de vie s'écrit pour une particule d'espèce i et d'énergie initiale E :

$$\tau_{\text{ion},i}(E) \equiv \int_E^{E_{\text{th}}} \frac{dE'}{\dot{E}_{\text{ion},i}(E')} \sim (9.3 \cdot 10^3 \text{ yr}) \frac{A_i}{Z_i^2} \left(\frac{E}{20 \text{ MeV/n}} \right)^{1.39} \left(\frac{n_0}{100 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1}, \quad (7.2)$$

où n_0 est la densité d'Orion ($\geq 100 \text{ cm}^{-3}$) et A/Z^2 vaut $1/3$ pour les noyaux de ^{12}C , et $1/4$ pour ^{16}O .

L'énergie de 20 MeV/n particularisée dans cette expression est une énergie typique des EPs d'Orion (voir la section précédente). Il apparaît donc que ces derniers ne survivent au dessus des seuils nucléaires que quelques 10^3 ans, voire même 10^2 ans si la densité autour de la source est voisine de 10^3 cm^{-3} . Cela leur laisse peu de temps pour diffuser loin de leur source, et provoquer des excitations nucléaires dans tous le complexe moléculaire.

En notant $D(E)$ le coefficient de diffusion dans le milieu considéré, il est aisé de calculer la distance typique parcourue par des EPs d'espèce i pendant qu'ils sont encore actifs (supernucléaires). On a :

$$L_i(E) \equiv \sqrt{D(E) \tau_{\text{ion},i}} \\ \sim (1.8 \text{ pc}) \frac{A_i}{Z_i^2} \left(\frac{D}{10^{26} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}} \right)^{\frac{1}{2}} \times \left(\frac{E}{20 \text{ MeV/n}} \right)^{0.7} \left(\frac{n_0}{100 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (7.3)$$

Cette valeur est très faible comparée à l'extension des nuages d'Orion, qui est de plusieurs dizaines de parsecs. Puisque la source détectée par COMPTEL est irréfutablement étendue, il faut conclure de ce simple calcul que si les EPs d'Orion proviennent d'une source interne, alors il doit en réalité exister plusieurs sources, réparties à travers les nuages. Mais chacune d'elle doit être récente, même très récente puisque la durée de vie des EPs supernucléaires n'excède par quelques milliers d'années. Invoquer une supernova à ce point récente est une chose (bien

qu'il faille encore expliquer pourquoi on n'en voit aucune trace), mais en invoquer cinq ou six en est une autre !

L'argument énergétique

En plus de cet argument géométrique assez rédhibitoire, l'hypothèse d'une, pardon, de plusieurs sources internes est mise en sérieuse difficulté par les considérations énergétiques. Nous avons dit, et nous montrerons explicitement plus loin que les EPs perdaient constamment de l'énergie, à raison de quelques 10^{38} erg chaque seconde, en ionisant le milieu ambiant (cette conclusion est indépendante de la densité dudit milieu). Pour maintenir les flux γ observés, il faut donc soit réinjecter sans cesse de nouvelles particules aux énergies supernucléaires, soit réaccélérer les particules déjà présentes (injectées une fois pour toutes en un passé indéterminé) afin qu'elles ne tombent pas à des énergies inférieures aux seuils nucléaires.

En réalité, il y a encore la possibilité que l'émission ne soit pas stationnaire, auquel cas il n'est nul besoin de maintenir les flux. Mais nous avons considéré cette possibilité en détail au chapitre 6, et nous y avons conclu qu'en raison de la densité élevée du milieu ambiant, les flux gamma ne se maintenaient à hauteur de ceux mesurés par COMPTEL que quelques centaines d'années au maximum. La densité moyenne d'Orion étant inférieure à celle que nous avons considérée alors, on pourrait certes prolonger l'émission en plaçant la source dans les régions les moins denses, mais alors les flux gamma prédits seraient plusieurs ordres de grandeurs au dessous de ceux détectés. Il faut donc s'en tenir à une durée de vie de ~ 100 ans pour l'éventuelle source gamma non stationnaire, ce qui rend improbable, comme nous l'avons dit alors, le fait qu'elle soit active précisément maintenant. Improbable était déjà un euphémisme lorsque nous pensions qu'une source pouvait suffire, mais à présent que nous savons qu'il en faudrait plusieurs, supposer qu'elles soient toutes actives en ce moment même est une absurdité maligne. N'oublions pas que nous parlons de supernovæ !

Nous pouvons donc abandonner l'hypothèse purement non-stationnaire pour Orion, et en revenir aux deux possibilités évoquées ci-dessus pour maintenir les flux : la réinjection permanente de particules énergétiques nouvelles (accélération séculaire), ou la réaccélération continue d'EPs injectés par le passé. Pour ce qui est de la première possibilité, on pense notamment aux vents d'une étoile massive et au processus d'accélération associé décrit et étudié au chapitre 6. Étant donnée la puissance requise ($\sim 5 \cdot 10^{38}$ erg/s dans le meilleur des cas), on n'imagine guère d'autre solution, en effet. Même avec une étoile Wolf-Rayet (WR), nous avons montré que les flux gamma produits étaient insuffisants pour rendre compte des observations de COMPTEL. Mais peut-être qu'avec plusieurs étoiles...

Malheureusement, les observateurs nous assurent qu'il n'y a pas même une seule étoile Wolf-Rayet actuellement active dans le complexe moléculaires d'Orion. On peut peut-être en cacher une dans les recoins les plus denses des

nuages, mais certainement pas plusieurs. Il faut donc à nouveau abandonner cette hypothèse, ce qui ne laisse plus que la possibilité d'une réaccélération continue des particules énergétiques.

Il faut dire que cette solution nous a séduits un temps, pour plusieurs raisons. D'abord, parce que c'était effectivement la seule solution restante. Ensuite, parce qu'un modèle effectif de réaccélération dans les nuages moléculaires existe, faisant appel à la turbulence dynamique du milieu interstellaire et à la turbulence magnétique qu'elle induit. Nous avons présenté ce modèle au § 4.5.3, et nous avons développé à cet occasion l'outil théorique et numérique permettant de l'inclure dans nos modèles de production de rayons gamma (Sect. 4.5). Enfin, ce modèle était a priori séduisant car, pour une fois, le problème énergétique semblait pouvoir être résolu. L'énergie turbulente des nuages d'Orion est en effet suffisante pour fournir aux EPs les $\sim 10^{39}$ erg/s dont ils ont besoin pour produire les flux gamma détectés, pendant facilement 10^5 ans.

Malheureusement, à nouveau, nous dûmes abandonner ce modèle, car ainsi que nous l'avons expliqué plus en détail au § 4.5.3, l'énergie est certes suffisante, mais pas la puissance (se reporter au paragraphe concerné). De même, la puissance des vents des étoiles massives d'Orion est quelques dizaines de fois trop faible pour maintenir les EPs au dessus des seuils nucléaires, à supposer que le modèle de réaccélération correspondant existe...

Notons, pour être tout à fait complets, que la réaccélération aurait également permis de contrer l'argument géométrique avancé plus haut selon lequel, en raison des pertes d'énergie par ionisation, les particules restent au dessus des seuils d'excitation nucléaire trop peu de temps pour diffuser sur plus de quelques parsecs. Dans un modèle avec réaccélération, en effet, les particules sont constamment maintenues au dessus des seuils nucléaires, et disposent donc d'un temps aussi long qu'il est nécessaire pour diffuser dans tout le volume des nuages, et produire l'émission étendue observée.

Mais il y a cependant une limite physique irrémédiable à la prolongation de leur vie supernucléaire. S'il est possible, en principe, de lutter contre les pertes d'énergie et de maintenir les particules au dessus des seuils d'excitation, il n'y a aucun moyen, en revanche, de leur éviter les interactions inélastiques qui les détruisent purement et simplement. Compte tenu des sections efficaces de destruction (ou sections efficaces inélastiques totales) présentées au chapitre 2, nous avons calculé la durée de vie maximale des noyaux de carbone et d'oxygène en fonction de leur énergie (en la supposant donc constante). Quelques résultats indicatifs sont présentés dans le tableau ci-dessous, pour une densité ambiante de 10^3 cm^{-3} . Bien entendu, le temps de destruction nucléaire, τ_D , est inversement

proportionnel à la densité.

Énergie	C	O
10 MeV/n	$2.9 \cdot 10^4$ yr	$2.4 \cdot 10^4$ yr
30 MeV/n	$1.2 \cdot 10^4$ yr	$9.4 \cdot 10^3$ yr
100 MeV/n	$1.0 \cdot 10^4$ yr	$8.4 \cdot 10^3$ yr

Ces échelles de temps restent courtes, et ne permettent pas à une source ponctuelle unique de déployer ses EPs sur tout le volume des nuages.

Bilan de l'étude

Il nous semble donc avoir fait le tour des possibilités offertes. L'extension spatiale de la source étant irréfutable compte tenu des données de COMPTEL, mais également, et de façon indépendante, de celles d'OSSE, plusieurs sources sont nécessaires, mais les durées de vie des éventuelles sources gamma individuelles sont trop courtes pour rendre un tant soit peu probable l'apparition simultanée de plusieurs d'entre elles, et par ailleurs l'énergie ou la puissance disponible dans le complexe moléculaire d'Orion est insuffisante pour assurer une véritable accélération en volume des particules.

Ces objections sont très lourdes, car elles se situent en amont des modèles astrophysiques qui pourraient être proposés, et qui auraient encore à rendre compte de la composition toute particulière des EPs d'Orion, ainsi que de leur spectre, abruptement coupé à basse énergie. En réalité, ces objections nous semblent irrémédiables, et nous en retirerons qu'il est inutile de chercher dans cette direction. Les modèles à source interne sont exclus.

À moins bien sûr de changer complètement de paradigme, comme le proposent Bykov & Bloemen (1997) (voir aussi Bloemen & Bykov, 1997) en avançant l'idée que les raies gamma d'Orion pourrait être d'origine thermique, et provenir des colonnes d'accrétion d'étoiles à neutrons anciennes, présentes dans les nuages moléculaires d'Orion et de Monoceros. Dans ce cas, il n'y plus de particules énergétiques du tout, et tout ce que nous avons dit cesse évidemment d'être valable. Mais ce modèle pose également des problèmes, et nous ne l'aborderons pas ici.

7.2.3 Étude du cas externe

Du temps et de l'espace

Nous avons dit que pour maintenir les flux gamma d'Orion, il fallait maintenir les EPs à des énergies supernucléaires, et pour cela, apporter $\sim 10^{39}$ erg par seconde soit en réinjectant de nouvelles particules, soit en réaccélérant celles déjà présentes. Mais nous avons également montré qu'aucune de ces solutions n'était tenable, étant données les caractéristiques astrophysiques d'Orion.

Fort heureusement, il nous est apparu qu'il existait en réalité une troisième solution, qui consiste à disposer quelque part d'un vaste réservoir de EPs, et d'y puiser les particules au rythme nécessaire (c'est-à-dire à raison de $\sim 10^{39}$ erg/s) pour les faire interagir dans les nuages moléculaires. Il s'agit donc d'une sorte de réinjection, mais cette fois-ci depuis l'extérieur. L'avantage évident d'une telle situation est qu'il n'est plus besoin de disposer d'une énergie et d'une puissance importante *maintenant*. Il suffit qu'il y ait eu *par le passé* une accélération massive de particules, et que celles-ci, en parvenant de manière plus ou moins stationnaire et 'à leur propre rythme' sur les nuages d'Orion, c'est-à-dire au rythme de leur diffusion spatiale depuis leur source, produisent l'émission de raies γ -nucléaires détectée par COMPTEL.

Bien sûr, pour que les particules énergétiques survivent suffisamment longtemps, et à des énergies supernucléaires, jusqu'au moment de leurs interactions, il est indispensable que le réservoir en question soit de faible densité, car c'est le seul moyen de limiter les pertes d'énergie et la destruction nucléaire. Et bien il se trouve qu'un tel réservoir existe ! Tout près d'Orion ! Il s'agit de la superbulle Orion-Éridan, que nous décrirons dans un instant.

Avant cela, signalons qu'un attrait supplémentaire du scénario à source externe est qu'il rende compte de manière très naturelle de l'extension de la source gamma. En effet, si le réservoir de EPs est au moins aussi large que les nuages A et B d'Orion (ce qui est le cas de la superbulle Orion-Éridan), l'irradiation se fera sur toute la surface disponible, et produira donc la corrélation observée avec les contours d'émission de la molécule CO (cf. Fig. 7.1).

En d'autres termes, le recours à un réservoir externe nous donne à la fois du temps (entre l'accélération et l'interaction des EPs), et de l'espace. Car la diffusion des EPs sur un volume important ne pose guère de problème dans un milieu dilué.

Une irradiation superficielle

En outre, l'argument utilisé plus haut concernant la longueur de diffusion des particules supernucléaires reste parfaitement applicable ici, une fois que les EPs ont atteint les nuages denses. Il se traduit dans le présent contexte en termes de longueur de pénétration. Puisque des EPs ne parcourent pas plus de quelques parsec dans un milieu de la densité d'Orion, il faut admettre que dans le scénario à source externe, ils ne pourront pénétrer que sur une faible épaisseur à l'intérieur des nuages, qui n'auront dès lors à subir qu'une irradiation superficielle. Cette conclusion offre un avantage inattendu aux modèles externes, car ainsi que nous l'avons mentionné plus, une puissance de $\sim 10^{39}$ erg/s déposée en volume dans les nuages d'Orion impliquerait un taux d'ionisation bien supérieur à ce que n'autorisent les données relatives à l'astrochimie (Bloemen et al., 1994; Ramaty et al., 1996; Dogiel, 1996). (Voir également la discussion du § 2.1.7.)

Enfin, il nous semble que l'irradiation superficielle des nuages pourrait

expliquer certains détails de la distribution spatiale de l'émission gamma, que l'on peut voir sur la carte d'émission de COMPTEL (Fig. 7.1). En effet, malgré la corrélation globale évidente entre les contours gamma et les contours CO, ceux-ci apparaissent presque parfaitement anti-corrélés à plus petite échelle, le maximum des uns correspondant systématiquement au minimum des autres. Si l'on songe que les contours CO traduisent une information volumique (en l'occurrence, la masse totale de CO, et donc indirectement de H_2 , sur la ligne visée), alors que les contours gamma apporteraient dans ce scénario une information surfacique, on peut en effet rapprocher l'anti-corrélation observée à celle, universelle, du volume et de la surface d'un corps.

En idéalisant par exemple les nuages moléculaires A et B d'Orion par deux sphères juxtaposées de densité constante, il est clair en effet que le volume de nuage intercepté dans un cône d'observation d'ouverture donnée est maximal lorsque la ligne de visée passe par le centre des nuages, et minimale lorsque la ligne de visée est rasante, c'est-à-dire longe les bords des nuages. En traçant le volume balayé en fonction de la direction d'observation, on verrait donc un pic au niveau du centre du nuage A, puis un minimum entre les deux nuages, et enfin un nouveau pic au centre du nuage B.

En faisant de même pour la surface, nous obtiendrions au contraire un premier pic sur le bord externe du nuage A, puis un minimum sur le centre de ce nuage, suivi d'un pic encore plus élevé au milieu des deux nuages, puis d'un nouveau minimum sur le centre du nuage B, et enfin un pic sur le bord externe de ce dernier nuage. Autrement dit, une parfaite anti-corrélation. En regardant de près la figure 7.1, on ne peut qu'être frappé par la ressemblance entre le scénario idéalisé que nous venons de décrire, et ce qu'on peut observer à partir des données gamma et CO. L'analogie s'étend même à la partie de l'image correspondant au nuage Mon R2.

Peut-être cette ressemblance est-elle purement fortuite, mais du moins le modèle à source externe offre-t-il la possibilité d'en rendre compte de manière très naturelle. Notons en outre que l'effet d'anticorrélation surface-volume, ou centre-bord, devrait être considérablement renforcé dans Orion, en raison de la structure filamentaire et très inhomogène des nuages (Gentzel & Stutzky, 1989). Un effet de type 'fractal' devrait ainsi apparaître, multipliant le rapport surface/volume par plusieurs dizaines, voire plusieurs centaines.

Des observations plus précises seront certainement nécessaires pour avancer dans ce domaine. À cet égard, nous attendons avec une certaine impatience le lancement d'INTEGRAL, avec à son bord l'imageur IBIS, qui devrait pouvoir dresser une carte très précise de l'émission gamma d'Orion. En tout état de cause, si l'émission est effectivement surfacique, ce que nous pensons très fortement, alors l'observation des raies gamma devrait pouvoir donner des informations précieuses quant à la géométrie 3D des nuages d'Orion, par simple comparaison avec les données volumiques telles que le CO, ou n'importe quelle mesure d'absorption.

Le dédoublement des raies

Notons enfin que la superbulle Orion-Éridan avait déjà été évoquée par Ramaty et al. (1997b) comme origine possible des EPs d'Orion, afin de rendre compte d'un redshift apparent des raies γ -nucléaires, notamment de celle du carbone. Il apparaît en effet sur les spectres fins de la figure 7.5 qu'un flux important est émis entre 3 et 4 MeV, soit assez loin en dessous de l'énergie nominale de la raie de ^{12}C , à 4.44 MeV. L'idée proposée par Ramaty et al. (1997b) est alors la suivante.

En raison de l'anisotropie de la section efficace de désexcitation nucléaire, un dédoublement de la raie produite par les processus inverses (^{12}C énergétiques sur protons au repos) doit être attendu, même en présence d'un flux de EPs isotropes (Bykov et al., 1996; Kozlovsky et al., 1997). En effet, étant donné que les photons de désexcitation sont émis principalement dans la direction du noyau incident ou dans la direction opposée, ceux que nous recevons proviennent le plus souvent de particules s'éloignant ou s'approchant directement de nous. Ces photons sont donc respectivement red-shiftés et blue-shiftés, ce qui conduit à la formation d'une raie dédoublée. La valeur nominale est moins souvent reçue, puisqu'elle ne peut venir que de noyaux de ^{12}C se déplaçant perpendiculairement à la ligne de visée. Or les désexcitations à 90° sont les plus rares.

Ramaty et al. (1997b) ont alors remarqué que si les interactions nucléaires étaient produites principalement par des EPs s'éloignant de nous, l'aile blue-shiftée de la raie serait très atténuée par rapport à l'aile red-shiftée. On obtiendrait ainsi un excès d'émission à une énergie inférieure à 4.44 MeV (rendant compte du flux entre 3 et 4 MeV), sans produire d'excès au dessus de 4.44 MeV. Les auteurs ont alors noté que si les EPs d'Orion sont originaires de la superbulle Orion-Éridan, située entre nous (l'observateur) et les nuages d'Orion, les interactions dans lesquelles les EPs s'éloignent de nous doivent être plus fréquentes que celles dans lesquelles ils s'approchent. Tout simplement parce que les EPs qui s'éloignent sont, dans cette géométrie, ceux qui s'approchent des nuages denses. En d'autres termes, c'est l'anisotropie des EPs arrivant sur les nuages qui produit l'extinction de l'aile bleue de la raie dédoublée.

Il nous semble cependant que si la diffusion des EPs est efficace dans la région fortement ionisée assurant la frontière physique entre la superbulle et les nuages, alors l'anisotropie initiale de la propagation des EPs au sein des nuages (due à la géométrie même du problème) devrait être détruite assez rapidement, restituant ses deux ailes à la raie. Mais tout dépend en effet de la diffusion des particules, et une étude plus quantitative devra certainement être menée. Nous ne l'avons pas encore abordée, tout simplement parce qu'une telle étude nous paraît encore prématurée, en raison des réserves exprimées plus haut quant aux détails fins du spectre de COMPTEL.

7.2.4 La superbulle Orion-Éridan

Les principales observations

L'ensemble des arguments présentés ci-dessus, à la fois contre une origine interne des EPs d'Orion, et en faveur d'une origine externe, au sein d'un vaste réservoir, trouvent une résonnance heureuse dans l'évocation de la superbulle Orion-Éridan. Elle fut observée d'abord en H_α (Sivan, 1974), révélant des structures en coquilles s'étendant depuis la boucle de Barnard, autour des nuages A et B d'Orion, jusqu'à environ 50° sous le plan galactique, dans la constellation d'Éridan (Fig. 7.6).

Elle consiste principalement en une cavité remplie de gas ionisé très chaud, entourée d'une coquille d'hydrogène neutre en expansion. Son origine est très probablement liée à l'activité de l'association OB1 d'Orion (Reynolds & Ogden, 1979; Cowie et al., 1979; Burrows et al., 1993). Le contenu stellaire de cette association OB a été revu en détail assez récemment, par Brown et al. (Brown et al., 1994), qui confirment la division en quatre sous-groupes mise en évidence par Blaauw (1964), mais qui révisent leurs caractéristiques, et en particulier leur chronologie. Nous y reviendrons un peu plus bas.

Concernant la superbulle Orion-Éridan, de nombreuses observations confirment et complètent ses caractéristiques dynamiques. À partir de données H_α , Reynolds & Ogden (1979) proposèrent une représentation schématique de la superbulle, que nous reproduisons sur la figure 7.7, montrant comme elle s'étend au dessous du plan galactique et en direction du Soleil, comme soufflée par l'association OB1. Ils estimèrent l'âge de la structure à $\sim 2 \cdot 10^6$ ans.

La même année, Cowie et al. (1979) mesurèrent les raies d'absorption UV de divers niveaux des atomes C, N, Si et S d'étoiles de l'association OB1, et démontrèrent la présence d'une coquille de grande vitesse entourant toute la région d'Orion (ce qu'ils appellent « l'Orion's Cloak », c'est-à-dire le manteau d'Orion), ainsi que d'une coquille dense et très inhomogène en expansion à plus faible vitesse. Ils interprétèrent la première structure comme le choc radiatif d'une supernova qui aurait explosé il y a environ $3 \cdot 10^5$ ans, et les structures multiples portant une densité de colonne élevée comme les restes de supernovæ anciennes, apparues il y a quelques 2 à 4 millions d'années.

Plus récemment, une étude approfondie de la même région dans le domaine des rayons X permit à Burrows et al. (1993) de conclure qu'une partie de l'excès d'émission X dans la région d'Orion était due au gaz chaud remplissant une cavité créée par les vents stellaires des étoiles massives d'Orion OB1. Ces auteurs proposèrent également une carte schématique de la superbulle Orion-Éridan (Fig. 7.8), dans laquelle on retrouve les caractéristiques essentielles du schéma de Reynolds & Ogden (1979), à savoir que la bulle s'étend au dessous et en avant du complexe moléculaire proprement dits. Dans le modèle de Burrows et al., la superbulle Orion-Éridan s'étend même jusqu'à la bulle

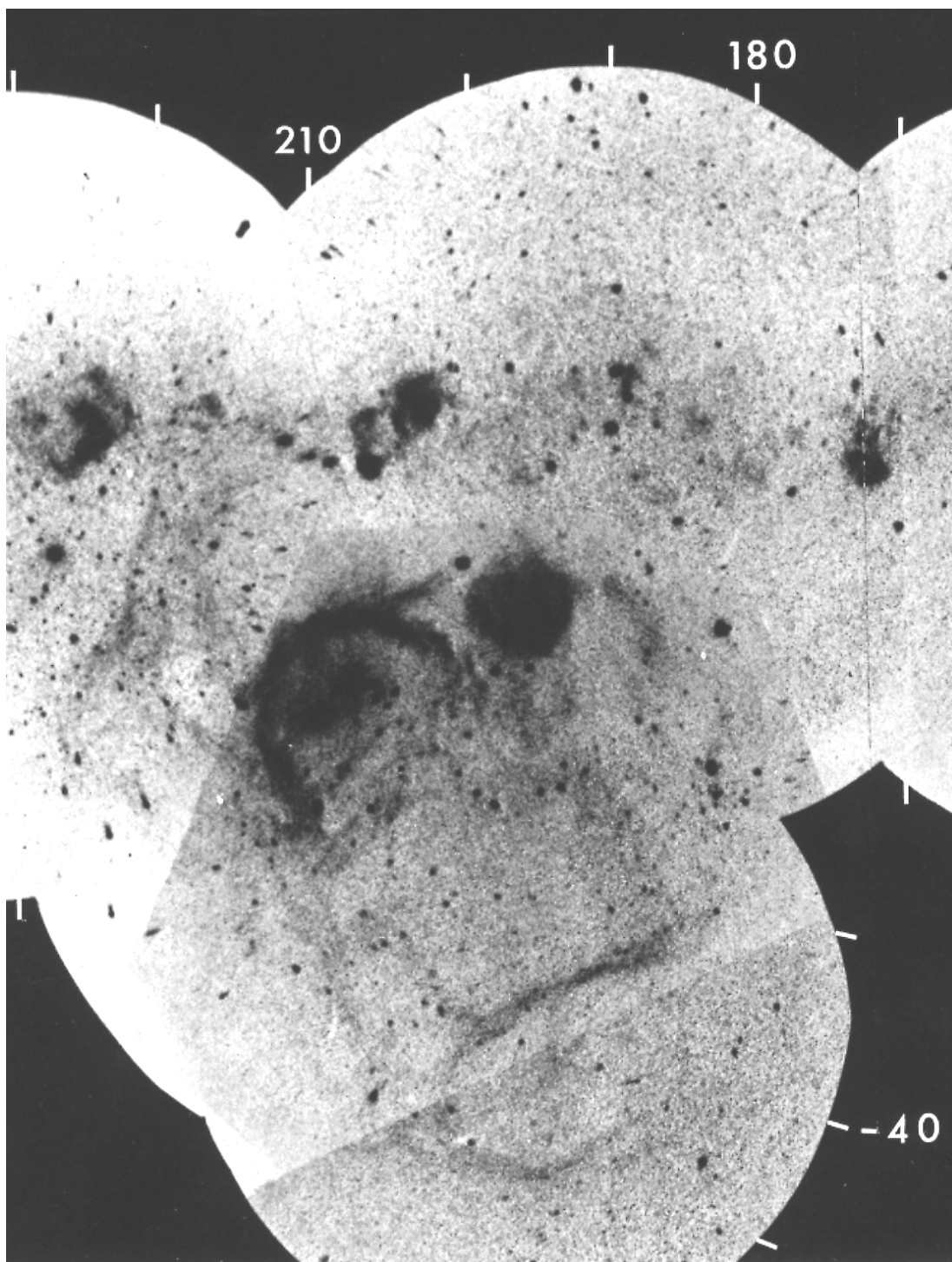


FIG. 7.6: *Extrait de la carte de la Galaxie en H_{α} (Sivan, 1974). On y observe aisément la boucle de Barnard, les nuages moléculaires d'Orion, et la structure filamentaire s'étendant jusque vers 50° sous le plan galactique.*

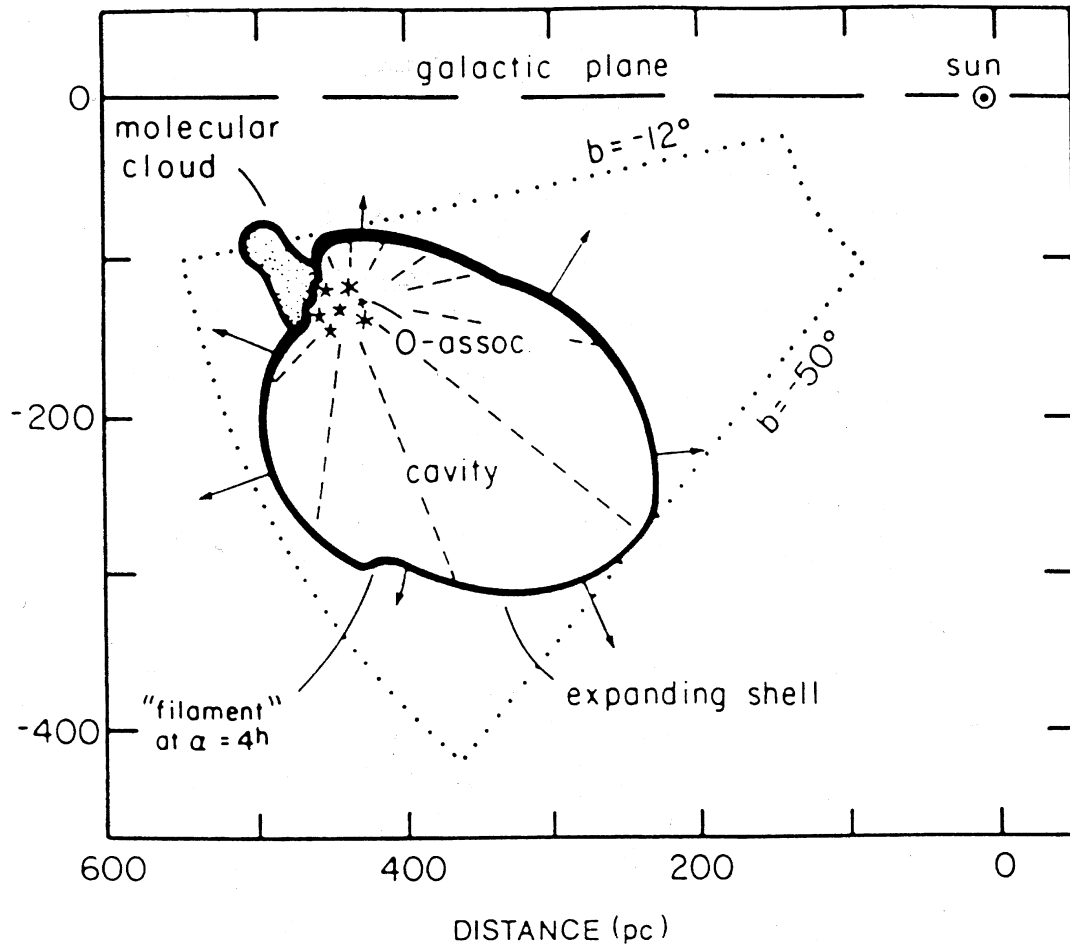


FIG. 7.7: Schéma précisant la géométrie de la superbulle Orion-Éridan, des nuages moléculaires d'Orion, de l'association OB1 et de la coquille en expansion, ainsi que leur position par rapport au Soleil et au plan galactique (Reynolds & Ogden, 1979).

chaude locale, dans laquelle se trouve notre Soleil, et interagit avec elle. Notons également, pour mémoire, que les auteurs pensent trouver dans leurs données les signes d'une explosion de supernova récente, il y a environ $8 \cdot 10^4$ yr, aux coordonnées galactiques $l = 208^\circ$ et $b = -18^\circ$. C'est supernova a été évoquée par Ramaty (1996) comme source possible des EPs d'Orion.

Enfin, les données HI sont analysées en détail par Brown et al. (1995), qui observent diverses structures en expansion, et donnent une vaste revue des connaissances générales sur la superbulle. Nous ne pouvons entrer ici dans le détail de cette analyse, mais nous en retiendrons certaines conclusions importantes pour notre propos.

Les caractéristiques physiques de la superbulle Orion-Éridan

Ces conclusions sont synthétisées dans la figure 7.9, et ne requièrent guère de commentaire. Nous les utiliserons telles quelles dans le modèle d'Orion que nous proposerons plus bas.

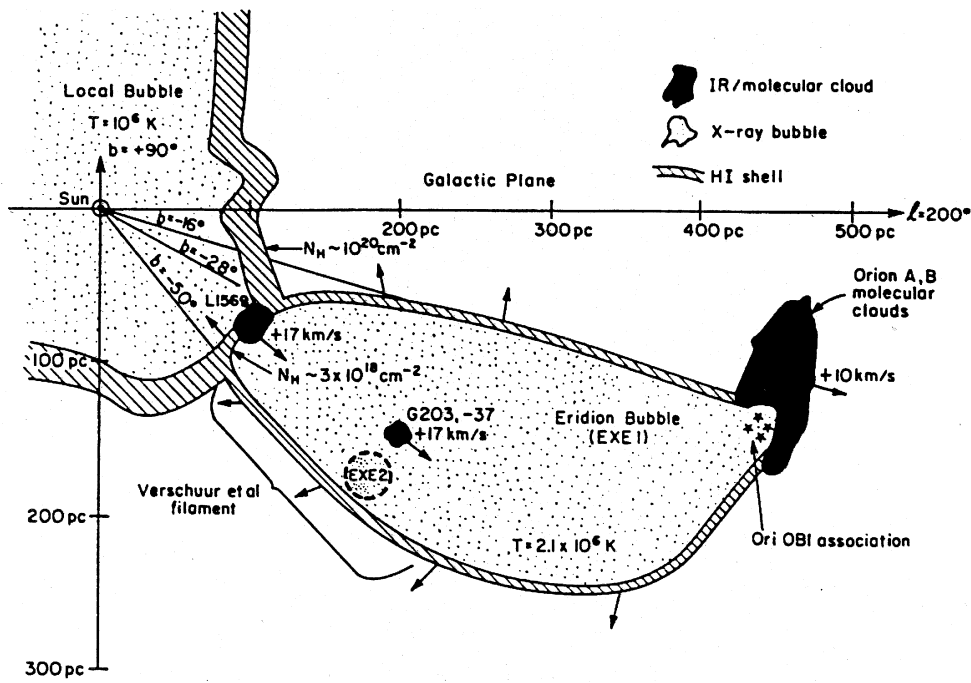
La superbulle Orion-Éridan est donc située devant les nuages moléculaires Orion A et Orion B, à environ 350 pc du Soleil, et 150 pc au dessous du plan galactique. Son rayon présent est d'environ 140 pc, bien que sa forme soit oblongue, et sa vitesse d'expansion est d'environ 15 à 20 km/s. Ces données permettent d'inférer un âge de $\sim 5 \cdot 10^6$ yr et une énergie totale de $\sim 2 \cdot 10^{52}$ erg, en accord avec les estimations précédentes.

En ce qui concerne la masse de la (super)coquille, Brown et al. (1995) donnent $\sim 3 \cdot 10^5 M_\odot$, soit à peu près autant que les nuages d'Orion. Le volume de la superbulle dans son ensemble est estimé à 10^{62} cm^3 , et la densité du gaz chaud est de l'ordre de 10^{-2} cm^{-3} .

L'association d'étoiles Orion OB1

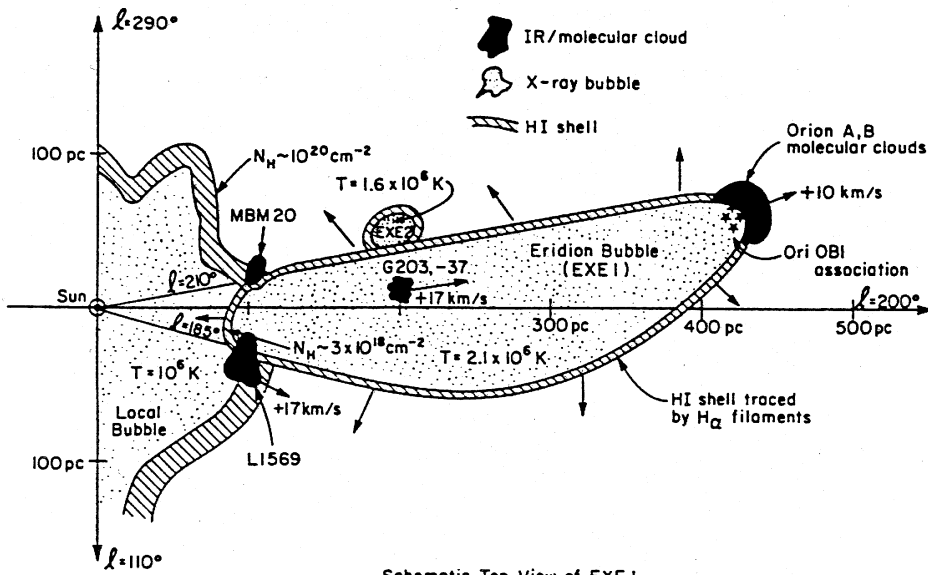
Comme nous l'avons dit, l'origine de la superbulle Orion-Éridan est certainement à rechercher dans l'activité des étoiles massives de l'association OB1, que ce soit l'explosion de SNe ou les vents stellaires. Ce scénario est non seulement naturel, mais cohérent du point de vue énergétique. C'est ce que montrent en tout cas Brown et al. (1995), à partir de l'analyse du contenu stellaire d'Orion. On doit en effet s'attendre à ce qu'une dizaine de SNe aient explosé de puis la formation de l'association OB1.

L'âge des quatre sous-groupes identifiés par Blaauw (1964), à savoir Orion OB1a, 1b, 1c et 1d, a été ré-évalué par Brown et al. (1994), qui obtiennent $(11.4 \pm 1.9 \text{ Myr})$, $(1.7 \pm 1.1 \text{ Myr})$, $(4.6 \pm 2.0 \text{ Myr})$ et $(< 1.0 \text{ Myr})$ respectivement. L'activité intense la plus récente est donc probablement liée surtout au sous-groupe OB1c. Les étoiles les plus massives du sous-groupe OB1a, dont la durée de vie est $\leq 5 \cdot 10^6$ ans, ont en effet du exploser il y a quelques 5 à 6 10^6 ans, tandis



Schematic Cross Section of EXE I

FIG. 9a



Schematic Top View of EXE I

FIG. 7.8: Schéma de la superbulle Orion-Éridan, des nuages moléculaires d'Orion, de l'association OB1 et de la coquille en expansion, indiquant certaines vitesses, densités et températures. La bulle chaude locale, contenant le Soleil, est également représentée. La figure supérieure représente un coupe perpendiculaire au plan galactique, et la figure inférieure, une vue du dessus (Burrows et al., 1993).

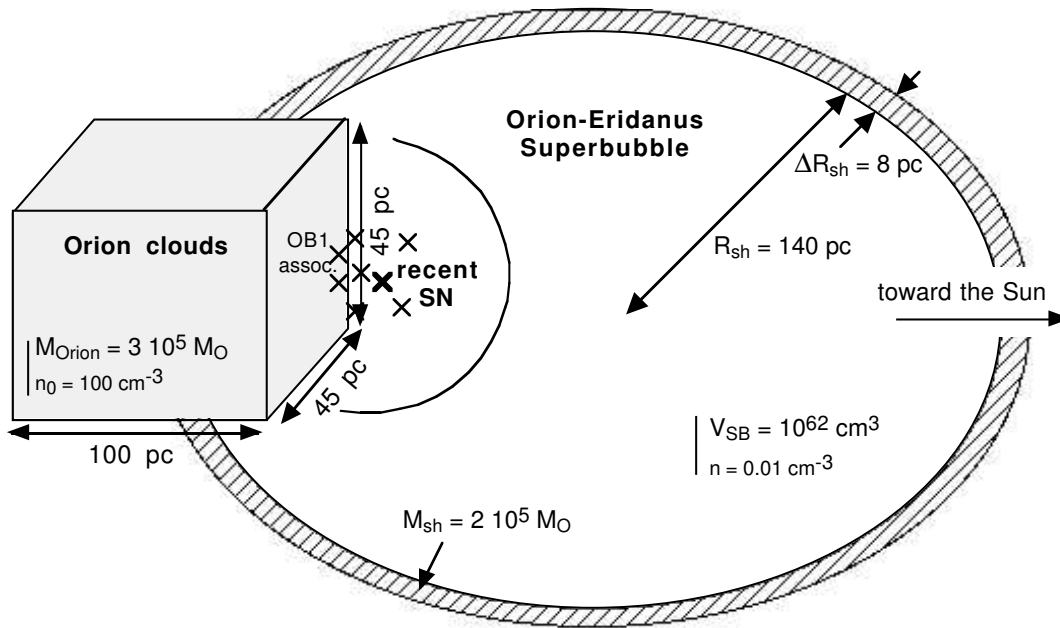


FIG. 7.9: Schéma idéalisé de la région d'Orion-Éridan, résumant les principales caractéristiques physiques de la superbulle, de la coquille et des nuages moléculaires. Les valeurs précisées ici sont celles que nous utilisons implicitement pour nos calculs (Parizot, 1998).

que les sous-groupes 1b et 1d sont trop jeunes pour même les plus massives de leurs étoiles aient évolué jusqu'au stade WC.

C'est ainsi que le sous-groupe 1c contient les étoiles les massives connues dans l'association Orion OB1, à savoir les étoiles ζ Ori A ($49 M_{\odot}$), δ Ori A ($45 M_{\odot}$) et ϵ Ori A ($42 M_{\odot}$), qui ne sont pas observées en tant qu'étoiles Wolf-Rayet. En revanche, le sous-groupe OB1c a juste l'âge requis pour que les étoiles de masse initiale $\sim 60 M_{\odot}$, s'il y en eut jamais, aient explosé, mais pas celles de $\sim 40 M_{\odot}$. De fait, les étoiles les plus massives de OB1c sont ι Ori A ($36 M_{\odot}$) et κ Ori ($33 M_{\odot}$) (Lamers & Leitherer, 1993; Vilkoviskij & Tambovtseva, 1992). Nous concluons, avec prudence toutefois, que la dernière étoile ayant explosé dans l'association OB1 d'Orion pourrait être une étoile de $\sim 60 M_{\odot}$.

Bien sûr, cette étude ne doit être considérée que comme indicative. En particulier, il est probable que les étoiles d'un même sous-groupe ne naissent pas toutes au même instant. Des observations récentes semblent d'ailleurs indiquer que les étoiles les plus massives se forment avec un certain délai au sein d'une association typique (Montmerle, communication privée), ce qui indique que les étoiles très massives, malgré leur courte durée de vie, ne sont pas nécessairement les premières à exploser. Ceci ne ferait que renforcer la tentative de conclusion précédente.

7.3 Les raies gamma d'Orion et la superbulle Orion-Éridan

L'aperçu simplifié que nous venons de donner sur les divers paramètres physiques de la superbulle Orion-Éridan nous permet de conclure, dans le contexte de l'émission gamma détectée par COMPTEL, que nous disposons d'une grande réserve d'énergie, exactement au bon endroit, à savoir tout près des nuages moléculaires, et au devant d'eux, et dans un milieu de densité suffisamment faible ($\sim 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$) pour que les éventuels EPs puissent survivre jusqu'au moment où ils interagissent à la surface des nuages d'Orion.

Mais en plus de ces appréciables circonstances, qui répondent en écho aux arguments avancés dans la section précédente, la superbulle Orion-Éridan offre un mécanisme naturel d'accélération de particules qui, outre le fait d'exister, qui n'est pas le moindre de ses avantages;-), possède deux particularités inestimables dans le contexte qui est le notre :

1. il fournit un spectre conforme à celui qui est demandé par la phénoménologie du problème, et
2. il n'accélère que très peu d'électrons, ce qui est capital pour ne pas produire de continuum Bremsstrahlung, notamment dans la bande 1–3 MeV.

7.3.1 Le mécanisme d'accélération dans les superbulles

Le mécanisme d'accélération auquel nous faisons allusion a été développé spécifiquement en référence aux conditions physiques régnant au sein des superbulles. Nous tenons à préciser dès maintenant qu'il a été décrit avant la détection par COMPTEL de l'émission gamma qui nous concerne ici, de sorte qu'on ne pourra pas lui reprocher d'avoir été inspiré par les observations qu'il permet aujourd'hui (peut-être) d'expliquer. De même, la forme du spectre qu'il prédit, avec sa coupure caractéristique à quelques dizaines ou quelques centaines de MeV/n, a été obtenue avant que le besoin pratique ne s'en fasse sentir. Ce modèle a été développé par Bykov & Fleishman (1992a; 1992b), en utilisant les résultats théoriques de Bykov & Toptygin (1990) sur l'accélération des particules dans un ensemble de chocs et de mouvements à grande échelle.

Dans une association OB, les étoiles O les plus massives explosent en supernova de type II environ $2-4 \cdot 10^6$ ans après leur formation. Les ondes de choc provoquées par les premières explosions interagissent entre elles ainsi qu'avec les vents des étoiles OB, pour produire une turbulence supersonique forte. Celle-ci consiste en des mouvements à grande échelle assez réguliers d'un plasma très chaud ($\sim 10^6$ K) et très ténu ($\sim 10^{-2}$ cm $^{-3}$), comportant un grand nombre de discontinuités correspondant à différents nombre de Mach (Bykov & Fleishman, 1992a). L'échelle turbulente fondamentale qui contient l'énergie est approximativement la distance moyenne entre les chocs forts, soit environ 3 à 10 pc. Si l_* désigne cette échelle, l'amplitude des fluctuations de vitesse à l'échelle l_* (carré moyen de la vitesse) est de l'ordre de 1000 à 3000 km/s.

Pour fixer les idées, signalons qu'un choc initial, créé par exemple par l'explosion d'une supernova au sein de la superbulle considérée, conduit en moyenne à 10^3 , voire 10^4 chocs secondaires, formés par réflexion sur des 'globules' isolés de matière relativement dense, ou sur les coquilles d'autres chocs préexistant ou de vents stellaires (Bykov, séminaire à l'IAP en juin 1997). Dans ces conditions, on comprend que l'activité stellaire intense des associations OB produise une turbulence supersonique généralisée à l'ensemble de la structure soufflée par les vents et les SNe – en un mot, la superbulle – et qu'elle implique des ondes de chocs ayant toute une distribution de nombres de Mach.

En ce qui concerne la structure du champ magnétique, déterminante à la fois pour l'accélération et le confinement des particules (voir Chap. 3), la théorie prédit la génération rapide d'un champ magnétique fluctuant, sur des échelles inférieures à l_* . Ce champ est bien sûr généré par les mouvements turbulents du gaz ionisé, et sa densité d'énergie peut atteindre une fraction importante de la densité d'énergie mécanique. Bykov & Fleishman (1992a) utilisent une valeur du champ magnétique turbulent (carré moyen de \mathbf{B}) de $\sim 3 \cdot 10^{-5}$ G. Un autre processus relatif au champ magnétique se met en place sur des échelles plus longues, de l'ordre du temps dynamique d'expansion de la superbulle, à savoir $\sim 10^7$ yr. Il consiste en le balayage du champ magnétique régulier du MIS. Cette

expansion de la superbulle produit une coquille massive d'hydrogène atomique assez dense, avec un champ magnétique renforcé.

Ces caractéristiques générales des superbulles ont fait l'objet de nombreuses études. Nous ne pouvons que recommander à ce sujet la revue de Tenorio-Tagle & Bodenheimer (1988). En tout état de cause, la superbulle Orion-Éridan, jumelée à l'association d'étoiles Orion OB1, apparaît comme un exemple typique de telles entités, de sorte que le modèle d'accélération de Bykov & Fleishman (1992a) s'y applique parfaitement.

7.3.2 Le spectre des particules accélérées

Nous ne pouvons reproduire ici le détail du calcul consistant à moyenner l'équation cinétique relatives aux particules énergétiques sur la distribution du champ magnétique à l'intérieur de la superbulle. Il est analogue aux calculs présentés dans le chapitre 3, mais implique un traitement mathématique plus lourd, en raison des chocs multiples et des conditions de champ fort à grande échelle. Une des conséquences de cette situation particulière est l'apparition de phénomènes intermittents, ainsi que d'inhomogénéités spatiales de la distribution des EPs.

Leur spectre, calculé dans le cadre de ce modèle est donné par :

$$N(p, t) \simeq \frac{\alpha - 3}{9p_i^3} \eta n \left(\frac{p_i}{p} \right)^3 \left[1 - \frac{\exp[-\sigma_1(t + t_p)]}{1 - 3\alpha/(\alpha - 3)(2\alpha - 3)} \right], \quad \text{pour } p_i \leq p \leq p_*$$

$$\left(\frac{p_i}{p} \right)^\alpha \exp\left(\frac{t}{\tau_{sh}} \right), \quad \text{pour } p_* \leq p \leq p_1.$$
(7.4)

Dans ces expressions, $N(p, t)$ représente la fonction de distribution des EPs, en fonction de leur impulsion, p_i l'impulsion de la particule injectée dans le processus, η l'efficacité d'accélération, c'est-à-dire la fraction des particules incidentes sur les chocs qui se trouvent effectivement accélérées ($10^{-5} < \eta < 1$; Drury et al., 1989), $\alpha = 3r/(r - 1)$ la pente habituelle du spectre produit par une onde de choc, où r est le rapport de compression à la traversée des chocs, et enfin τ_{sh} est un temps caractéristique qui s'exprime par des fonctions spectrales décrivant les corrélations entre les mouvements turbulents à grande échelle du plasma et les propriétés de l'ensemble des chocs. Pour plus de détail, se reporter à Bykov & Fleishman (1992a) et aux références qui s'y trouvent.

L'expression 7.4 montre que le spectre des EPs est en loi de puissance, $\propto p^{-3}$ ou E^{-1} , jusqu'à une 'énergie de raidissement' $p_* = p_i \exp[t/(\alpha - 3)\tau_{sh}]$ qui croît avec le temps. Enfin le spectre est coupé brutalement à une énergie E_1 donnée

par $\psi(E_1) \equiv ul_*/\chi = 1$. Le paramètre sans dimension ψ détermine le régime d'accélération⁵.

Dans l'expression de ψ , u représente les fluctuations de vitesse, l_* la distance caractéristique entre deux chocs forts, et χ le coefficient de diffusion des particules, qui dépend de leur énergie. Pour le dire vite, lorsque $\psi \ll 1$, c'est-à-dire dans la limite d'un coefficient de diffusion élevé, les régions post-choc des différents chocs présents dans la superbulle se recouvrent, et les discontinuités peuvent alors être traitées comme des fluctuations à petite échelle, ce qui rend relativement simple leur prise en compte dans l'équation de transport et leur moyennage stochastique (voir Chap. 3).

En revanche, le cas $\psi \gg 1$ est plus délicat, et donne lieu à des phénomènes plus intéressants (comme l'intermittence notamment). C'est à ce cas que correspond le modèle de Bykov & Fleishman. Leur mécanisme cesse donc en principe lorsque l'énergie de la particule considérée a atteint une valeur telle que, pour elle, les chocs se recouvrent ($\psi \sim 1$). En pratique, néanmoins, il faut tenir compte des phénomènes non linéaires par lesquels les EPs accélérés rétroagissent sur la structure dynamique de la superbulle. Bykov & Fleishman (1992b) indiquent que l'accélération cesse en réalité pour une énergie très inférieure à E_1 , définie ci-dessus.

De l'aveu des auteurs, le phénomène de « suppression » de l'accélération est encore mal compris. Toutefois, il nous paraît assez clair que l'accélération devra cesser lorsque les EPs auront acquis une densité d'énergie comparable à la densité d'énergie cinétique du système. Tout simplement parce que c'est cette dernière qui est censée accélérer. Dans le langage originel de Fermi, on pourrait dire que l'accélération consiste en la tendance du système physique à réaliser l'équipartition, et que par conséquent elle cesse lorsque cette équipartition est atteinte.

Pour poser différemment le problème de la coupure en énergie, nous pouvons remarquer qu'il y a deux façons essentiellement distinctes de transférer de l'énergie mécanique (turbulente ou non, associée à des vents, des chocs, etc.) à des particules énergétiques : ou bien on donne beaucoup d'énergie à peu de particules, ou bien on donne de l'énergie à toutes les particules (du moins à beaucoup d'entre elles), mais en contrepartie, l'énergie maximale atteinte sera faible.

Il semble s'avérer (bien que de plus amples calculs restent à faire) que si l'accélération par une onde de choc individuelle répond essentiellement à la première alternative, l'accélération au sein des superbulles, elle, du fait des conditions physiques particulières qui y règnent, fournit un exemple intéressant de la seconde. En particulier, la présence d'un nombre très important de chocs mous secondaires semble ici capitale. La rétroaction des EPs se fait sentir en 'gommant'

5. Afin d'éviter toute confusion, nous insistons ici sur le fait que le "raidissement du spectre" et la "coupure en énergie" sont deux choses différentes. En particulier, le raidissement consiste en le passage d'un spectre en p^{-3} à un spectre en $p^{-\alpha}$. Le paramètre α est toujours supérieur à 3, et le raidissement est d'autant plus marqué que le choc est mou.

en quelque sorte les discontinuités, ce qui stoppe efficacement l'accélération.

Inversement, le fait que l'accélération cesse par l'établissement d'une pseudo-équipartition (au sens où les densités d'énergie s'accordent, mais avec un spectre non thermique des EPs), suggère que l'accélération est en réalité très efficace, transférant jusqu'à plusieurs dizaines de pour-cents de l'énergie initiale disponible aux EPs. Du coup, il faut s'attendre à ce que l'énergie maximale atteinte soit faible. Bykov & Fleishman (1992a) donnent $E_{\max} < 1$ GeV pour $\eta > 10^{-5}$ et $u \sim 10^3$ km/s. La valeur de E_{\max} étant inversement proportionnelle à 'l'efficacité d'accélération' η , une coupure en énergie autour de quelques dizaines de MeV, correspondant à $\eta \sim 10^{-3}$, semble tout à fait raisonnable (Bykov & Bloemen, 1994). Or cette coupure est précisément celle dont nous avons besoin pour Orion...

7.3.3 Les électrons et le Bremsstrahlung

Notons enfin que le mécanisme considéré ici n'accélère que très peu d'électrons, ce qui est également très important dans le contexte de l'émission gamma détectée par COMPTEL, car comme nous l'avons dit, ces électrons relativistes produiraient un rayonnement Bremsstrahlung qui n'est pas observé. Afin de fixer des limites quantitatives au taux d'accélération des électrons, nous nous sommes livrés au calcul explicite du rayonnement Bremsstrahlung attendu dans Orion, en utilisant les résultats de l'analyse théorique du chapitre 2. À titre illustratif, nous montrons sur la figure 7.10 le spectre d'émission Bremsstrahlung obtenu pour différentes valeurs de l'énergie de coupure. La forme du spectre d'injection est ici la forme canonique avec coupure exponentielle, qui sera précisée plus bas.

Pour une même efficacité d'accélération, on obtient un flux d'émission Bremsstrahlung maximal dans les bandes de COMPTEL pour une coupure en énergie autour de 10 à 30 MeV. C'est donc pour cette valeur que la limite imposée par COMPTEL sur l'efficacité d'accélération des électrons par rapport aux noyaux (qui eux produisent des raies gamma avec un flux connu) est la plus contraignante. Nous avons ainsi obtenu le résultat suivant : les EPs d'Orion ne violeront pas la limite supérieure de COMPTEL dans la bande 1–3 MeV si $\eta_e/\eta_p \lesssim 10^{-3}$.

Or une telle discrimination à l'accélération, entre électrons et protons, semble raisonnable. Bykov & Fleishman (1992a) obtiennent en effet pour les électrons une efficacité $\eta_e \sim 10^{-7}$, soit 10^{-4} fois plus faible que celle des ions, si on s'en tient à la valeur $\eta_{\text{ion}} = 10^{-3}$ donnée ci-dessus. La raison d'un si faible rapport est située dans ce que les multiples chocs faibles (chocs secondaires) dominent au sein de la superbulle, et que les chocs faibles sont connus pour n'accélérer que très inefficacement les électrons (Ellison, communication privée).

En effet, pour une même énergie, les électrons ont une rigidité au moins trois ordres de grandeur plus faible que les ions, de sorte que leur longueur de diffusion est comparativement courte. Ils ne peuvent donc pas s'aventurer très loin de part et d'autre du choc accélérateur, et en conséquence, ils ne voient pas la totalité

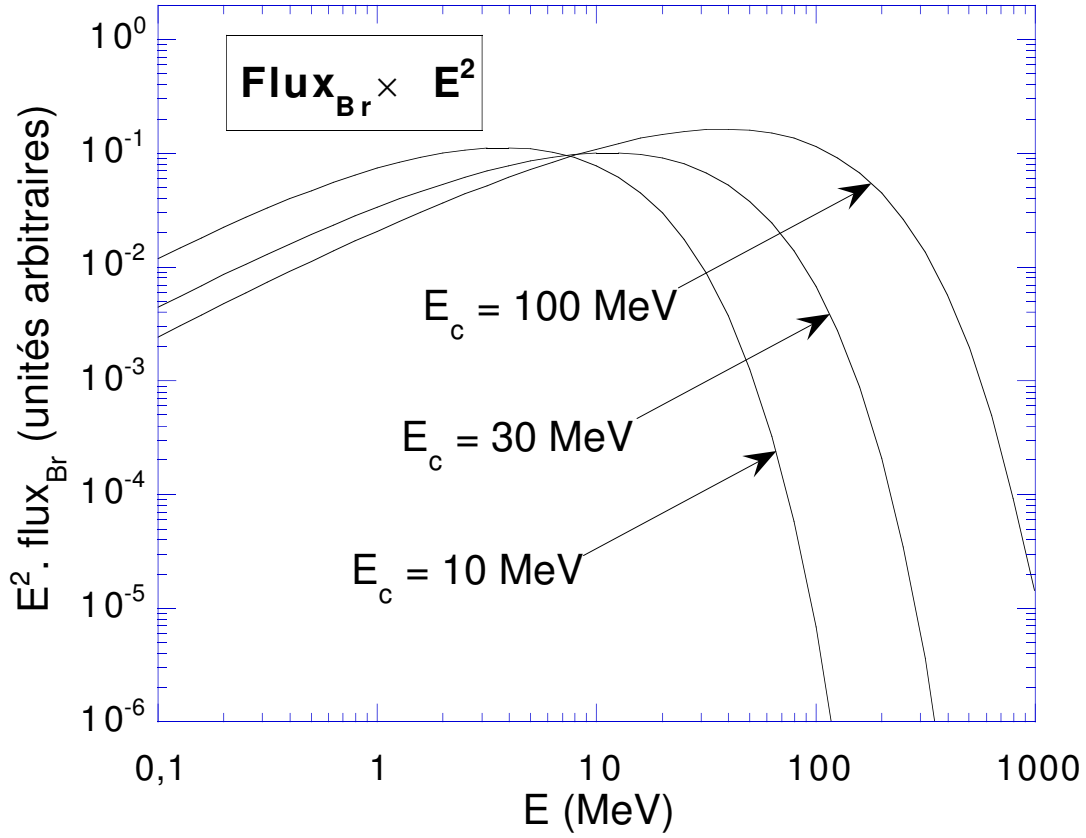


FIG. 7.10: *Spectre continuum Bremsstrahlung émis par les électrons accompagnant les EPs d'Orion, pour trois valeurs de l'énergie de coupure du spectre des EPs (coupure exponentielle). Le spectre d'émission gamma est multiplié par E^2 . L'énergie rayonnée apparaît concentrée près de l'énergie de coupure.*

de la discontinuité, et ne sont que faiblement accélérés. Ceci est encore plus vrai si la dynamique est influencée par les EPs. En ce cas, l'échelle de longueur de la discontinuité (l'épaisseur du choc) peut-être considérablement agrandie. En résumé, même si l'accélération des électrons était importante au début de l'évolution de la superbulle, il faut s'attendre à voir son efficacité chuter presque à zéro dès que l'accélération 'sature', c'est-à-dire dès que la densité d'énergie des EPs devient comparable à celle de la turbulence.

7.3.4 La composition chimique des EPs

Le recours à la superbulle Orion-Éridan nous a déjà fait entrevoir un grand nombre d'avantages essentiels et indépendants, comme :

1. la possibilité de conserver longtemps les particules à des énergies super-nucléaires,
2. tout en les confinant dans un volume limité, grâce aux nombreuses et intenses inhomogénéités magnétiques,
3. la réalisation d'une source étendue couvrant l'ensemble des nuages,
4. l'irradiation superficielle des nuages, résolvant les problèmes d'ionisation et d'astrochimie,
5. la possibilité d'expliquer l'anti-corrélation entre l'émission gamma et les contours CO,
6. la suppression éventuelle de l'aile bleue de la raie de carbone dédoublée (avec toutefois les réserves mentionnées),
7. un mécanisme naturel et efficace d'accélération,
8. qui fournit le bon spectre, coupé en l'occurrence à des énergies de quelques dizaines de MeV/n,
9. et qui accélère suffisamment peu d'électrons pour ne pas émettre de continuum Bremsstrahlung.

Enfin, en plus de ces points capitaux, la superbulle Orion-Éridan permet d'obtenir une composition chimique des EPs conforme à celle déduite de l'analyse phénoménologique des données de COMPTEL.

Comme nous l'avons discuté dans un article séparé (Parizot et al., 1997a), le plasma chaud et ténu emplissant la cavité d'une superbulle est constitué essentiellement de la combinaison des ejecta de supernova et des vents des étoiles massives qui ont contribué à sa formation. Nous avons ainsi calculé la composition moyenne de ces ejecta, en intégrant sur la durée de vie des étoiles, et en pondérant

les compositions obtenues pour des étoiles de différentes masses (à l'aide des modèles d'évolution stellaire du groupe de Genève; voir Chap. 5 et 6) par leur poids statistique, c'est-à-dire leur représentation dans l'association OB. Cette pondération nous est donnée par la fonction de masse initiale (IMF), estimée pour Orion, d'après les observations, à une loi de puissance de pente -2.7 (Brown et al., 1994). Des détails complémentaires seront donnés dans le chapitre suivant.

Nous retiendrons simplement que les compositions ainsi calculées, que nous appelons compositions de vent-moyen (ou 'mean-wind composition', dans nos articles), sont suffisamment riches en carbone et en oxygène pour satisfaire aux contraintes observationnelles posées COMPTEL, à savoir notamment la limite supérieure sur le rapport de bandes $(1-3 \text{ MeV})/(3-7 \text{ MeV})$. Nous le montrerons explicitement dans le chapitre suivant.

L'obtention naturelle d'une composition chimique adéquate vient donc s'ajouter à la liste déjà longue des arguments qui convergent pour désigner la superbulle Orion-Éridan comme le site d'accélération et de confinement des EPs d'Orion. Toutefois, nous ne pourrions véritablement considérer qu'un modèle de l'émission gamma a été construit que lorsque nous aurons affronté le problème épineux de l'énergétique. Alors, ne tardons plus...

7.4 L'énergétique de l'émission gamma d'Orion

7.4.1 Le spectre d'énergie utilisé

Dans le modèle que nous sommes en train de construire, les EPs sont accélérés au sein de la superbulle Orion-Éridan par le mécanisme décrit ci-dessus. Leur spectre d'énergie est donc en principe calculable, moyennant la connaissance (au moins stochastique) des conditions dynamiques et magnétiques (chocs, turbulence, etc.) régnant à l'intérieur de la cavité. Celle-ci ne sont cependant pas connues au point de déterminer par le calcul la valeur de l'énergie de coupure du spectre, que nous noterons E_0 . Nous l'utiliserons donc comme paramètre libre, en retenant simplement qu'elle se situe vers quelques dizaines de MeV/n.

Afin de nous restreindre à un seul paramètre libre, nous utiliserons le spectre canonique suivant :

$$\bar{Q}(E) = \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-1.5} \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right). \quad (7.5)$$

Ce spectre a été utilisé initialement par Ramaty et al. (1996), de sorte que nous pourrions comparer nos résultats aux leurs, chaque fois que cela sera possible. Il s'agit bien sûr d'une forme idéale, mais elle offre l'avantage – outre de permettre une description à un seul paramètre libre, E_0 – de tenir compte de la

phénoménologie du problème, tout en étant conforme aux prédictions du modèle d'accélération dans les superbules (Bykov & Fleishman, 1992a).

Pour laisser une latitude suffisante au modèle, et suivant en cela Ramaty et al. (1996; 1997a), nous ferions varier l'énergie de coupure de 2 à 100 MeV/n. Rappelons à cet égard qu'au dessous de 2 MeV/n, aucune réaction nucléaire n'est possible, tandis qu'une énergie de coupure supérieure à 100 MeV/n serait en contradiction directe avec l'absence d'excès de production de π^0 , démontrée par EGRET (Tatischeff et al., 1997).

Enfin, nous supposons que le même spectre s'applique à tous les éléments, de sorte que la fonction d'injection introduite dans notre programme s'écrit simplement :

$$Q_i(E) = s_i K Q(E), \quad (7.6)$$

où s_i est l'abondance relative de l'espèce i dans la source (au sein des EPs), et K est une constante de normalisation globale, fixée soit a posteriori, de manière à reproduire les flux de COMPTEL, soit a priori, compte tenu du modèle développé et de l'énergie disponible dans la superbulle Orion-Éridan.

7.4.2 La puissance perdue par ionisation par les EPs

Nous avons largement insisté sur la valeur très élevée de la puissance perdue dans les nuages d'Orion par les EPs responsables de l'émission gamma. Il convient d'en venir maintenant à des considérations plus quantitatives. Nous avons déjà indiqué, à la fin du chapitre 4 (§ 4.5.4), comment calculer l'énergie perdue par les EPs dans le milieu interstellaire, par le processus d'ionisation de la matière. Nous pouvons ici réécrire l'équation 4.78 en faisant intervenir la densité moyenne, $\langle n \rangle$, du volume rempli par les EPs, que nous nommerons dorénavant, la « zone de confinement » (ZDC) :

$$\left. \frac{dE_{\text{tot}}}{dt} \right|_{\text{ion}} = \sum_i \int N_i(E) v(E) \langle n \rangle \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{ion}}(E) dE, \quad (7.7)$$

où dE/dx est la perte d'énergie par épaisseur nucléaire traversée, c'est-à-dire par g/cm². La somme discrète porte sur les différentes espèces nucléaires, et $v(E)$ est la vitesse des particules d'énergie E . Puisque nous exprimons les énergies en MeV/n, la vitesse $v(E)$ est indépendante de la masse du noyau.

En comparant cette équation à celle donnant le taux de production des raies gamma :

$$\frac{dN_\gamma}{dt} = \sum_{i,j} \int N_i(E, t) v(E) n_j \sigma_{ij;\gamma}(E) dE, \quad (7.8)$$

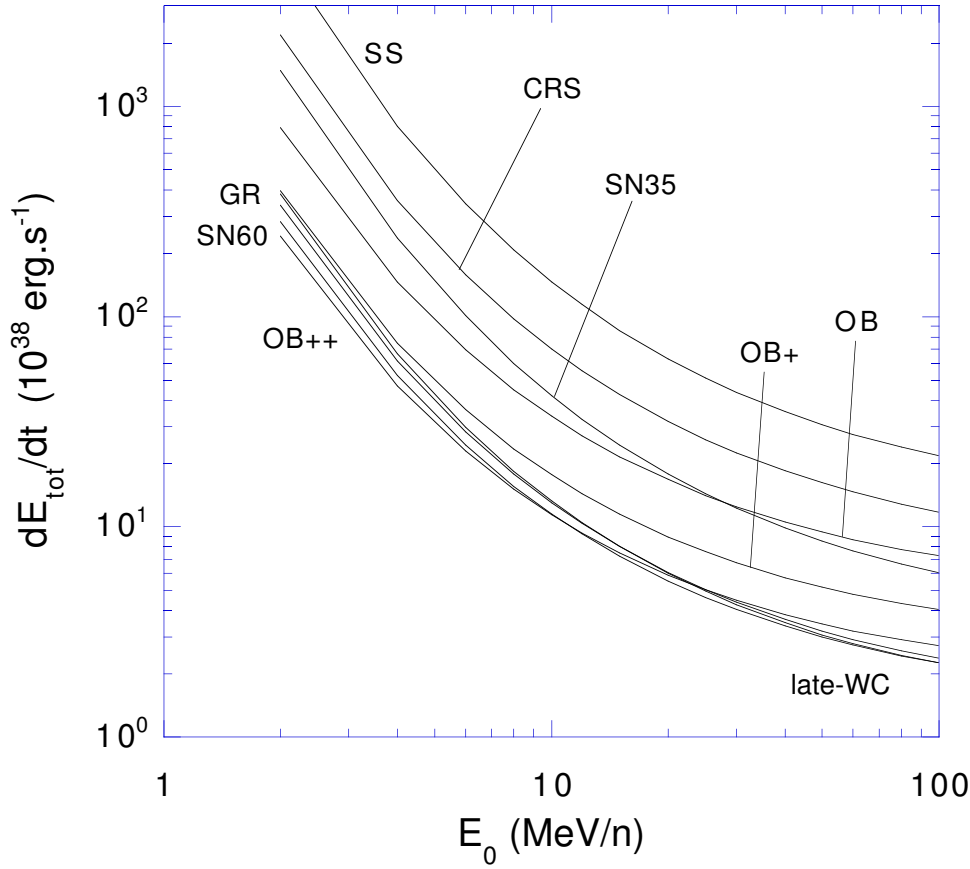


FIG. 7.11: Taux de pertes d'énergie par ionisation, en fonction de l'énergie de coupure E_0 , pour des EPs de différentes compositions, décrites dans le texte. La normalisation est faite sur les flux gamma détectés par COMPTEL dans la bande 3–7 MeV, en supposant que la source est située à 450 pc (distance estimée des nuages d'Orion).

où $n_j = \alpha_j \langle n \rangle$ est la densité de l'élément cible j dans la région d'interaction, on constate mathématiquement ce que nous avons déjà noté par la physique, à savoir que puisque les taux de production gamma et de perte d'énergie sont tous deux proportionnels à la densité ambiante, leur rapport en est indépendant.

Ainsi, en normalisant les flux de EPs de manière à reproduire les flux gamma détectés par COMPTEL, on obtient une valeur de la puissance perdue par les EPs d'Orion ne dépendant que de leurs caractéristiques intrinsèques, en l'occurrence leur spectre et leur composition. Sur la figure 7.11, nous présentons quelques résultats obtenus pour différentes compositions, en utilisant le spectre canonique donné plus haut.

Certaines des compositions que nous utilisons ici ont été proposées par Ramaty et al. (1995; 1996) : la composition source des rayons cosmiques (CRS), la composition du système solaire (SS), celle des ejecta d'une supernova de 35

ou de $60 M_{\odot}$ (SN35 et SN60), celle des grains interstellaires (GR), ou encore la composition des vents d'une étoile Wolf-Rayet de type C, juste avant son explosion (late-WC).

À ces compositions, nous avons ajouté une composition physiquement motivée par le modèle que nous tentons de mettre sur pied, à savoir la composition de vent-moyen décrite plus haut (OB). Les compositions OB+ et OB++ sont obtenues à partir de la composition OB en multipliant l'abondance des métaux par 3 et 10, respectivement. L'utilisation de ces compositions est justifiée par la possible « sélection à l'accélération » dont nous avons parlé dans le chapitre 1, et qui est prédite par le modèle d'accélération de Don Ellison (Ellison et al., 1997).

La forme des courbes de la figure 7.11 se comprend aisément. Le rendement énergétique est meilleur pour une énergie de coupure élevée (puissance perdue plus faible pour un même flux gamma), car d'une part il y a alors plus de particules au dessus des seuils d'excitation, et d'autre part les pertes d'énergie par ionisation sont plus faibles à haute énergie. Enfin, il apparaît que les compositions les plus riches en C et en O sont les plus efficaces pour produire les raies γ -nucléaires détectées par COMPTEL. Quelle surprise !

Les valeurs numériques obtenues sont de l'ordre de $3 \cdot 10^{38}$ erg/s pour les compositions SN60, late-WC et OB++, et $\sim 8\text{--}10 \cdot 10^{38}$ erg/s pour la composition désormais canonique OB. Il convient de noter cependant que si la composition late-WC semble énergétiquement intéressante, elle n'est guère justifiable d'un point de vue théorique, car elle correspond aux vents de la toute dernière période de la vie d'une étoile WC, pendant laquelle une quantité de matière négligeable est éjectée. De même, l'utilisation de la composition SN60 requiert un mécanisme permettant d'accélérer uniquement les ejecta d'une supernova, sans dilution dans le milieu ambiant. À nouveau, ceci ne nous paraît guère réaliste.

Nous avons cependant présenté le résultat correspondant afin de permettre la comparaison avec celui obtenu par Ramaty et al. L'accord est excellent, de même que pour toutes les compositions communes (CRS, SS, SN35, SN60, GR, late-WC) – ce qui est la moindre des choses puisque, dans la limite stationnaire, nous utilisons essentiellement le même modèle.

7.4.3 Trois indicateurs énergétiques nouveaux

L'énergie totale des EPs

Afin d'étudier l'énergétique de l'émission gamma d'Orion de manière plus rigoureuse, nous avons introduit de nouveaux indicateurs, qui complètent celui qui était seul à être utilisé jusqu'alors, à savoir la puissance perdue par les EPs, que nous venons de présenter. La particularité de ces nouveaux indicateurs énergétiques est qu'ils dépendent de la densité moyenne de la zone de confinement, paramètre sur lequel nous reviendrons ultérieurement. Le premier d'entre eux est l'énergie totale portée par les EPs.

Connaissant leur densité dans l'espace des phases, $N_i(E)$, à partir de laquelle on calcule le taux d'émission des raies γ -nucléaires, il est aisé de sommer sur toutes les espèces nucléaires de EPs, et d'obtenir l'énergie totale impliquée :

$$E_{\text{tot}} = \sum_i \int N_i(E) A_i E \, dE. \quad (7.9)$$

Bien sûr, E_{tot} ne dépend que des caractéristiques intrinsèques des EPs, et en particulier pas de la densité de la zone de confinement (ZDC). Mais c'est précisément pour cela qu'après normalisation aux flux gamma détectés, l'énergie totale nécessaire sous forme de EPs dépend fondamentalement de la densité supposée de la ZDC, comme $E_{\text{tot}} \propto \langle n \rangle^{-1}$.

En fait, plus $\langle n \rangle$ est faible, plus il faudra de EPs pour produire le nombre requis d'excitations nucléaires par seconde. Comme chacun d'eux porte précisément son énergie cinétique, plus il y aura de EPs, plus leur énergie totale sera grande.

Les résultats obtenus pour différentes compositions sont présentés sur la figure 7.12. À nouveau, il apparaît que le rendement est meilleur (i.e. l'énergie requise pour produire les flux de COMPTEL est plus faible) pour les compositions les plus riches en C et O. Mais alors que l'indicateur « puissance perdue » révélait que les énergies de coupure les plus élevées étaient aussi les plus favorables, la figure 7.12 montre qu'à la lumière de l'indicateur « énergie totale », il faut tempérer cette conclusion.

En l'occurrence, l'énergie totale nécessaire sous forme de EPs est minimale pour une énergie de coupure entre 10 et 30 MeV/n, suivant la composition utilisée. Pour des valeurs supérieures de E_0 , l'énergie nécessaire croît tout simplement parce que les EPs portent individuellement plus d'énergie !

Ceci illustre la différence essentielle entre les deux indicateurs énergétiques mentionnés. Car c'est une chose de perdre peu d'énergie par ionisation, et donc de nécessiter une puissance relativement faible pour entretenir le régime stationnaire, mais c'en est une autre de placer ce niveau stationnaire suffisamment bas. Et en l'occurrence, tout dépend de la densité de la ZDC. La figure 7.12 a été tracée pour une densité moyenne de 1 part/cm³. Or l'on s'aperçoit que même pour les compositions les plus favorables (et les moins réalistes, hélas !) et pour l'énergie de coupure optimale, l'énergie totale requise sous forme de EPs est supérieure à 10⁵¹ erg, soit l'énergie cinétique libérée par l'explosion d'une supernova.

Cette valeur est extrêmement instructive, et révèle le rôle fondamental joué par la densité moyenne $\langle n \rangle$. En particulier, il apparaît que le 'modèle superbulle naïf' ne fonctionne pas, en dépit de la foule d'arguments présentés plus haut en sa faveur. En effet, considérant que la densité de la superbulle Orion-Éridan est d'environ 10⁻² cm⁻³, on obtient des énergies totales sous forme de EPs de 10⁵³ erg, ce qui n'est assurément pas raisonnable ! Cette remarque est essentiellement destinée à bien faire saisir l'importance de la densité moyenne de la ZDC, et de

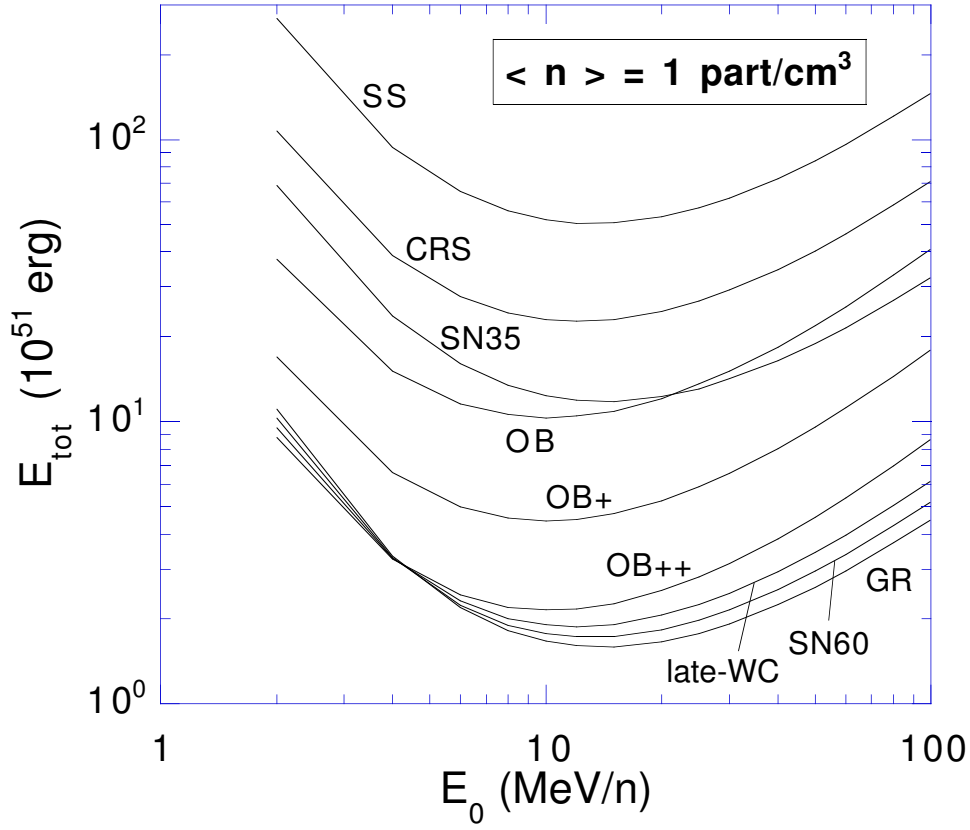


FIG. 7.12: Énergie totale des EPs responsables de l'émission gamma d'Orion, en fonction de l'énergie de coupure E_0 , pour différentes compositions décrites dans le texte. La normalisation est faite sur les flux gamma détectés par COMPTEL dans la bande 3–7 MeV, en supposant que la source est située à 450 pc (distance estimée des nuages d'Orion).

l'indicateur énergétique E_{tot} , qui étaient tous deux méconnus jusqu'alors. Pour être honnête, il nous faut cependant concéder que le modèle superbulle naïf n'est pas si déplorable, car la densité moyenne de la ZDC est supérieure à celle de la cavité proprement dite, du fait même de la pénétration des EPs dans les nuages denses d'Orion. Nous y reviendrons un peu plus loin.

La masse totale des EPs

Notre second indicateur (le troisième en comptant dE_{tot}/dt) est construit de manière analogue au premier, E_{tot} . Il s'agit de la masse totale des EPs responsables de l'émission gamma. De manière évidente,

$$M_{\text{EP}} = \sum_i \int N_i(E) A_i m_p dE, \quad (7.10)$$

de sorte qu'après normalisation aux flux de COMPTEL, on a à nouveau $M_{\text{EP}} \propto \langle n \rangle^{-1}$.

Les résultats sont présentés sur la figure 7.13 pour les différentes compositions envisagées. Cette fois, la masse requise des EPs est la plus favorable (i.e. minimale) pour des énergies de coupure élevées. On n'observe pas de 'remontée' à haute énergie, tout simplement parce que la masse des EPs n'augmente pas avec leur énergie. En revanche, on ne bénéficie pas, comme dans le cas de l'indicateur « puissance perdue », de la baisse des taux de perte d'énergie, de sorte que la baisse de M_{EP} avec E_0 devient négligeable une fois que les pics des sections efficaces sont dépassés (~ 30 MeV/n).

La temps d'épuisement de l'énergie

Enfin, nous pouvons former un dernier indicateur à partir des deux premiers. Étant donnée l'énergie totale des EPs et leur taux de perte d'énergie, on peut estimer le temps au bout duquel ils auront consommé toute l'énergie disponible initialement :

$$\tau_{\text{ex}} = \frac{E_{\text{tot}}}{dE_{\text{tot}}/dt}. \quad (7.11)$$

À nouveau, ce « temps d'épuisement » est inversement proportionnel à la densité moyenne de la ZDC. Il est représenté sur la figure 7.14 pour une densité $\langle n \rangle = 1 \text{ cm}^{-3}$.

Nous avons déjà noté que ce que nous pourrions considérer comme l'énergie de coupure la plus favorable dépendait en réalité de ce que nous souhaitions minimiser : la puissance perdue par les EPs, ou leur énergie totale. De même, il apparaît que ce que nous pourrions considérer comme la composition des EPs la

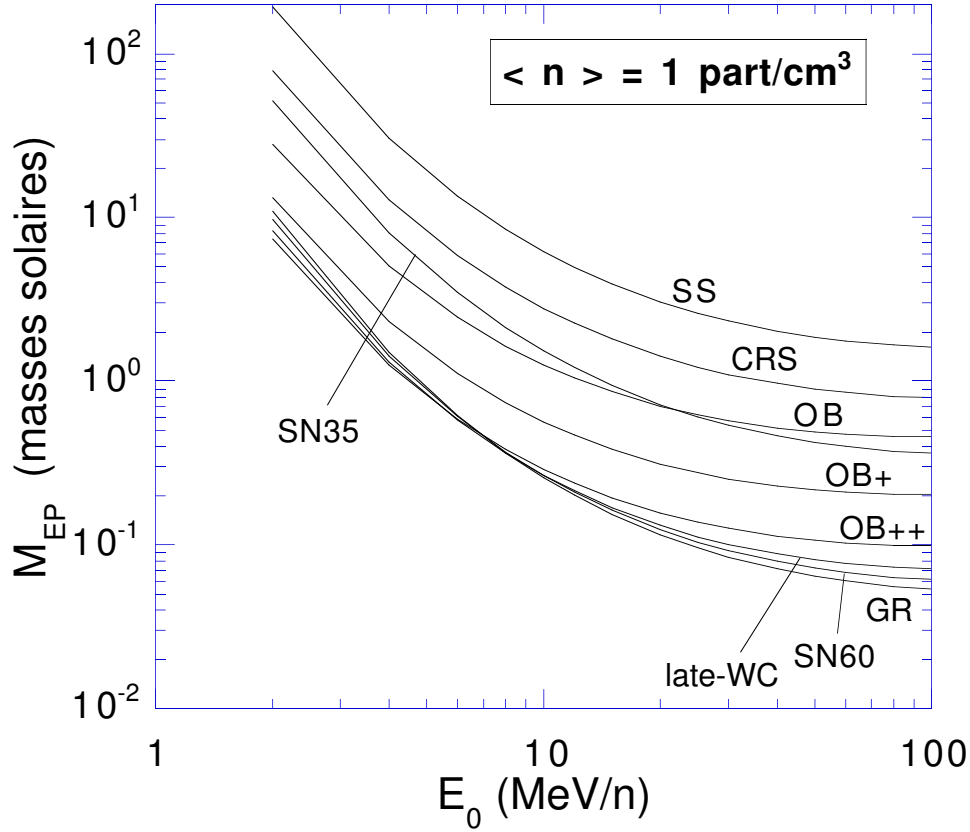


FIG. 7.13: Masse totale requise sous forme de EPs pour produire les flux gamma détectés par COMPTEL, en fonction de l'énergie de coupure E_0 et pour différentes compositions, décrites dans le texte. La source est supposée située à 450 pc (distance estimée des nuages d'Orion), et la densité moyenne de la zone de confinement des EPs vaut $\langle n \rangle = 1 \text{ cm}^3$.

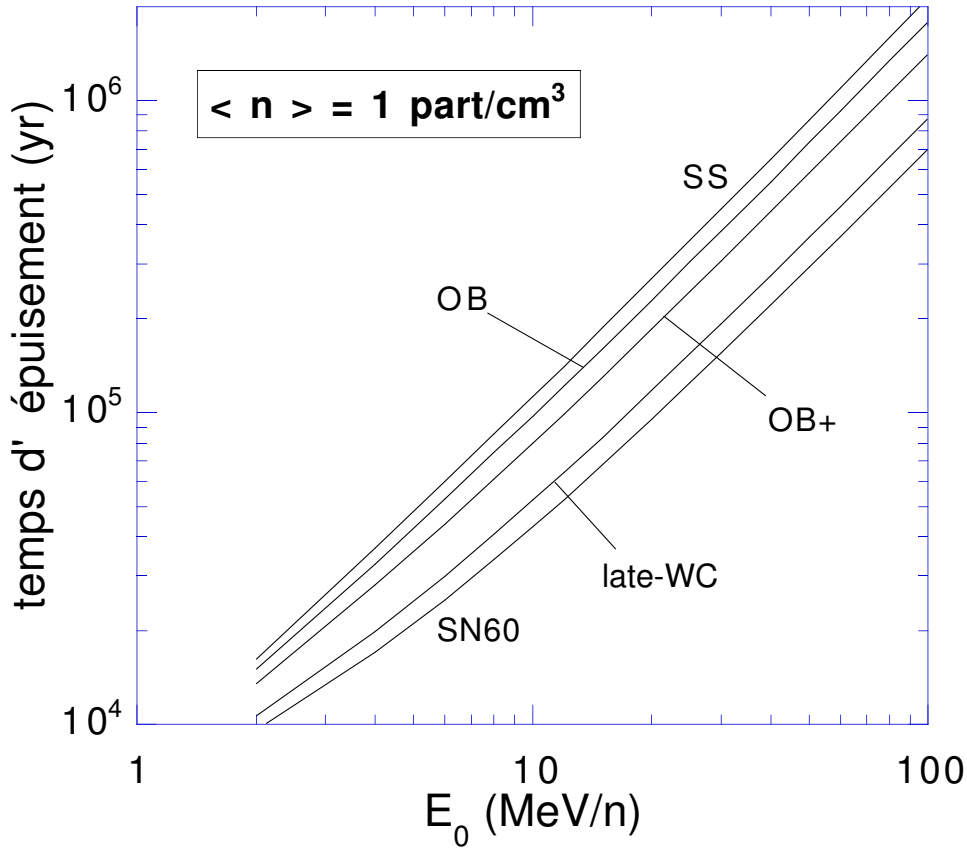


FIG. 7.14: Temps d'épuisement de l'énergie des EPs responsables de l'émission gamma d'Orion, en fonction de l'énergie de coupure E_0 , pour différentes compositions décrites dans le texte. La normalisation est faite sur les flux gamma détectés par COMPTEL dans la bande 3–7 MeV, en supposant que la source est située à 450 pc (distance estimée des nuages d'Orion).

plus favorable dépend des contraintes que nous nous fixons. Par exemple, pour une densité moyenne $\langle n \rangle$ donnée, l'énergie disponible sous forme de EPs (quelle que soit sa valeur), sera consommée plus vite si la composition est de type late-WC, que si elle est de type OB (cf. Fig. 7.14). Or ceci est exactement le contraire de ce que l'on aurait conclu en considérant seulement le taux de pertes d'énergie dE_{tot}/dt (cf. Fig. 7.11).

À nouveau, cet apparent paradoxe est du au rôle important joué par la densité de la ZDC $\langle n \rangle$. Si ce paramètre n'est pas fixé, alors la composition late-WC permettra de reproduire les flux de COMPTEL avec une valeur plus faible de $\langle n \rangle$, ce qui allongera en retour le temps d'épuisement de l'énergie, τ_{ex} .

Pour être plus quantitatif, nous donnons pour τ_{ex} le 'fit' suivant, calculé pour la composition canonique de vent-moyen (OB) :

$$\tau_{\text{ex}} \sim (1.0 \cdot 10^5 \text{ yr}) \left(\frac{E_0}{10 \text{ MeV/n}} \right)^{1.27} \left(\frac{\langle n \rangle}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1}. \quad (7.12)$$

En prenant 100 cm^{-3} comme densité moyenne pour Orion, on obtient $\tau_{\text{ex}} = 1\text{--}2 \cdot 10^3 \text{ yr}$, ce qui est extrêmement court, comparé au temps moyen séparant deux explosions de supernova dans l'association OB1, évalué à environ $5 \cdot 10^5 \text{ yr}$ (Cowie et al., 1979). Ceci suggère que la densité moyenne de la zone de confinement des EPs est beaucoup plus faible que celle des nuages d'Orion eux-mêmes. Voilà qui favorise encore, et même qui exige un scénario à source externe, dans lequel les EPs proviennent de la superbulle Orion-Éridan de faible densité, et ne pénètrent qu'en surface le complexe moléculaire dense.

7.4.4 Conclusion

Il émerge de ce qui précède qu'une étude rigoureuse de l'énergétique d'Orion doit prendre en compte non seulement le taux de perte d'énergie des EPs, mais également leur énergie totale. De plus, la densité moyenne de la zone de confinement (ZDC) se révèle être un paramètre crucial. Mais elle intervient de deux manières différentes et antagonistes : $\langle n \rangle$ ne doit pas être trop faible, de façon à ce que l'énergie totale requise sous forme de EPs ne soit pas déraisonnablement élevée, mais d'un autre côté, $\langle n \rangle$ ne doit pas être trop grande, sinon nous nous trouverions confrontés à de difficultés relatives au temps de consommation de l'énergie, τ_{ex} , qui n'est rien d'autre que la durée de vie de l'émission gamma, et qui dans ce cas serait extrêmement courte.

La question est alors la suivante : ces deux contraintes antagonistes sont-elles compatibles ?

Et bien nous allons montrer que non seulement elles le sont, ce qui est en soit remarquable, car il n'y avait au départ aucune raison fondamentale pour cela, mais elles le sont en outre dans un intervalle de densité de la ZDC très

réduit, et les valeurs autorisées pour $\langle n \rangle$ sont très exactement celles que suggèrent les conditions physiques et historiques du complexe d'Orion et de la superbulle Orion-Éridan.

7.5 Vers une solution du problème de l'émission gamma d'Orion

Dans les sections 7.2 et 7.3, nous avons montré comment les diverses contraintes observationnelles conduisent naturellement à considérer la superbulle Orion-Éridan comme la source des EPs d'Orion. Mais nous venons d'exposer un certain nombre de difficultés éventuelles, liées à l'énergétique et en particulier à l'énergie totale des EPs et au temps d'épuisement de cette énergie. À cet égard, le rôle fondamental de la densité moyenne de la ZDC a été mis en lumière. Nous devons donc maintenant analyser en détail des modèles spécifiques, en utilisant l'ensemble des indicateurs énergétiques disponibles.

Les résultats de cette analyse sont rassemblés dans le tableau 7.1, où sont également précisées les valeurs des paramètres physiques des différents modèles envisagés. D'autres paramètres, tels que ceux relatifs à la géométrie du problème, se trouvent sur la figure 7.9. Nous supposons en particulier que la surface des nuages d'Orion faisant face à la superbulle est $S \sim R^2 = (45 \text{ pc}) \times (45 \text{ pc}) \sim 2000 \text{ pc}^2$ (Gentzel & Stutzky, 1989), et que la superbulle a un volume total $V_{\text{SB}} \sim 10^{62} \text{ cm}^3$.

7.5.1 Le modèle superbulle

Dans un premier temps, supposons que les EPs remplissent tout le volume de la superbulle Orion-Éridan, et qu'ils disposent initialement d'une énergie de $2 \cdot 10^{52} \text{ erg}$. C'est ce que nous appellerons le « modèle superbulle », noté SB.

Le cas d'une composition de vent-moyen

Comme nous le verrons au chapitre suivant (voir aussi Parizot et al., 1997d), la composition naturelle des EPs est dans ce modèle la composition moyenne des vents stellaires d'une association OB. Dans le cas où l'énergie de coupure du spectre source vaut $E_0 = 10 \text{ MeV/n}$ (modèle SBb, où l'indice 'b' se réfère à une coupure à basse énergie), nous pouvons lire sur la figure 7.11 que le taux de pertes d'énergie des EPs vaut $dE_{\text{tot}}/dt = 3.4 \cdot 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$.

De même, la figure 7.12 nous enseigne que la densité moyenne de la zone de confinement (ZDC) doit valoir $\langle n \rangle \simeq 0.5 \text{ cm}^{-3}$. En effet, l'énergie totale des EPs produisant les flux de COMPTEL est de $\sim 10^{52} \text{ erg}$ pour une densité $\langle n \rangle = 1 \text{ cm}^{-3}$. Une énergie double sera donc obtenue pour une densité moitié. Le temps

TAB. 7.1: *Paramètres et indicateurs énergétiques relatifs à différents modèles : SB = superbulle, WR = Wolf-Rayet (le signe + indique une composition source ~ 3 fois plus riche en métaux, résultant d'une accélération sélective), et SN = supernova. Les labels 'h' and 'b' correspondent à une énergie de coupure du spectre source des EPs haute et basse, respectivement.*

modèle	E_{tot} (erg)	compo- sition	E_0 (MeV/n)	$\langle n \rangle$ (cm $^{-3}$)	dE_{tot}/dt (erg s $^{-1}$)	τ_{ex} (yr)	M_{EP} (M $_{\odot}$)
SBl	$2 \cdot 10^{52}$	OB	10	0.52	$3.4 \cdot 10^{39}$	$1.9 \cdot 10^5$	2.4
SBh	$2 \cdot 10^{52}$	OB	100	2.1	$7.3 \cdot 10^{38}$	$8.7 \cdot 10^5$	0.22
SB'l	$2 \cdot 10^{52}$	late-WC	10	0.10	$1.2 \cdot 10^{39}$	$5.3 \cdot 10^5$	2.7
SB'h	$2 \cdot 10^{52}$	late-WC	100	0.31	$2.2 \cdot 10^{38}$	$2.9 \cdot 10^6$	0.23
WRl	10^{51}	OB	10	10	$3.4 \cdot 10^{39}$	$9.3 \cdot 10^3$	0.12
WR+l	10^{51}	OB+	10	4.5	$1.8 \cdot 10^{39}$	$1.8 \cdot 10^4$	0.13
WR++l	10^{51}	OB++	10	2.2	$1.1 \cdot 10^{39}$	$2.9 \cdot 10^4$	0.13
WRh	10^{51}	OB	100	41	$7.3 \cdot 10^{38}$	$4.3 \cdot 10^4$	0.011
WR+h	10^{51}	OB+	100	18	$4.0 \cdot 10^{38}$	$7.9 \cdot 10^4$	0.011
WR++h	10^{51}	OB++	100	8.7	$2.7 \cdot 10^{38}$	$1.2 \cdot 10^5$	0.011
SNl	10^{51}	SN60	10	1.8	$1.3 \cdot 10^{39}$	$2.4 \cdot 10^4$	0.15
SNh	10^{51}	SN60	100	5.2	$2.4 \cdot 10^{38}$	$1.3 \cdot 10^5$	0.012

d'épuisement de l'énergie disponible, τ_{ex} , vaut alors $1.9 \cdot 10^5$ yr, ce qui est beaucoup trop court, comparé à l'âge de la superbulle, $\sim 5 \cdot 10^6$ yr.

Si l'énergie de coupure vaut maintenant $E_0 = 100$ MeV/n (modèle SBh, coupure à haute énergie), le temps d'épuisement de l'énergie atteint $8.7 \cdot 10^5$ yr, ce qui est encore trop court (cf. Tab. 7.1). De plus, dans ce cas, la densité moyenne requise est $\langle n \rangle = 2.1 \text{ cm}^{-3}$, ce qui, compte tenu du volume de confinement (10^{62} cm^3), implique que la masse totale de matière irradiée par les EPs est de l'ordre de $1.2 \cdot 10^5 M_{\odot}$, soit $\sim 40\%$ de la masse des nuages d'Orion. Les EPs doivent donc pénétrer jusqu'à ~ 40 pc à l'intérieur des nuages, ce qui contredit nos conclusions de la section 7.2.

De manière quantitative, l'équation (7.3) montre qu'une telle profondeur de pénétration nécessite un coefficient de diffusion aussi élevé que $7 \cdot 10^{28} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, ce qui est très nettement supérieur à ce qui est attendu au sein des nuages d'Orion. Même si les valeurs de $\sim 10^{23} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ données par Dogiel et al. (Dogiel et al., 1987) sont probablement sous-estimées, en tout état de cause, le coefficient de diffusion dans les nuages d'Orion ne devrait pas dépasser les $10^{27} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ (Bykov, communication privée).

Le modèle superbulle semble donc échouer, pour cause de consommation d'énergie trop rapide, et ce quel que soit le spectre adopté, c'est-à-dire quelle que soit la valeur de l'énergie de coupure E_0 . La seule manière de tirer avantage de l'énorme quantité d'énergie que contient la superbulle apparaît donc être de réduire la consommation d'énergie, en utilisant une composition plus riche en C et O. On pourrait ainsi diminuer la valeur de $\langle n \rangle$, et augmenter d'autant le temps d'épuisement τ_{ex} . En outre, une valeur plus faible de $\langle n \rangle$ réconcilierait le modèle avec les valeurs typiques du coefficient de diffusion dans Orion.

Le cas d'une composition enrichie

Nous avons donc étudié un modèle analogue au précédent, mais dans lequel les EPs ont la composition 'late-WC'. Dans ce cas, et pour $E_0 = 100$ MeV/n, qui est le cas le plus favorable, le temps d'épuisement de l'énergie est prolongé jusqu'à $2.9 \cdot 10^6$. Cette valeur est marginalement compatible avec l'âge inféré pour la superbulle. Malheureusement, ainsi que nous l'avons indiqué, la composition late-WC ne semble guère réaliste, puisqu'elle ne correspond qu'à la toute dernière phase du vent d'une étoile WC, pendant laquelle une masse négligeable de matière est éjectée. On voit mal, dans ces conditions, comment cette matière pourrait être accélérée sans dilution dans le volume énorme de la superbulle.

Mais même en supposant que cela soit possible, notre quatrième indicateur, M_{EP} , nous indique qu'une masse totale de $0.23 M_{\odot}$ est requise sous forme de EPs, ce qui est supérieur à la masse éjectée par l'étoile à cette composition. Il nous semble donc qu'il faille rejeter cette solution. Toutefois, une composition aussi 'efficace' que late-WC pourrait être justifiée dans le cadre du modèle superbulle, si le processus d'accélération favorisait les métaux, par rapport aux protons et

aux particules α (Ellison et al., 1997). Il apparaît en effet sur la figure 7.11 que la composition OB++ offre des résultats comparables à late-WC, mais avec cette fois une possibilité de justification théorique.

Outre cette appréciable nuance, le modèle SB avec accélération sélective lève la difficulté posée par la valeur de M_{EP} . En effet, la masse de matière accélérable est cette fois la masse totale du plasma chaud de la superbulle ($\sim 10^3 M_\odot$), dont la composition moyenne est OB. Une efficacité d'accélération $\eta < 10^{-3}$ serait alors suffisante pour porter une masse M_{EP} de matière aux énergies supernucléaires.

Enfin, en ce qui concerne la densité moyenne de la ZDC, nous obtenons $\langle n \rangle \simeq 0.3$, ce qui implique une masse totale irradiée de $\sim 2 \cdot 10^4 M_\odot$, soit $\sim 7\%$ de la masse d'Orion. Ceci est compatible avec la profondeur de pénétration (7.3) à condition que le coefficient de diffusion dans le complexe moléculaire vaille $D \sim 1.8 \cdot 10^{27} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. Cette valeur n'est pas totalement irréaliste, mais certes assez improbable.

Un premier bilan

En conclusion, le modèle SB semble pouvoir apporter une solution énergétiquement viable, mais seulement de façon très marginale, c'est-à-dire avec des paramètres poussés à l'extrême. Il faudrait en effet :

1. une efficacité d'accélération des noyaux C et O dix fois supérieure à celle des protons,
2. une énergie de coupure de 100 MeV/n, à la limite de ce qui est autorisé par les données d'EGRET quant à la production de π^0 ,
3. un âge de la superbulle de seulement $\sim 3 \cdot 10^6$ yr,
4. une valeur du coefficient de diffusion dans Orion exceptionnellement élevée, et enfin
5. une énergie totale initiale de $2 \cdot 10^{52}$ erg, ce qui représente la totalité de l'énergie de la superbulle (cinétique et thermique). Clairement, une telle valeur est trop élevée, et l'on doit en réalité s'attendre à une énergie au moins deux fois plus faible.

Bien sûr, les paramètres que nous utilisons ne sont probablement connus qu'à un facteur 2 près, environ. C'est le cas notamment de l'énergie totale de la superbulle, de son volume, de son âge, etc. Nous devons donc tolérer une certaine marge autour des résultats que nous présentons dans cette section. Mais nous retiendrons néanmoins que le modèle SB, dans lequel les EPs remplissent l'ensemble du volume de la superbulle avec la même densité que tout près des nuages d'Orion, est assez peu probable.

En outre, dans un tel modèle, la supercoquille entourant la superbulle devrait faire figure de source gamma, au même titre que les nuages d'Orion ! Leurs masses respectives sont en effet semblables. En prenant pour la coquille un rayon $R_{\text{sh}} = 140$ pc, et une épaisseur $\Delta R_{\text{sh}} = 8$ pc (Reynolds & Ogden, 1979), on obtient une densité moyenne $n \sim M_{\text{sh}} / (4\pi R_{\text{sh}} \times \Delta R_{\text{sh}} \times \langle m \rangle) \sim 4 \text{ cm}^{-3}$, compte tenu de la masse $M_{\text{sh}} = 2.3 \pm 0.7 10^5 M_{\odot}$ (Brown et al., 1995). L'équation (7.3) donne alors une longueur de pénétration de 7.9 pc pour des particules de 100 MeV/n, et un coefficient de diffusion $D = 10^{26} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. L'épaisseur de la coquille semble donc juste suffisante pour forcer les EPs à interagir avec sa matière, exactement de la même façon que dans les nuages moléculaires d'Orion.

En conclusion, le modèle [SB'h] prédit une émission de raies γ -nucléaires de la part de toute la supercoquille Orion-Éridan, avec un flux intégré comparable à celui d'Orion ($\sim 10^4 \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), et même probablement supérieur, puisque d'une part, toute la coquille serait irradiée, alors que seule l'est une partie des nuages d'Orion, en raison de la faible longueur de pénétration, et d'autre part, la supercoquille est en moyenne plus proche de l'observateur que ne le sont les nuages d'Orion. Un facteur supplémentaire ~ 1.7 devrait en résulter sur les flux gamma.

Cette prédiction constitue en réalité un test observationnel du modèle superbulle.

7.5.2 Le modèle à supernova unique

Les motivations observationnelles et théoriques

Nous en venons maintenant à une solution alternative, plus locale, à la fois dans l'espace et dans le temps, impliquant une supernova unique de l'association Orion OB1, explosant à l'extérieur, mais près des nuages d'Orion. Cette situation est représentée schématiquement sur la figure 7.9.

Un tel modèle est en réalité suggéré et appuyé par les observations. D'abord, il est établi que l'association OB1 est proche des nuages, c'est-à-dire tout à fait à l'arrière de la superbulle Orion-Éridan (vue du Soleil). Ensuite, plusieurs signes observationnels témoignent d'une explosion relativement récente dans cette région. Cowie et al. (1979) ont en effet interprété des données UV en termes d'une supernova remontant à $\sim 3 10^5$ yr, et plus récemment, Burrows et al. (1993) ont prétendu trouver dans leurs données X les preuves d'une explosion remontant à $\sim 8 10^4$ yr, dans l'association OB1.

Ramaty (1996) s'est d'ailleurs déjà référé à cette dernière supernova comme la source possible des EPs d'Orion, tandis que de leur côté, Bykov & Bloemen (1994) ont utilisé implicitement un modèle analogue. Notons enfin qu'une explosion récente est également conforme aux attentes théoriques des modèles d'évolution des étoiles massives dans les associations OB. En l'occurrence, il semble que la superbulle Orion-Éridan ait vu exploser au moins une dizaine de supernovæ en

$\sim 5 \cdot 10^6$ ans, comme en témoigne notamment son énergie totale. Ceci donnerait donc, en moyenne, une supernova tous les $\sim 5 \cdot 10^5$ ans.

Dans les lignes qui suivent, nous allons donc examiner en détail ce « modèle à supernova unique » (SN-seule), en calculant ses divers paramètres, notamment la densité moyenne de la ZDC et les indicateurs énergétiques et massique qui en dépendent.

Le cas d'une composition de vent-moyen

Comme plus haut, nous faisons l'hypothèse que la surface des nuages d'Orion faisant face à la superbulle, et donc couverte par elle, est $S \sim R^2 \sim 2000 \text{ pc}^2$, mais cette fois, les EPs remplissent un volume $V \sim R^3 \sim 2.5 \cdot 10^{60} \text{ pc}^3$, et possèdent une énergie initiale de 10^{51} erg .

Étant donné que la densité des nuages d'Orion, n_0 , est très supérieure à celle de la bulle, la densité moyenne $\langle n \rangle$ de la région occupée par les EPs (ZDC) est reliée à leur longueur de pénétration, L , par :

$$\langle n \rangle \sim n_0 \frac{L}{R}, \text{ soit } L \sim (0.45 \text{ pc}) \times \langle n \rangle. \quad (7.13)$$

Supposons alors que la composition des EPs soit celle d'un vent moyen d'étoile Wolf-Rayet (modèle WR). Comme l'indique le tableau 7.1, si l'énergie de coupure du spectre des EPs est $E_0 = 10 \text{ MeV/n}$, la densité moyenne de la ZDC doit prendre la valeur $\sim 10 \text{ cm}^{-3}$, ce qui correspond à une longueur de pénétration à l'intérieur des nuages de $L \sim 4.5 \text{ pc}$. En conséquence, un coefficient de diffusion de $\sim 2 \cdot 10^{28} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ est requis, ce qui est extrêmement élevé pour un milieu si dense, et probablement très ionisé.

De plus, l'échelle de temps d'épuisement de l'énergie est alors $\sim 10^4 \text{ yr}$, soit environ un facteur 10 inférieur à l'âge présumé de la supernova. Pour finir, la masse totale requise sous forme de EPs est de $0.12 M_\odot$ dans ce modèle, ce qui représente $\sim 0.5\%$ de la masse balayée par le SNR, impliquant une efficacité d'accélération très élevée. Cela fait trop de problèmes accumulés pour que le modèle puisse être considéré comme un tant soit peu viable.

Bien sûr, une énergie de coupure plus élevée (modèle WRh) procure des valeurs plus raisonnables pour les indicateurs τ_{ex} et M_{EP} , mais le coefficient de diffusion requis est toujours très élevé : $D \simeq 1.4 \cdot 10^{28} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$.

Le cas d'une composition enrichie

En revanche, comme le montre le tableau 7.1, les compositions enrichies en C et en O (modèles WR+ et WR++) donnent de bien meilleurs résultats. Pour une énergie de coupure de 100 MeV/n , le temps d'épuisement de l'énergie et la masse totale des particules accélérées sont compatibles avec ce qui est attendu sur des

bases observationnelles et théoriques. En effet, τ_{ex} est de l'ordre de l'âge de la dernière supernova, et M_{EP} correspond à une efficacité d'accélération $\eta \sim 5 \cdot 10^{-4}$, en accord avec les estimations de Bykov & Fleishman (1992a; 1992b), et de Bykov & Bloemen (1994). En outre, la densité moyenne de la ZDC obtenue dans ce cas correspond à $D \sim 7 \cdot 10^{26} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, ce qui est assez raisonnable.

Ce modèle semble donc convenir. Néanmoins, l'utilisation d'une composition OB enrichie peut poser un problème théorique. Il existe bien une justification naturelle dans le cadre d'un modèle d'accélération par onde de choc, mais dans ce cas nous ne devons pas nous attendre à une coupure du spectre aux énergies requises par les observations. D'un autre côté, le modèle d'accélération de type superbulle produit bien la coupure du spectre, mais ne semble pas devoir fournir une accélération sélective, favorisant les noyaux lourds.

Nous retiendrons cependant, en conclusion, que les modèles [WR+h] et [WR++h] semblent répondre à tous les critères phénoménologiques et énergétiques, ce qui est à notre avis un résultat très important. Si la composition requise paraît encore difficile à justifier au sein d'un modèle totalement consistant, nous souhaitons cependant rappeler que les contraintes dont nous disposons, et en particulier les valeurs des différents paramètres, ne sont connues qu'avec une précision limitée, qui laisse une certaine latitude au modèle. Notamment, les compositions tirées des modèles d'évolution stellaires sont elles-mêmes modèle-dépendantes, et ne doivent être considérées que comme indicative.

En outre, il se peut que la composition des EPs à considérer soit plus proche du vent-moyen d'une étoile de $60 M_{\odot}$ individuelle, que du vent-moyen d'une association OB comprenant des étoiles de plus faible masse. L'énergie injectée par la supernova au moment de son explosion pourrait en effet induire l'accélération spécifique de la matière environnante, qui ne serait alors rien d'autre que le vent soufflé tout au long de sa vie par le progéniteur lui-même. Nous reviendrons sur ce point un peu plus bas, au moment de dresser le bilan de notre étude.

Le cas d'une composition SN

Dans le même ordre d'idées, le modèle à supernova unique offre une dernière possibilité, qui consiste à accélérer spécifiquement les ejecta de la supernova (modèle SN). Pour une SN de $60 M_{\odot}$, nous savons déjà que la composition des ejecta est compatible avec la limite supérieure donnée par COMPTEL sur le rapport de bandes (1–3 MeV)/(3–7 MeV) (Ramaty, 1996). Dans le tableau 7.1, nous montrons de surcroît que l'énergétique convient à merveille. Pour une énergie de coupure de 100 MeV/n, nous obtenons $\tau_{\text{ex}} = 1.3 \cdot 10^5 \text{ yr}$ et $M_{\text{EP}} = 0.012 M_{\odot}$, i.e. $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ fois la masse balayée par la coquille en expansion de la SN. Comme dans le cas du modèle [WR++h], ces valeurs sont exactement conformes aux attentes fondées sur des considérations observationnelles et théoriques.

Pour ce qui est de la longueur de pénétration, nous obtenons $L = 0.45 \times 5.2 \sim 2.3 \text{ pc}$, ce qui correspond à un coefficient de diffusion $D = 2 \cdot 10^{26} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$,

également en bon accord avec les valeurs attendues.

7.6 Résumé et discussion

7.6.1 Résumé du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons analysé les implications de l'émission gamma d'Orion, dans l'hypothèse où elle serait due à des raies de désexcitation des noyaux ^{12}C et ^{16}O produites par l'interaction de particules énergétiques avec le complexe moléculaire d'Orion. Dans le cadre de ce paradigme standard, dont nous avons par ailleurs discuté les motivations, nous avons montré que les EPs d'Orion ne pouvaient être considérés comme faisant partie des rayons cosmiques galactiques ordinaires. Partant, nous nous sommes interrogés sur leur origine, et nous avons présenté un certain nombre d'arguments plaidant contre un site d'accélération des EPs interne aux nuages eux-mêmes. Ces arguments incluent des considérations géométriques (faible longueur de diffusion/pénétration), historiques (échelles de temps de ralentissement à des vitesses subnucléaires) et énergétiques (puissance insuffisante pour compenser les pertes d'énergie).

En outre, nous avons présenté des arguments indépendants en faveur d'une source des EPs externe aux nuages, fondés sur la géométrie de la source d'émission gamma (source étendue corrélée globalement aux nuages d'Orion, et anti-corrélée à plus petite échelle), des considérations d'ionisation et d'astrochimie (absence d'une irradiation en volume), ainsi que des considérations de spectroscopie (dédoublage des raies avec suppression de l'aile bleue; Ramaty et al., 1997b).

Tous ces arguments semblent converger, et désigner la superbulle Orion-ÉRIDAN, située juste devant les nuages d'Orion, comme la source effective des EPs. Ceci est appuyé par quatre arguments supplémentaires indépendants. D'abord, la superbulle Orion-Éridan recèle une quantité importante d'énergie, notamment sous forme de turbulence et d'ondes de chocs multiples. Ensuite, les superbulles couplées à des associations OB sont connues pour offrir un cadre à de puissants processus d'accélération. En outre, le spectre d'énergie des particules ainsi accéléré possède précisément la forme requise phénoménologiquement par les raies gamma observées. Enfin, la composition chimique si particulière des EPs d'Orion (également requise par la phénoménologie) trouve ici une explication naturelle, dans la mesure où elle reflète la composition moyenne des vents d'étoiles massives.

Suivant ces indications générales, nous avons examiné un certain nombre de modèles, en considérant l'énergétique avec un soin particulier. Dans ce but, nous avons introduit et discuté de nouveaux indicateurs énergétiques, mettant en lumière le rôle de la densité moyenne du volume occupé par les EPs. Nous avons ainsi identifié deux modèles distincts, et en un sens opposés, apportant une solution possible au problème de l'émission gamma d'Orion : le modèle superbulle

(SB), dans lequel les EPs remplissent tout le volume de la superbulle, et le modèle à supernova unique (SN-seule), dans lequel les EPs sont constitués des ejecta d'une supernova récente accélérés à proximité des nuages d'Orion.

7.6.2 L'émergence d'un scénario complet et cohérent

Ces deux scénarios requièrent cependant des valeurs plutôt extrêmes des différents paramètres. Le modèle SB nécessite une accélération sélective, ainsi qu'un coefficient de diffusion très élevé dans Orion, et procure un temps d'épuisement de l'énergie seulement marginalement compatible avec l'âge de la superbulle. Il ne peut toutefois l'exclure totalement, mais en tout état de cause, nous avons proposé un test observationnel pour ce modèle, qui prédit une émission intégrée sur toute la supercoquille comparable à celle des nuages d'Orion.

En ce qui concerne le modèle SN-seule, tous les paramètres s'accordent à merveille, mais une accélération très efficace est requise, permettant la conversion de plusieurs dizaines de pour-cents de l'énergie cinétique de la supernova en EPs. De plus, il faut accélérer les ejecta eux-mêmes, ce qui semble inconcevable si l'on considère une SN isolée.

Seulement voilà, une supernova qui exploserait dans l'association Orion OB1 ne serait pas isolée. Un scénario intermédiaire entre les deux voies opposées proposées ci-dessus (pure superbulle et pure supernova) paraît alors émerger de manière naturelle. Car il reste que la superbulle Orion-Eridan, avec sa matière chaude et raréfiée, son plasma animé de mouvements turbulents à grande échelle et abritant une vaste distribution d'ondes de choc primaires ou secondaires (dont on peut estimer le nombre à quelques 10^4), constitue incontestablement un milieu exceptionnellement propice à l'accélération de particules. En réalité, nous pensons que toute particule suprathermique injectée dans ce réseau de chocs couplé à une turbulence magnétique supersonique, a une excellente chance de se trouver accélérée à une énergie supernucléaire. Essentiellement rien ne l'en empêche, pas même la fuite hors de la superbulle, car les conditions physiques locales favorisent le confinement.

Or nous savons de source quasiment certaine, observationnelle, qu'une supernova a explosé dans les dernières 10^5 années. Ses ejecta très riches en C et O ont donc effectivement été injectés dans cet environnement favorable, et il est très raisonnable de penser qu'ils ont été efficacement accélérés, conjointement avec la matière ambiante à très haute température et/ou suprathermique.

Nous pensons en effet que l'énergie libérée par la nouvelle supernova est venue « réveiller » le milieu ambiant, déjà gorgé de l'énergie des vents stellaires et des supernovæ précédentes, ainsi que des particules accélérées par leurs soins. La composition des EPs résulte donc certainement d'un mélange entre le plasma chaud préexistant, de composition OB (vent-moyen), et les ejecta d'une supernova récente, probablement issue d'un progéniteur de masse $\sim 60 M_{\odot}$ (cf. § 7.2.4).

Des observations plus précises seront sans doute nécessaire pour déterminer

avec précision la composition des EPs interagissant dans les nuages Orion. Notamment le spectromètre SPI, à bord d'INTEGRAL, pourra très certainement mesurer le rapport des raies du carbone et de l'oxygène, et étudier leur profil. Pour l'instant, nous devons nous contenter de l'analyse globale effectuée ci-dessus, et noter avec bonheur que la composition théoriquement attendue est conforme à celle déduite phénoménologiquement. En l'occurrence, il s'agit de la composition moyenne du volume de la superbulle influencé par l'explosion de la dernière supernova dans l'association Orion OB1, éventuellement enrichie par un processus d'accélération sélective.

7.6.3 Conclusion

En conclusion, le modèle que nous proposons pour expliquer l'émission gamma d'Orion repose sur la conjonction d'un environnement astrophysique favorable (la superbulle Orion-Éridan) et de l'explosion d'une supernova récente, telle que celle survenue dans l'association Orion OB1 il y a $\lesssim 10^5$ yr (Burrows et al., 1993). Afin de souligner la cohérence interne de ce modèle, nous nous proposons maintenant de renverser l'argumentation inductive développée tout au long de ce chapitre.

Examinons, d'un point de vue purement théorique, l'influence de l'explosion d'une supernova dans la superbulle Orion-Éridan. De ce que nous savons du processus d'accélération dans cet environnement, nous pouvons estimer que l'énergie injectée par la supernova, rapidement dégradée en chocs secondaires et en turbulence supersonique par l'interaction du SNR avec les chocs préexistants, va permettre l'accélération efficace des particules ambiantes, principalement suprathermiques, jusqu'à des énergies de quelques MeV à quelques dizaines de MeV par nucléon.

En progressant depuis le site d'explosion, le SNR va réveiller un milieu déjà propice à l'accélération, et parallèlement à cette progression, les particules énergétiques vont elles-mêmes diffuser dans l'espace, occupant un volume de plus en plus grand. Ce volume influencé par la supernova, directement ou indirectement, va certainement finir par couvrir toute la surface des nuages moléculaires d'Orion, et en arrivant sur ces derniers, les EPs vont interagir avec le milieu dense et donner lieu à l'émission de raies *gamma*-nucléaires.

La composition chimique des particules énergétiques sera de fait la composition moyenne du milieu influencé par le SNR, à savoir un mélange de matériaux éjectés par les vents stellaires et les supernovæ précédentes ayant contribué à la formation de la bulle, probablement contaminée par les ejecta de la nouvelle supernova, et peut-être enrichie par un processus d'accélération sélective.

Avec une valeur typique du coefficient de diffusion dans la superbulle, disons $\sim 2\text{--}3 \cdot 10^{27} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, on voit que les EPs ont en effet le temps de diffuser sur ~ 45 pc en 10^5 ans. Ils devraient donc remplir un volume $V \sim R^3 \sim 2\text{--}3 \cdot 10^{60} \text{ cm}^3$, ce qui porte la densité moyenne de la ZDC à $\langle n \rangle \sim 5 \text{ cm}^{-3}$, dans l'hypothèse où le

coefficient de diffusion dans les nuages d'Orion prend une valeur typique de $\sim 2-3 \cdot 10^{26} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$.

Dans ces conditions, et que l'on soit frappé ou non par la convergence de la dizaine d'arguments phénoménologiques indépendants présentés aux sections 7.2 et 7.3 (et résumés au § 7.3.4), on peut se poser – nous allons dire « naïvement » – les trois questions suivantes :

1. Quelle est l'énergie totale que doivent porter les EPs pour reproduire les flux gamma observés par COMPTEL?
2. Quelle est leur masse totale?
3. Combien de temps le processus d'émission gamma durera-t-il?

Ces questions sont indépendantes, et objectives en ce sens qu'elles admettent une réponse claire, calculable par le procédé indiqué plus haut, et irrévocable. Une seule réponse irréaliste discréditerait et disqualifierait immédiatement l'ensemble du modèle. Et bien alors que ces réponses pourraient être a priori n'importe quoi, elles sont respectivement les suivantes :

1. $E_{\text{tot}} = 10^{51}$ erg, soit l'énergie cinétique d'une supernova,
2. $M_{\text{EP}} = 10^{-2} M_{\odot}$, soit $5 \cdot 10^{-4}$ fois la masse balayée, ce qui correspond à l'efficacité d'accélération prédite par les modèles de Bykov & Fleishman,
3. et $\tau_{\text{ex}} = 10^5$ yr, soit précisément l'âge de la supernova dans Orion !

Nous nous passerions volontiers de commentaires, mais il nous est apparu, après l'acceptation pour publication de notre article (Parizot, 1998), qu'un dernier calcul devait être conduit, afin d'assurer définitivement, sinon la véracité du modèle, du moins sa cohérence et sa complétude (dans l'état actuel des connaissances théoriques et observationnelles).

Jusqu'ici, en effet, nous avons considéré les flux gamma détectés par COMPTEL comme une donnée du problème. Ce que nous avons fait, fut donc simplement de vérifier que le modèle satisfaisait à l'ensemble des contraintes phénoménologiques (émission étendue, limites supérieures dans la bande 1–3 MeV, absence de Bremsstrahlung, absence de π^0 , etc.), et qu'il était en outre énergétiquement viable. En l'occurrence, nous avons montré que la masse des EPs, leur énergie totale et le temps que dure le phénomène étaient conformes aux attentes théoriques du modèle et compatibles avec les données observationnelles.

Mais les valeurs de ces trois indicateurs énergétiques ont été calculées *compte tenu des flux gamma émis*⁶. Cette hypothèse est évidemment légitime, puisque

6. Il est clair en effet que si les flux détectés étaient plus faibles, l'énergie totale requise, par exemple, le serait aussi.

précisément ce sont les flux avérés (cf. le principe anthropique minimal, c'est-à-dire dans sa version tautologique). Mais il nous est apparu que l'on pouvait pousser plus loin l'analyse, et développer le modèle jusqu'à son accomplissement « rétroprédicatif ».

Le calcul qu'il convient de faire pour cela, c'est-à-dire pour s'affranchir de la connaissance a priori des flux gamma émis, est tout simplement celui de la puissance injectée sous forme de EPs dans les nuages moléculaires d'Orion. Nous avons vu que les flux de COMPTEL impliquaient un taux de perte d'énergie de quelques 10^{38} erg/s. Une puissance équivalente doit donc être constamment réinjectée dans les nuages.

Dans le modèle étudié ici, la réinjection se fait par apport de nouvelles particules par diffusion depuis la superbulle Orion-Éridan. Mais dès lors que le processus de réinjection a été physiquement défini, il devient possible d'en calculer explicitement la puissance. Alors, quelle est-elle?

Le nombre de EPs, N_{EP} , arrivant sur les nuages pendant l'intervalle de temps dt , s'écrit :

$$dN_{\text{EP}} = n_{\text{EP}} S_{\text{Orion}} v_D dt, \quad (7.14)$$

où n_{EP} est la densité des EPs dans la partie de la superbulle qu'ils occupent, S_{Orion} est la surface que les nuages d'Orion présentent aux EPs provenant de la superbulle, et v_D est la vitesse de diffusion des EPs en direction des nuages d'Orion.

Chacun de ces paramètres peut être estimé sans difficulté. Avec la géométrie schématique que nous avons adoptée jusqu'à présent (cf. Fig. 7.9), $S_{\text{Orion}} \sim R^2$, où $R = 45$ pc. La vitesse de diffusion est de l'ordre de la vitesse de Alfvén (cf. § 3.1), soit $v_A \sim 200$ km/s pour $B = 10$ μ G et $n_{\text{SB}} = 10^{-2}$ cm $^{-3}$. Et enfin, la densité numérique des EPs s'obtient à partir de leur masse totale et du volume $\mathcal{V} \sim R^3$ qu'ils emplissent, comme :

$$n_{\text{EP}} = \frac{M_{\text{EP}}}{\langle m_{\text{EP}} \rangle \mathcal{V}}, \quad (7.15)$$

où m_{EP} est la masse moyenne d'un EP, soit $\sim 5m_p$ dans le cas de la composition WR. On obtient dans ces conditions $n_{\text{EP}} \sim 10^{-6}$ cm $^{-3}$. Notons que nous n'avons en réalité nul besoin de connaître M_{EP} au préalable, puisque n_{EP} peut être obtenu directement à partir de l'efficacité d'accélération : $n_{\text{EP}} = \eta n_{\text{SB}}$. La valeur ci-dessus correspond à $\eta = 10^{-4}$.

Le flux des EPs pénétrant les nuages d'Orion est donc finalement :

$$\frac{dN_{\text{EP}}}{dt} = n_{\text{EP}} v_A S_{\text{Orion}} \simeq 10^{-6} \times 2 \cdot 10^7 \times (45 \times 3 \cdot 10^{18})^2 \sim 4 \cdot 10^{41} \text{ s}^{-1}. \quad (7.16)$$

La puissance correspondante est obtenue en multipliant ce flux par l'énergie moyenne des EPs. En prenant $\langle E \rangle \sim 80$ MeV/n, soit $\sim 80 \times 5$ MeV, on obtient la valeur suivante :

$$\mathcal{P} = \langle E \rangle \frac{dN_{\text{EP}}}{dt} \sim 2.6 \cdot 10^{38} \text{ erg/s.} \quad (7.17)$$

Ce résultat est remarquable. Il indique que, dans notre modèle, la puissance des EPs d'Orion est déterminée de manière intrinsèque par leur diffusion depuis la superbulle Orion-Éridan vers les nuages moléculaires, et que l'ordre de grandeur de cette puissance est parfaitement compatible avec les valeurs conduisant à une émission de raies gamma ayant les flux observés !

Bien sûr, les paramètres nécessaires au calcul de cette puissance sont connus avec une trop faible précision pour permettre une véritable rétro-prédiction des flux. En particulier, la vitesse d'Alfvén n'est connue au mieux qu'à un facteur 2 près, et l'efficacité d'accélération est difficile à évaluer sans la connaissance précise des conditions physiques locales. Nous avons pris ici une valeur de $\sim 10^{-4}$, ce qui est assez conservatif. Une valeur 5 fois supérieure suffirait néanmoins à porter la puissance des EPs au dessus de 10^{39} erg/s.

Nous ne pouvons donc espérer mieux, en l'occurrence, que d'obtenir avec les valeurs les plus naturelles des paramètres, l'ordre de grandeur correct pour la puissance injectée en EPs. Que l'on songe un instant, pour finir, qu'en dépit de tous les arguments présentés dans ce chapitre, notre modèle aurait tout simplement du être abandonné si le résultat de ce dernier calcul avait été incohérent.

Avec une puissance trop faible, disons de l'ordre de 10^{36} , ou même de 10^{37} erg/s, la marge d'erreur sur les paramètres n'aurait pas permis de réconcilier les prédictions du modèle avec les flux observés. Inversement, une puissance trop élevée, disons $\sim 10^{40}$ erg/s, aurait indiqué que les EPs accélérés dans la superbulle diffusaient trop rapidement vers les nuages, produisant des flux beaucoup plus intenses que ceux que nous observons, mais pendant un temps beaucoup plus court.

7.6.4 Épilogue

Dans les pages qui précèdent, nous avons tenté de reproduire un peu de l'excitation du chercheur suivant ce qui lui semble être la seule piste possible, apercevant des difficultés incontournables, imaginant des objections, relevant des problèmes de cohérence interne, des détails qui se dressent soudain comme des couperets menaçants, des heures de vérité, des ça-passe-ou-ça-casse, puis s'émerveille de les voir finalement se résoudre d'eux-mêmes, presque comme par miracle, comme si tout conspirait pour lui donner raison.

L'excitation se renforce alors un peu plus : ce miracle ne peut être le fruit du hasard. Il n'a pu se produire, pense-t-il, que parce que la voie empruntée est la bonne, du moins qu'elle côtoie la vérité d'aussi près qu'il est possible en pareilles circonstances.

Et puis la fièvre baisse. Quelques jours passent et les différents éléments du modèle, dont l'imbrication nous semblait alors incroyable, magique, ne nous impressionnent plus vraiment.

Alors on regarde les choses avec un œil plus calme, un esprit plus serein, et le 'miracle' nous semble soudain naturel. Oui, ces raies gamma sont émises. Et avec les flux observés, puisque nous les voyons ! Alors quoi de plus naturel que les paramètres physiques influents, même s'ils sont nombreux et divers, s'ajustent exactement pour les rendre possibles ?

La vérité, c'est qu'il ne pouvait en être autrement, et que nous disposions en fait de la réponse dès le début : cette réponse, ce sont les observations elles-mêmes.

« – Oh ! Magnifique ! Les raies sont possibles !

« – Évidemment puisqu'elles sont là ! »

Et le miracle devient tautologie...

Il n'empêche, l'aventure fut belle, et nous en remercions son instigatrice... Orion !

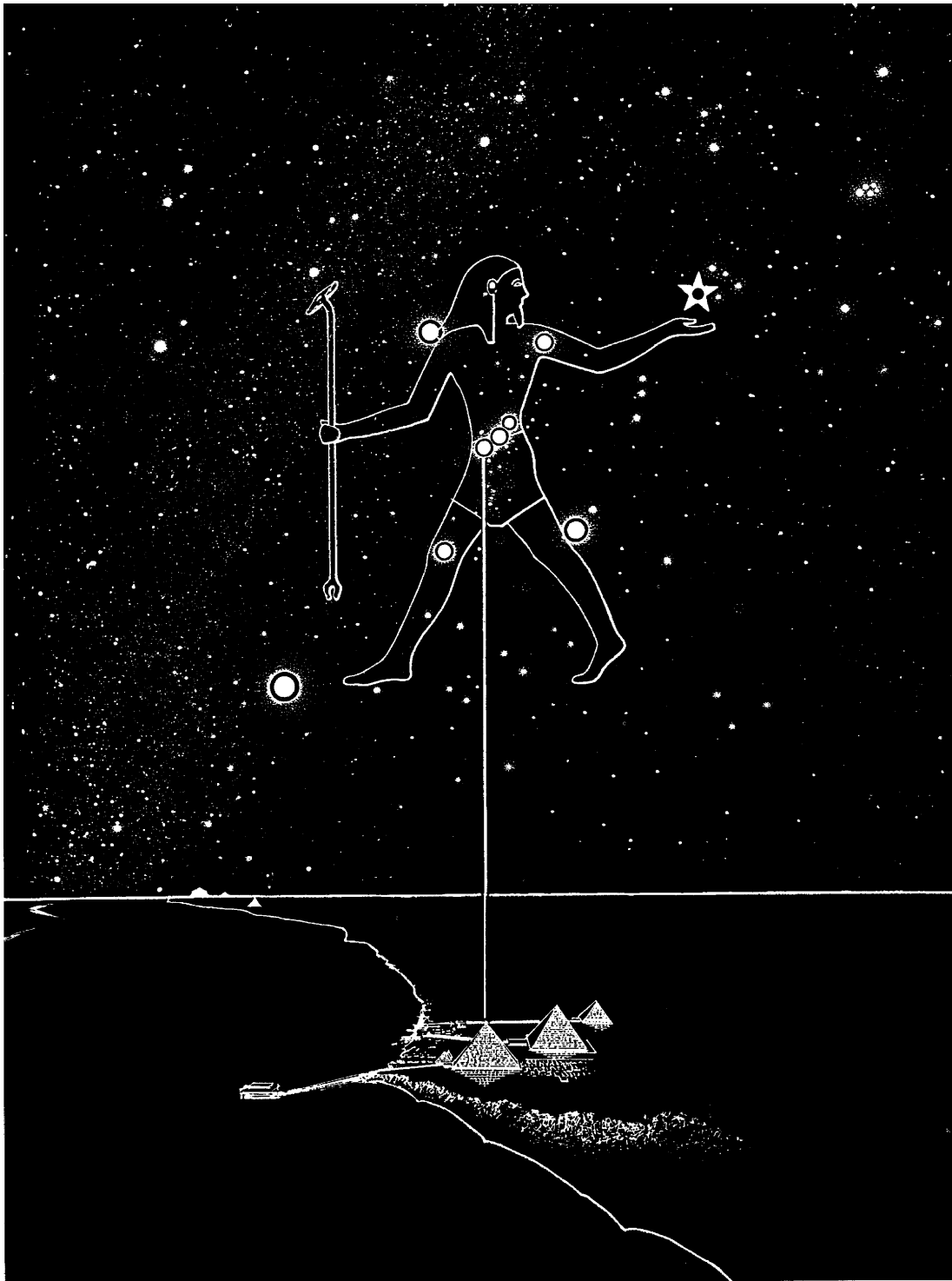


FIG. 7.15: Jadis, les égyptiens identifiaient Orion et Osiris, et représentaient la constellation comme sur cette figure. On reconnaît Aldébaran posée sur la main gauche de la divinité, et Sirius, identifiée à Isis, la sœur épouse d'Osiris, à son pied droit. Au dessous, il s'agit bien sûr des pyramides de Gizeh, et du Nil, identifié à la Voie Lactée (ou parfois à la constellation d'Éridan.

Quatrième partie

Généralisation et perspectives

Chapitre 8

Les associations OB en tant que sources de rayonnement gamma

Résumé

Dans ce chapitre, nous étudions la production de raies γ -nucléaires associée à l'activité énergétique des associations OB au sein des superbulles et au voisinage des nuages moléculaires. Cette étude vise à généraliser les calculs relatifs à l'émission gamma d'Orion à l'ensemble des sites galactiques analogues. Nous nous livrerons ainsi à l'analyse phénoménologique de l'émission gamma induite par des particules énergétiques de diverses compositions, que nous motiverons sur des bases théoriques et que calculerons explicitement, dans des environnements de métallicités variées, notamment solaire ou deux fois solaire. Ce dernier cas correspond a priori aux associations OB observées dans l'anneau à 4 kpc autour du centre de la Galaxie.

Certains résultats de cette analyse ont déjà été utilisés pour la construction du modèle théorique de l'émission gamma d'Orion. Le présent chapitre permet donc, à cet égard, d'achever la démonstration du chapitre précédent. Les résultats présentés ci-dessous ont donné lieu à une publication dans le journal *A&A* (Parizot et al., 1997a), ainsi qu'à des communications au congrès *CGRO* qui s'est tenu à Williamsburg (USA) en mai 1997 (Parizot et al., 1997e), et à la 25ème ICRC qui s'est tenue à Durban (Afrique du Sud) en juillet 1997 (Parizot et al., 1997f).

8.1 Introduction

8.1.1 Généralisation du modèle d'Orion à l'ensemble de la Galaxie

Il ressort de l'étude menée au chapitre précédent que l'émission gamma d'Orion est (ou semble être) une conséquence naturelle de la conjonction de

deux éléments fondamentaux : une superbulle énergétique, siège d'explosions de supernovæ et de vents stellaires supersoniques en interaction, et une supernova récente, injectant de nouveaux noyaux accélérables et venant en quelque sorte réveiller le milieu ambiant, en lui fournissant une énergie suffisante pour amener des particules suprathermiques vers un processus d'accélération efficace, spécifique aux superbulles.

Mais cette situation est en réalité typique des associations OB, et en particulier de celles qui sont jumelées avec des nuages moléculaires denses et massifs. Il est donc naturel de penser que l'émission gamma détectée dans Orion est généralisable à d'autres sites astrophysiques.

Par exemple, la Rosette (dans Monoceros) est une paire association OB–nuage moléculaire bien connue, qui pourrait faire un excellent candidat. Sa masse est semblable à celle d'Orion, et sa luminosité est environ cinq fois supérieure (Williams & McKee, 1997). En dépit de son éloignement plus grand que celui d'Orion (~ 1600 pc), il se pourrait qu'elle contribue au flux gamma détecté par COMPTEL. Il est en effet intéressant de remarquer que les deux paires nuage–association Mon OB1 et Mon OB2 sont très bien corrélées avec la partie de la carte d'émission de COMPTEL (Fig. 7.2) qui ne s'accorde pas avec le complexe moléculaire Orion/Mon R2 (Bloemen et al., 1997).

Il existe donc des indices à la fois théoriques et observationnels permettant de supposer que les processus à l'œuvre dans Orion sont généralisables à l'ensemble de la Galaxie. Une telle généralisation a des conséquences aussi bien sur l'astronomie gamma que sur l'étude de la nucléosynthèse spallative, et nous allons tenter de les analyser.

Pour fixer les idées, procédons à un petit calcul d'ordre de grandeur. Nous avons estimé la durée d'une émission gamma de type Orion à $\sim 10^5$ yr. En comparant cette valeur au temps moyen séparant deux explosions de supernova dans une association OB typique, $\sim 5 \cdot 10^5$ yr, il apparaît que le processus d'émission est intermittent, ce que l'on rapprochera du caractère essentiellement intermittent de l'accélération de particules dans les superbulles creusées par les associations OB (Bykov & Fleishman, 1992a; Bykov & Toptygin, 1993), ainsi que de l'idée d'un « réveil » de la superbulle par une supernova récente (cf. le chapitre précédent).

En ordre de grandeur, on s'attend à ce que le processus d'émission gamma (avec l'intensité d'Orion) se produise pendant environ 20% de la durée de vie de l'association OB et de la superbulle. De manière équivalente, environ 20% des paires [association OB–nuages moléculaires] galactiques devraient émettre en ce moment des rayons gamma de quelques MeV. Ceci nous permet d'estimer l'émission diffuse de la Galaxie aux énergies d'Orion. D'après Williams & McKee (1997), il y a présentement ~ 200 objets de type Orion (c'est-à-dire des associations OB de même luminosité couplées à des nuages moléculaires de même masse), et ~ 50 paires association-nuage de type Rosette. En prenant 20% de 200, on obtient ~ 40 objets de type Orion dans la Galaxie, ce qui devrait produire un

flux gamma de $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ si les sources sont, grosso modo, distribuées le long d'un anneau à 5 kpc du centre de la Galaxie.

Bien sûr, cette estimation doit être comprise comme étant très grossière. Mais une telle émission diffuse pourrait bien être observée par le futur, et le fut peut-être déjà, si l'on considère sous cet angle de vue les données de COMPTEL pour l'ensemble de la Galaxie (Bloemen, 1997).

Notons pour finir cette introduction, que si la forme précise du spectre gamma d'Orion est effectivement due à un processus de dédoublement des raies avec suppression de l'aile bleue, comme il fut évoqué plus haut, alors l'émission diffuse galactique devrait avoir un spectre différent. En effet, si elle est réelle, la suppression de l'aile bleue résulte de la géométrie particulière du complexe d'Orion dans laquelle les nuages sont situés derrière la superbulle, et sont donc irradiés par des EPs fuyants (par rapport à l'observateur terrestre). Mais à l'échelle de la Galaxie, il ne devrait pas y avoir d'orientations privilégiées, et le red-shift global qui semble se dessiner sur les spectres gamma fins préliminaires devrait disparaître. Cette prédiction, en tout cas, départage clairement un modèle selon lequel l'émission galactique serait liée à une généralisation des processus à l'œuvre dans Orion (faisant appel à des EPs riches en C et O), et un modèle impliquant des étoiles à neutrons, comme celui proposé par Bykov & Bloemen (1997), dans lequel le red-shift des raies est d'origine gravitationnel.

Dans ce chapitre, nous supposons que l'émission gamma d'Orion est effectivement due à l'interaction de EPs accélérés dans la superbulle voisine, et qu'elle ne constitue que l'exemple le plus évident, parce que le plus proche, d'une situation que l'on retrouve dans des sites galactiques analogues, et que nous allons étudier dans sa généralité.

8.1.2 L'influence de la métallicité

Afin de procéder à cette généralisation de manière convenable, nous devons nous interroger sur l'influence de la métallicité initiale des étoiles. En effet, les associations OB du centre galactique sont connues pour leur plus grande métallicité, qui résulte d'une activité stellaire plus intense depuis le début de l'évolution chimique de la Galaxie. En effet, une masse plus grande de gaz a permis une formation d'étoiles à un taux plus élevé vers le centre de la Galaxie, et donc à la synthèse et à la restitution dans le MIS d'un nombre plus important de métaux (éléments plus lourds que le carbone).

Un gradient de métallicité est ainsi visible dans la Galaxie, et nous retiendrons que les associations OB et les nuages moléculaires de la région centrale ont une métallicité environ deux fois plus importante que celle d'Orion ou du système solaire. Nous prendrons donc $Z = 0.02$ pour Orion et les autres paires association-nuage externes, et $Z = 0.04$ pour les paires du radian central.

Le calcul de l'émission gamma dans un environnement à métallicité deux fois solaire nécessite certaines modifications du modèle qui ne doivent pas se limiter à

l'utilisation d'une composition cible plus riche en C et O. Certes cette modification est importante dans la mesure où elle affecte les taux d'interactions nucléaires et les taux de pertes d'énergie dans le milieu de propagation. Mais il est également important d'utiliser des modèles d'évolution stellaire spécifiques, calculés pour des étoiles de métallicité initiale (ZAMS) $Z = 0.04$.

Les effets de métallicité sur l'évolution des étoiles massives sont en effet très importants, et commencent à être bien compris. En particulier, les étoiles de faible métallicité ne peuvent développer des vents stellaires intenses, car la lumière n'a alors en quelque sorte aucune prise sur la matière. C'est l'opacité de cette dernière, particulièrement importante pour les métaux, qui permet en effet aux atomes de subir la pression de radiation, et de la transformer en énergie cinétique centrifuge.

L'absence de vents pour les étoiles massives de faible métallicité a des conséquences importantes sur la généralisation possible de nos modèles aux premiers âges de la Galaxie, et en particulier sur le calcul de la production de LiBeB associée aux superbulles et aux paires [association OB–nuages moléculaires]. Nous avons déjà abordé ce point dans la section 6.5, et nous y revenons dans le chapitre suivant. Pour l'instant, nous nous contentons de noter que la composition attendue pour les EPs de type Orion, que l'on sait liée aux vents et aux ejecta des étoiles massives (cf. section suivante), doit être calculée de manière consistante en tenant compte de la métallicité initiale des étoiles. Des compositions différentes seront ainsi trouvées dans différentes régions de la Galaxie, donnant lieu à divers types d'émission gamma.

Ce sont, entre autres, ces effets de métallicité que nous souhaitons examiner.

8.2 La composition des EPs

8.2.1 Le contenu matériel énergétique des superbulles

Dans le chapitre précédent, nous avons fait usage d'une composition de vent-moyen en prétendant, d'une part, qu'elle était la composition naturelle des EPs dans le modèle considéré, et d'autre part, qu'elle satisfaisait à l'ensemble des contraintes phénoménologiques imposées par les observations relatives à l'émission gamma d'Orion. Il s'agit donc maintenant de le prouver.

D'après notre modèle, les EPs produisant les raies γ -nucléaires sont accélérés dans le milieu chaud et dilué résultant de l'activité des étoiles massives d'une association OB. L'interaction des différentes ondes de chocs induites par les vents stellaires et les explosions de supernova, produit un environnement hautement turbulent, abritant des chocs secondaires par milliers ou dizaines de milliers, et se révélant particulièrement propice à l'accélération de particules par le mécanisme présenté au chapitre précédent. La composition chimique des particules accélérées reflète donc a priori la composition de ce milieu ambiant, et plus spécifiquement sans doute celle de sa composante la plus énergétique.

TAB. 8.1: *Pertes de masse totales ΔM et durées de vie T d'étoiles massives de différentes métallicités Z et de différentes masses initiales (ZAMS). Les modèles C, D et E sont définis dans le texte.*

modèle	C	D	E	C	C	D	E	C
Z	0.02	0.02	0.02	0.04	0.02	0.02	0.02	0.04
masse ZAMS	ΔM (M_{\odot})				T (Myr)			
20 M_{\odot}	3.5	6.0	6.5	4.5	9.0	9.0	9.0	7.7
25 M_{\odot}	4.4	14	15	13	7.1	7.1	7.1	6.1
40 M_{\odot}	32	36	35	34	4.8	4.9	5.0	4.3
60 M_{\odot}	52	57	54	54	3.9	4.2	4.0	3.5
85 M_{\odot}	76	82	80	79	3.2	3.4	3.6	3.1
120 M_{\odot}	112	118	116	114	3.0	3.5	3.9	2.9

TAB. 8.2: *Masses (en M_{\odot}) de H, He, C et O perdues par une étoile de 60 M_{\odot} .*

	H	He	C	O
Vent intégré	16.9	22.4	9.1	4.7
Ejecta de SN	0.	0.21	0.53	1.38

Or ce milieu ambiant est constitué des matériaux rejetés par les étoiles massives qui l'ont forgé. En principe, il consiste donc en un mélange de vents stellaires et d'ejecta de supernova, mais en réalité, les modèles d'évolution d'étoiles nous montrent que la masse totale perdue par une étoile massive de façon séculière, c'est-à-dire par ses vents, est très nettement supérieure à celle des ejecta supernovéens. Nous présentons dans le tableau 8.1 la masse intégrée des vents stellaires pour différents modèles d'évolution calculés par le groupe de Genève. Il apparaît clairement qu'une étoile de plus de 40 M_{\odot} perd presque toute sa matière 'de son vivant'.

À titre d'exemple, nous comparons également dans le tableau 8.2 les masses rendues au milieu interstellaire (en l'occurrence à la superbulle) sous forme de vent et sous forme d'ejecta, pour les quatre noyaux les plus importants. Il apparaît bien que la masse des vents domine largement, mais l'on pourra néanmoins noter que l'oxygène produit par la supernova représente une part non négligeable de l'oxygène total relâché.

Dans la suite, nous supposons donc que l'essentiel de la matière accélérable au sein de la superbulle est faite du mélange des vents de toutes les étoiles massives ayant soufflé depuis la naissance de l'association OB, en négligeant totalement les ejecta des supernovæ (mais par leur énergie!). Cette simplification n'a que très peu d'incidence sur la composition moyenne du milieu, excepté peut-être en ce qui concerne l'oxygène, qui devrait être légèrement plus élevé. Toutefois, cette

correction ne dépasse pas quelques dizaines de pour-cents, et en tout état de cause, la prise en compte des ejecta ne ferait que renforcer le « syndrome d’Orion », à savoir l’émission préférentielle dans la bande 3–7 MeV, dans la mesure où les ejecta sont toujours plus riches en C et O que les vents. Notre hypothèse est donc en l’occurrence plutôt conservative.

En revanche, ainsi que nous l’avons discuté, la situation est toute différente à basse métallicité. Dans ce cas, les vents sont plus faibles et les ejecta représentent une proportion importante, et même largement dominante à très faible métallicité, de la matière totale déversée dans la cavité chaude de la superbulle. Nous devons donc nous souvenir que les compositions de vent-moyen, si elles sont calculables à toute métallicité, ne présentent en revanche un intérêt physique que pour dans des environnements de métallicité suffisamment élevée.

8.2.2 Les compositions de vent-moyen

En laissant de côté les effets d’accélération sélective liés aux différents rapports masse-sur-charge des ions (Ellison et al., 1997; Meyer et al., 1997), dont il n’est pas certain qu’ils s’appliquent au modèle d’accélération dans les superbules, nous avons calculé la composition moyenne du vent d’une étoile massive en intégrant sur toute la durée de sa vie les compositions de surface, données par la fraction de masse $X_i(t)$ de chaque noyau i à l’instant t , pondérées par le taux de perte de masse instantané $\dot{M}(t)$. Ainsi, la masse totale des noyaux de type i rejetée s’écrit :

$$M_i = \int_{\text{toute la vie}} \dot{M}(t) X_i(t) dt. \quad (8.1)$$

Nous avons ainsi calculé les compositions de vent-moyen pour des étoiles de masse ZAMS $M_* = 40, 60, 85$ and $120 M_\odot$, en utilisant les modèles d’évolution stellaire de Schaller et al. (1992) et Meynet et al. (1994). Trois types de modèles ont été utilisé, se distinguant par la prescription adoptée pour le taux de perte de masse (TPM) : aux TPM ‘standard’ correspondent les modèles C ; les modèles D utilisent des TPM deux fois plus élevés pendant les phases suivant la phase séquence principale ; et enfin les modèles E sont calculés avec des TPM deux fois élevés durant la phase de séquence principale et la phase WNL. Quelques résultats sont présentés dans le tableau 8.3, où nous donnons les abondances en nombre des différents noyaux, normalisés à l’oxygène 16.

Dans le cas particulier d’Orion, nous avons discuté au § 7.2.4 le contenu stellaire de l’association d’étoiles OB1, et conclu que la dernière supernova en date pourrait bien être une étoile de $60 M_\odot$. Dans ce cas, les EPs d’Orion, accélérés au voisinage du site d’explosion, pourraient avoir une composition voisine de celle du vent-moyen présenté dans la deuxième colonne du tableau 8.3.

TAB. 8.3: *Compositions de vent-moyen et OB-moyennes utilisées dans nos modèles.*

isotope	40M _⊙ /C	60M _⊙ /C	60M _⊙ /D	60M _⊙ /E	85M _⊙ /C	late-WC ¹	OB/0.02	OB/0.04
¹ H	8.03e+01	5.76e+01	1.48e+02	1.61e+02	2.85e+01	1.00	5.32e+01	1.21e+02
⁴ He	2.52e+01	1.91e+01	7.98e+01	6.42e+01	9.29e+00	9.20e−01	1.71e+01	5.63e+01
¹² C	1.59	2.57e+00	5.66e+00	4.78e+00	1.63e+00	6.90e−01	1.88e+00	3.79e+00
¹³ C	1.15e−03	6.88e−04	2.34e−03	2.09e−03	2.73e−04	0.00	6.69e−04	4.29e−03
¹⁴ N	1.08e−01	4.60e−02	2.00e−01	2.11e−01	2.92e−02	2.40e−03	5.90e−02	3.56e−01
¹⁶ O	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
²⁰ Ne	1.56e−02	1.30e−02	3.97e−02	3.53e−02	7.27e−03	2.30e−03	1.15e−02	5.95e−02
²² Ne	4.52e−02	7.66e−02	2.21e−01	1.83e−01	4.83e−02	2.00e−02	5.53e−02	2.78e−01
²⁴ Mg	4.71e−03	3.94e−03	1.20e−02	1.07e−02	2.21e−03	6.30e−04	3.50e−03	1.81e−02
²⁵ Mg	5.94e−04	4.97e−04	1.52e−03	1.35e−03	2.79e−04	0.00	4.41e−04	2.28e−03
²⁶ Mg	5.49e−04	1.67e−03	1.49e−03	1.49e−03	4.00e−03	5.32e−03	4.87e−04	2.52e−03
²⁷ Al	4.71e−04	3.95e−04	1.20e−03	1.07e−03	2.22e−04	6.70e−05	3.50e−04	1.81e−03
²⁸ Si	5.12e−03	4.29e−03	1.31e−02	1.17e−02	2.41e−03	6.90e−04	3.80e−03	1.97e−02
³² S	2.71e−03	2.27e−03	6.93e−03	6.19e−03	1.28e−03	3.30e−04	2.02e−03	1.04e−02
⁴⁰ Ca	3.29e−04	2.75e−04	8.40e−04	7.49e−04	1.55e−04	5.00e−05	2.44e−04	1.26e−03
⁵⁶ Fe	4.45e−03	3.72e−03	1.14e−02	1.01e−02	2.09e−03	9.10e−04	3.30e−03	1.71e−02

¹ D'après Ramaty et al. (1996)

Notons que d'autres compositions ont été utilisées dans de travaux antérieurs. Ramaty et al. (1996) ont discuté en détail les cas de la composition du système solaire (SS), de la source des rayons cosmiques (CRS), des ejecta de supernovæ de 35 M_⊙ (SN35) et 60 M_⊙ (SN60), de grains de poussière (GR), et d'étoiles WR à la toute fin de leur vie (late-WC). Nous avons également utilisé ces compositions dans le but de comparer les modèles, et ainsi que nous l'avons déjà noté, nous avons obtenu des résultats identiques aussi bien pour les raies gamma que pour la production de LiBeB.

On peut voir sur le tableau 8.3 que l'abondance de H et de He est un à deux ordres de grandeur plus faible pour la composition late-WC que pour nos composition de vent-moyen. Ceci est dû au fait que Ramaty et al. utilisent la composition du vent d'une étoile WR dans la toute dernière phase de sa vie, tandis que nous utilisons le vent intégré sur toute la vie de l'étoile. Nous pensons en l'occurrence que la composition late-WC ne peut refléter la composition moyenne des EPs, car la masse éjectée pendant cette dernière phase est totalement négligeable à l'échelle du vent stellaire intégré.

En fait, la perte de masse est la plus importante au début de la phase WR, alors que le vent est encore riche en hélium. Après cet instant, l'abondance en hélium ne cesse de décroître, principalement au profit de l'oxygène, de sorte que le rapport C/O chute d'un facteur ~ 4 entre le début de la phase WR et la fin de

la vie de l'étoile. On comprend ainsi pourquoi nos compositions de vent-moyen ont un rapport d'abondance C/O supérieur à celui de la composition late-WC utilisée par Ramaty et al. (1996). Ceci constitue, après l'abondance plus élevée en H et He, le second caractère distinctif important de nos compositions, dont les conséquences observationnelles seront discutées plus bas.

8.2.3 Les compositions OB-moyennes

Dans la situation générale que nous envisageons ici, les EPs sont plus probablement accélérés à partir d'un matériau primaire résultant du mélange des ejecta de plusieurs étoiles massives au sein de la superbulle. Dans cette perspective, les compositions de vent-moyen d'étoiles individuelles ne sont probablement pas appropriées. Il conviendrait plutôt de considérer une composition moyenne globale, telle qu'elle résulterait de l'activité d'une association OB évoluée.

Pour obtenir de telles compositions « OB-moyennes », nous devons pondérer la composition de vent-moyen de chaque étoile de l'association :

1. par la masse totale ejectée par cette étoile, et
2. par sa représentation statistique au sein de l'association, donnée par la fonction de masse initiale (IMF).

En effet, les étoiles les plus massives rejettent une quantité plus importante de matière dans la superbulle, mais d'un autre côté, elles sont moins nombreuses. Les compositions OB-moyennes sont donc obtenues en calculant la masse totale de l'espèce nucléaire i éjectée :

$$M_i^{\text{tot}} = \int_{M_{\text{inf}}}^{M_{\text{sup}}} N(M_{\star}) M_i(M_{\star}) dM_{\star}, \quad (8.2)$$

où $N(M_{\star}) = K M_{\star}^{-(x+1)}$ est l'IMF, et $M_i(M_{\star}) = X_i(M_{\star}) \Delta M_w(M_{\star})$. Quelques exemples de pertes de masse $\Delta M_w(M_{\star})$ sont donnés dans le tableau 8.1.

En appliquant cette méthode, on montre que la composition moyenne obtenue dépend très peu de M_{sup} , la masse de l'étoile la plus lourde qui contribue à alimenter la superbulle, ce qui ne doit guère nous surprendre tant ces étoiles sont rares, même pour une IMF très plate, avec disons $x = 1$. Ici, nous avons fixé $M_{\text{sup}} = 120 M_{\odot}$.

En ce qui concerne la masse limite inférieure, M_{inf} , notons que la plus grande partie de l'énergie alimentant les superbulles provient d'étoiles de masse supérieure à $\sim 40 M_{\odot}$. Dans la mesure où les étoiles de plus faible masse ont une durée de vie plus longue (voir Tab. 8.1), la contribution de leurs vents est retardée, et arrive finalement trop tard pour participer au processus d'accélération. Nous

supposerons donc ici que $M_{\text{inf}} = 40 M_{\odot}$, et corrélativement, nous noterons qu’une association OB ne devrait pas être active en tant que source gamma pendant plus de $\sim 5 \cdot 10^6$ yr, soit la durée de vie d’une étoile de $40 M_{\odot}$ (cf. Tab. 8.1).

Nous avons néanmoins examiné diverses compositions de EPs dans le cas où $M_{\text{inf}} = 20 M_{\odot}$, que nous considérons comme un cas extrême. D’une manière générale, ces compositions sont plus pauvres en C et O, comparativement à H et He, et possèdent un rapport d’abondance C/O plus faible que les compositions standard obtenues avec $M_{\text{inf}} = 40 M_{\odot}$. Nous comparerons ces deux cas le moment venu, mais quoi qu’il en soit, nos principales conclusions ne seront pas affectées, du moins qualitativement.

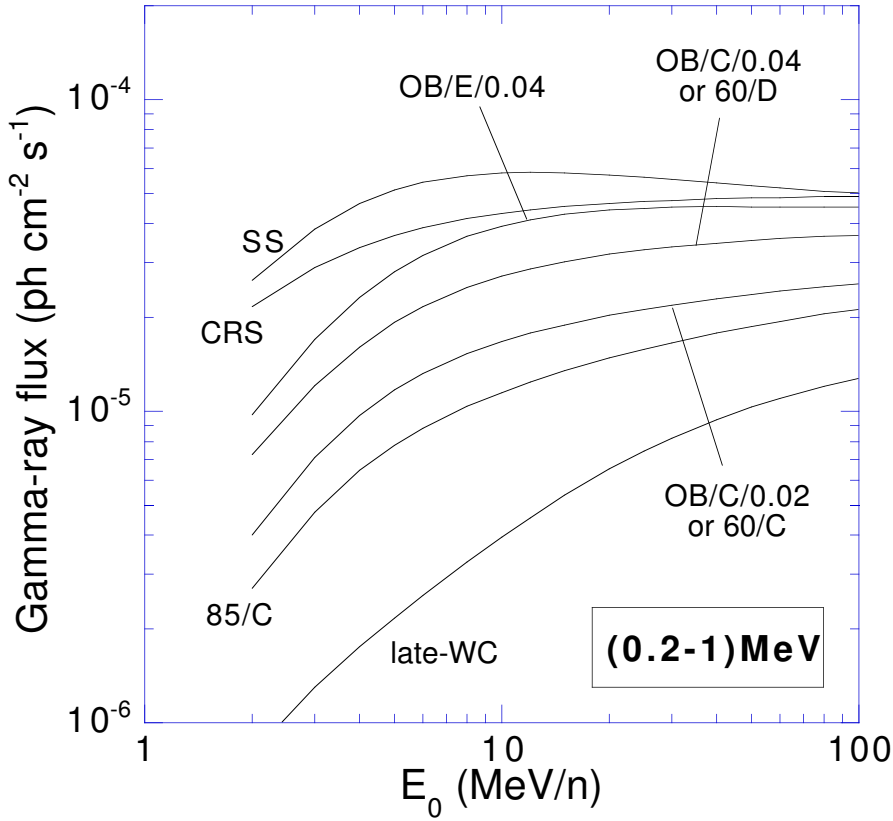
Dans le tableau 8.3, nous montrons les compositions OB-moyennes calculées pour des étoiles de métallicité initiale solaire ($Z = 0.02$), et deux fois solaire ($Z = 0.04$), s’appliquant respectivement aux régions externes (e.g. Orion) et centrales de la Galaxie. En ce qui concerne l’IMF, nous avons supposé que sa pente logarithmique était 2.7, ce qui correspond à un indice $x = 1.7$. Telle est en effet la valeur estimée pour l’association Orion OB1 (Brown et al., 1994).

Sur le plan général, nous retiendrons les deux caractéristiques suivantes, dont nous analyserons plus loin les conséquences observationnelles :

1. lorsque la métallicité Z augmente, la phase WC-O intervient de plus en plus tôt au cours de l’évolution stellaire, alors que l’hélium n’est encore que partiellement brûlé dans le cœur de l’étoile. Dans notre exemple d’une étoile de $60 M_{\odot}$, 50% de l’ ^4He du cœur a déjà brûlé lorsque commence la phase WC (i.e. lorsque le TPM est le plus élevé) pour $Z = 0.02$, contre seulement 30% pour $Z = 0.04$. En conséquence, et peut-être à l’encontre l’intuition première, les métaux sont relativement moins abondants dans les vents d’étoiles de métallicité deux fois solaire, que dans celles de métallicité solaire.
2. le rapport d’abondance C/O est plus élevé pour $Z = 0.04$, car une proportion plus faible de carbone est alors brûlée et convertie en oxygène. La raison en est à nouveau que les vents forts de la phase WC se déclenchent plus tôt à métallicité élevée, ce qui permet au carbone d’être expulsé – et donc sauvé de la combustion – dans les vents.

8.3 Les flux intégrés en bandes larges

Le spectromètre gamma à haute résolution, SPI, qui sera lancé à bord d’INTEGRAL au tout début des années 2000, devrait nous enseigner beaucoup sur le détail des processus nucléaires responsables de l’émission gamma d’Orion, et espérons-le, d’autres sources galactiques (Winkler, 1997; Mandrou et al., 1997; Gehrels et al., 1997). Mais l’analyse spectrale à large bande, telle que déjà pratiquée par COMPTEL, peut également nous fournir d’importantes

FIG. 8.1: p

ar des EPs de différentes compositions] Flux gamma produit dans la bande [0.2–1 MeV], en fonction de l'énergie de coupure E_0 , par des EPs de différentes compositions décrites dans le texte. La normalisation est faite sur les flux gamma d'Orion détectés par COMPTEL dans la bande 3–7 MeV, soit $10^{-4} \text{ ph cm}^2 \text{ s}^{-1}$.

informations. Elle s'appliquera d'ailleurs de façon semblable aux données de l'imageur IBIS, qui fera également partie de la mission INTEGRAL (Ubertini et al., 1997).

8.3.1 La bande [0.2–1 MeV]

Comme nous le verrons à la section 8.5, mise à part la raie spallative du ^{10}B à 0.717 MeV qui ne domine que pour les hautes valeurs de l'énergie de coupure du spectre des EPs, E_0 , la contribution principale au flux gamma dans la bande [0.2–1 MeV] est la « bosse du ^7Li – ^7Be », autour de 0.450 MeV (cf. Sect. 8.5). Cette bosse étant produite principalement par les réaction $\alpha + \alpha$, son émissivité est la plus grande pour des compositions riches en noyaux d'hélium. En conséquence, le flux maximum dans la bande [0.2–1 MeV] est obtenu pour la composition SS, et le flux minimum pour la composition late-WC.

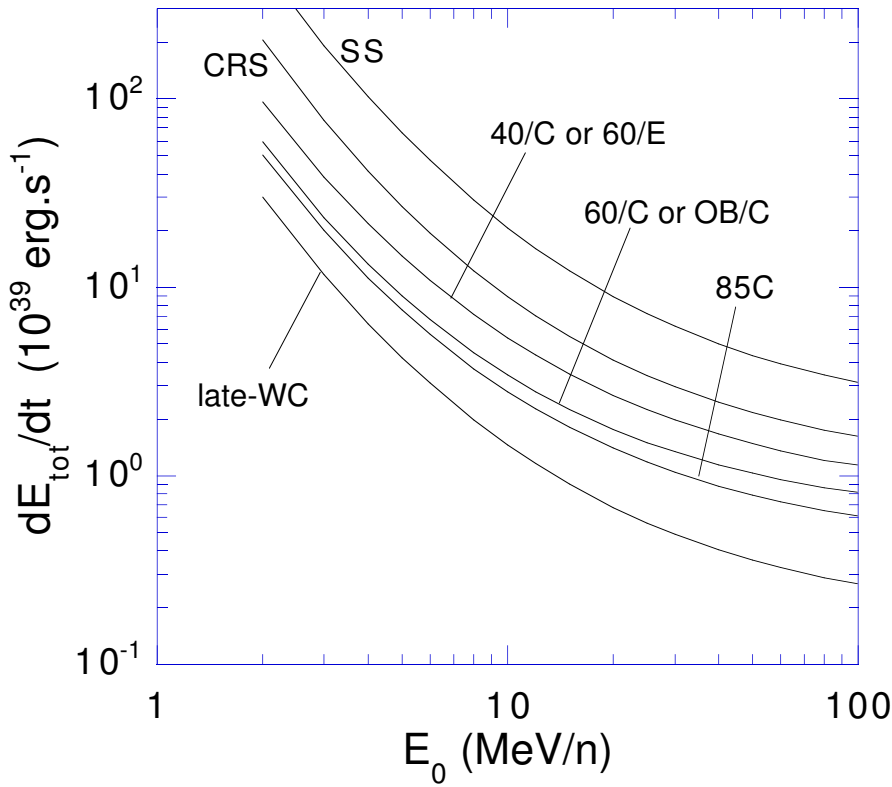


FIG. 8.2: Taux de pertes d'énergie par ionisation, en fonction de l'énergie de coupure E_0 , pour des EPs de différentes compositions, décrites dans le texte. La normalisation est faite sur les flux gamma détectés par COMPTEL dans la bande 3–7 MeV, en supposant que la source est située à 450 pc (distance estimée des nuages d'Orion).

Sur la figure 8.1, nous montrons les flux calculés pour quelques unes des compositions intermédiaires que constituent nos compositions de vent-moyen et OB-moyennes, et pour des métallicités solaires et deux fois solaires. Tous les flux présentés dans ce chapitre sont normalisés à 10^{-4} ph cm²s⁻¹ dans la bande [3–7 MeV] (flux détecté par COMPTEL dans Orion). Ainsi, une valeur plus élevée sur la figure 8.1 ne doit pas être interprétée comme une émissivité plus intense, mais comme un rapport de bande [0.2–1 MeV]/[3–7 MeV] supérieur. L'émissivité, elle, ou si l'on préfère le rendement photoénergétique global (cf. Chap. 7), se lit sur la figure 8.2 qui donne la puissance perdue par les EPs en fonction de l'énergie de coupure du spectre source, E_0 . Une figure analogue, mais pour d'autres compositions, a été présentée au chapitre précédent (Fig. 7.11).

Les labels utilisés sur les courbes réfèrent à la composition des EPs utilisée. Les lettres (C, D ou E) renvoient au modèle d'évolution stellaire. Le label 'OB/E/0.04', par exemple, désigne une composition OB-moyenne calculée à partir des modèles E, pour une métallicité $Z = 0.04$ (deux fois solaire). Les compositions

de vent-moyen ne sont relevantes que dans le cas d'Orion (éventuellement), pour lequel il se peut que nous ayons affaire à une composition très influencée par la toute dernière étoile massive ayant évolué jusqu'à la phase WR et à son explosion finale. En conséquence, la métallicité utilisée est toujours implicitement solaire dans le cas des composition de vent-moyen. Ainsi, le label '85/C' désigne une composition de vent-moyen calculée pour une étoile de $85 M_{\odot}$, avec un modèle d'évolution stellaire C, et une métallicité $Z = 0.02$. Pour l'émission diffuse galactique, nous devons nous attendre à une composition moyennée sur l'ensemble des étoiles d'une association OB, et c'est pourquoi nous n'employons que les composition OB-moyennes dans ce cas, mais avec des métallicités variées.

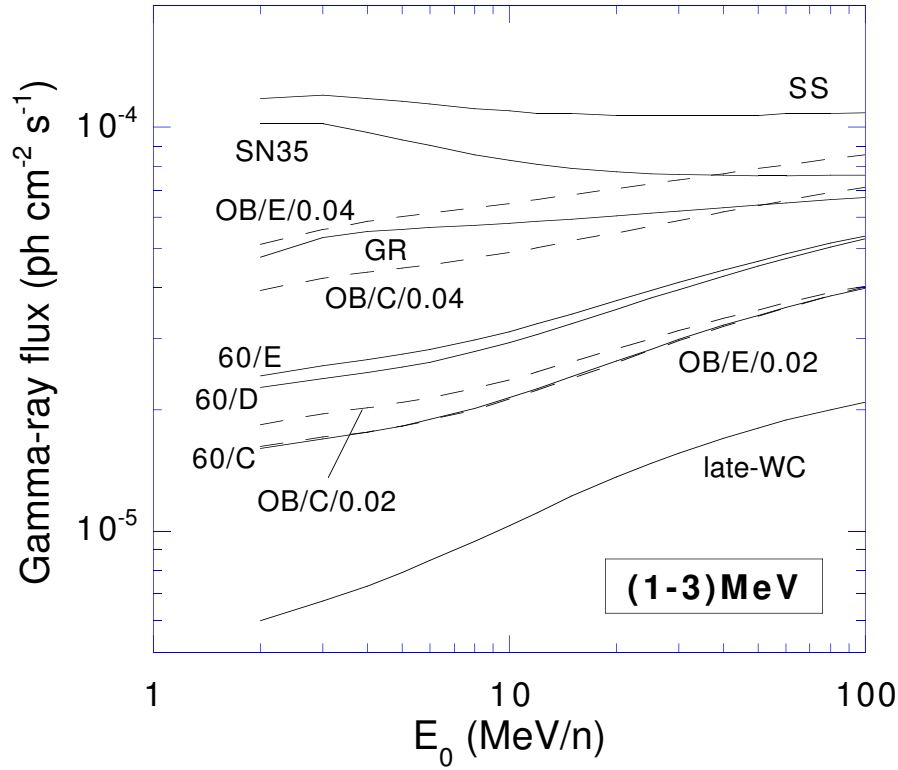
La figure 8.1 montre que le rapport de bande $[0.2-1 \text{ MeV}]/[3-7 \text{ MeV}]$ est renforcé d'un facteur 1.5 à 2 pour une métallicité deux fois solaire. En conséquence, nous prédisons une légère différence entre le spectre d'émission gamma d'Orion et celui du radian central de la Galaxie, dominé par « l'anneau à 4 kpc », où la métallicité est plus élevée.

8.3.2 La bande [1–3 MeV]

La plupart des raies γ -nucléaires, à l'exception de celles des noyaux ^{12}C et ^{16}O , se situent entre 1 et 3 MeV. De ce fait, le rapport de bande $[1-3 \text{ MeV}]/[3-7 \text{ MeV}]$ dépend principalement du rapport d'abondance $[\text{C}+\text{O}]/\text{He}$ au sein des EPs. Quelques résultats typiques sont présentés sur la figure 8.3. À nouveau, il apparaît que l'émission dans la bande [1–3 MeV] est plus intense, ou si l'on préfère celle dans la bande [3–7 MeV] est plus faible d'un facteur 1.5 à 3 pour $Z = 2 Z_{\odot}$. Ceci est du à l'abondance plus faible des noyaux ^{12}C et ^{16}O dans les vents d'étoiles à forte métallicité initiale, comme nous l'avons expliqué au § 8.2.3.

Cet effet pourrait intéresser les observations futures de l'émission diffuse galactique. Une variation des rapports de bande en fonction de la longitude galactique semble en effet devoir être attendue. Notons au passage que les modèles d'évolution stellaire utilisant un taux de perte de masse plus élevé au cours de la phase MS conduisent à des compositions plus riches en ^1H et ^4He (ou plus pauvres en ^{12}C et ^{16}O), et de ce fait à une émission légèrement plus intense entre 1 et 3 MeV.

Les mêmes conclusions peuvent être tirées de la figure 8.4, qui présente essentiellement les mêmes résultats, mais sous une forme un peu différente, destinée à permettre une comparaison entre nos calculs et les données observationnelles recueillies par COMPTEL dans Orion, ainsi qu'avec les calculs de Reuven Ramaty et de ses collègues (Ramaty, 1996; Ramaty et al., 1996). En l'occurrence, les données de COMPTEL établissent une limite supérieure à 2σ de 0.13 sur le rapport de bandes R défini par :

FIG. 8.3: p

ar des EPs de différentes compositions] Flux gamma dans la bande [1–3 MeV], en fonction de l'énergie de coupure E_0 , pour des EPs de différentes compositions décrites dans le texte. La normalisation est faite sur les flux gamma d'Orion détectés par COMPTEL dans la bande 3–7 MeV.

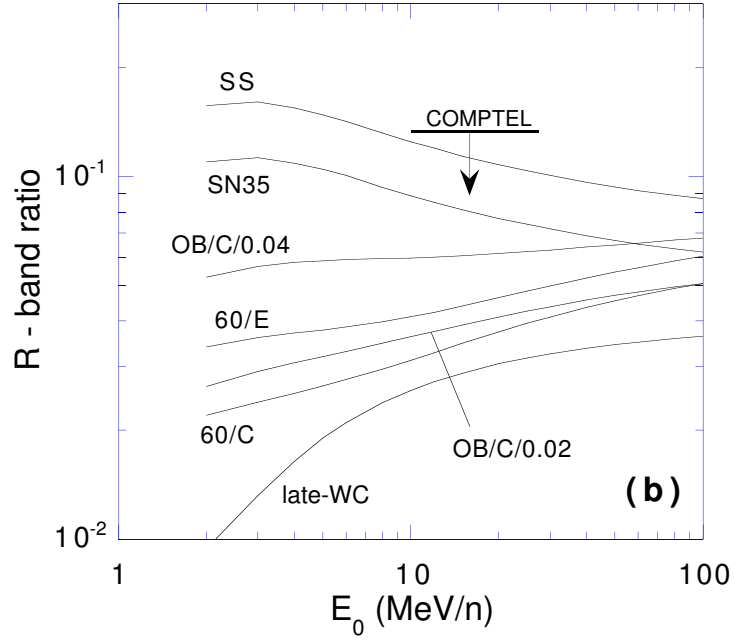
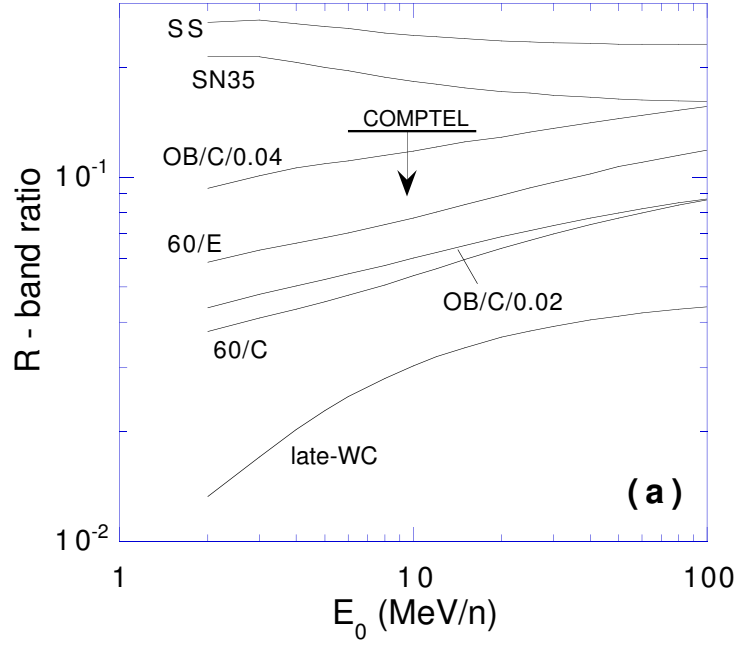


FIG. 8.4: Évolution du rapport de bandes R en fonction de l'énergie de coupure du spectre source, E_0 , pour des EPs de différentes compositions décrites dans le texte. En (a), les raies gamma non résolues sont incluses. En (b), elles ne le sont pas (voir texte). La limite supérieure fixée par COMPTTEL ($R \leq 0.13$) est représentée par un trait épais.

$$R = 2 \frac{\int_{1 \text{ MeV}}^{3 \text{ MeV}} E_\gamma^2 Q(E_\gamma) dE_\gamma}{\int_{3 \text{ MeV}}^{7 \text{ MeV}} E_\gamma^2 Q(E_\gamma) dE_\gamma}. \quad (8.3)$$

Les résultats que nous obtenons pour le rapport R dépendent de la manière dont nous traitons les « raies gamma non résolues », discutées dans Ramaty et al. (1979). Les interactions nucléaires entre des particules énergétiques et des noyaux complexes, disons avec $A \geq 20$, produisent un grand nombre de raies gamma résultant des transitions entre les nombreux niveaux nucléaires élevés, peuplés soit par excitation directe, soit au travers de réactions de spallation. Les sections efficaces de production de ces raies gamma n'ont pas été mesurées individuellement. C'est la raison pour laquelle nous les appelons les raies non résolues. Zobel et al. (1968) ont néanmoins mesuré les sections efficaces intégrées pour toutes les raies d'énergie supérieure à 0.7 MeV. Mais il est clair que la valeur du rapport de bande $[1-3 \text{ MeV}]/[3-7 \text{ MeV}]$ dépend de la manière dont ces raies non résolues se répartissent en fonction de l'énergie.

Une estimation de cette distribution en énergie a été donnée pour différents noyaux par Ramaty et al. (1979), sur la base de données expérimentales partielles. Elle exhibe un pic entre 1 et 2 MeV, d'autant plus fin que le noyau est lourd. Ce pic à relativement basse énergie correspond bien à l'idée intuitive que les niveaux nucléaires élevés sont proches les uns des autres.

Les résultats obtenus en utilisant cette prescription pour les raies gamma non résolues sont présentés sur la figure 8.3a. Ils sont en excellent accord avec les résultats de Ramaty et al. pour toutes nos compositions communes. Le résultat principal, en ce qui nous concerne, est que toutes nos compositions de vent-moyen et OB-moyennes produisent des rapports de bandes R compatibles avec les données observationnelles de COMPTEL. Ce résultat est en lui-même très important, dans la mesure où le rapport R s'avère extrêmement contraignant dans le cas d'Orion. C'est lui, en effet, qui conduisit à l'exclusion des compositions de EPs 'naturelles', telles que CRS et SS (e.g. Ramaty et al., 1996). Dans le même temps, il justifie l'investigation du 'modèle superbulle' que nous avons développé dans le chapitre précédent (Parizot, 1998).

Afin de montrer l'importance des raies gamma non résolues, nous avons également calculé le rapport de bandes R en ne les prenant pas en compte. Les résultats, présentés sur la figure 8.3b, montrent qu'aucune composition n'est alors exclue pour les EPs d'Orion. Pas même la composition du système solaire (SS). Ceci souligne le rôle majeur joué par ces raies gamma [jusqu'à présent] non résolues, et l'intérêt astrophysique que représenterait la mesure précise des sections efficaces correspondantes – ne serait-ce que pour confirmer les estimations actuelles sur leur répartition en fonction de l'énergie.

Toutefois, nous devons signaler (Reuven Ramaty, communication privée) que la même estimation quant à la distribution spectrale de ces raies a été utilisée

pour modéliser l'émission gamma associée aux flares solaires, et que les résultats obtenus sont plutôt satisfaisant (Ramaty et al., 1997e). Ceci suggère que les estimations sont en réalité globalement bonnes.

8.4 Les raies du carbone et de l'oxygène

Dans la mesure où les noyaux ^{12}C et ^{16}O sont les plus abondants dans les vents des étoiles massives (après ^1H et ^4He), il n'est guère surprenant de trouver que leurs raies respectives à 4.438 MeV et 6.129 MeV sont les plus intenses qui soient prédites par nos modèles. Elles représentent donc de fait les contributions principales à l'émission gamma dans la bande [3–7 MeV], sur laquelle nous normalisons nos flux.

8.4.1 La raie du ^{12}C à 4.438 MeV

Le premier état excité du ^{12}C peut être peuplé soit par excitation direct lors d'interaction EP-ISM, soit par brisure de noyaux plus lourds lors de réactions de spallation, principalement à partir de l' ^{16}O et de l' ^{14}N . Pour toutes les compositions que nous considérons ici, la principale contribution à la raie à 4.438 MeV est cependant l'excitation « en vol » des noyaux ^{12}C énergétiques sur les protons du MIS. Comme nous l'avons déjà signalé, ces processus, dits inverses, conduisent à une émission de raie large.

Les figures 8.5 et 8.6 montrent la contribution détaillée de tous les processus de production représentant plus de 1% du flux total de la raie, pour deux exemples extrêmes de composition. Le premier est celui de la composition late-WC, qui est si pauvre en protons et en particules α que plus de 99% du flux dans la raie à 4.438 MeV est du aux processus inverse impliquant le carbone et l'oxygène. Il apparaît que le rôle des cibles ^4He diminue lorsque l'énergie de coupure E_0 augmente, ce qui peut se comprendre simplement. À basse énergie, les interactions avec l'hélium sont déterminantes car les seuils réactionnels correspondants sont plus bas. À plus haute énergie, cet effet de seuil s'atténue, et l'abondance plus faible de l'hélium, par rapport à l'hydrogène, se fait de plus en plus sentir.

On remarque également qu'à haute énergie de coupure, la contribution spallative, à partir de l'oxygène, devient presque aussi importante que celle de l'excitation directe.

Le second exemple que nous présentons est celui d'une composition OB-moyenne à métallicité deux fois solaire, et avec des pertes de masse élevées (modèles E). Dans ce cas, les processus directs contribuent à hauteur de 20% environ à la production totale de noyaux ^{12}C excités. En outre, la spallation excitatrice à partir des noyaux ^{14}N énergétiques représente la deuxième contribution par ordre d'importance, pour n'importe quelle valeur de E_0 supérieure à ~ 25 MeV/n.

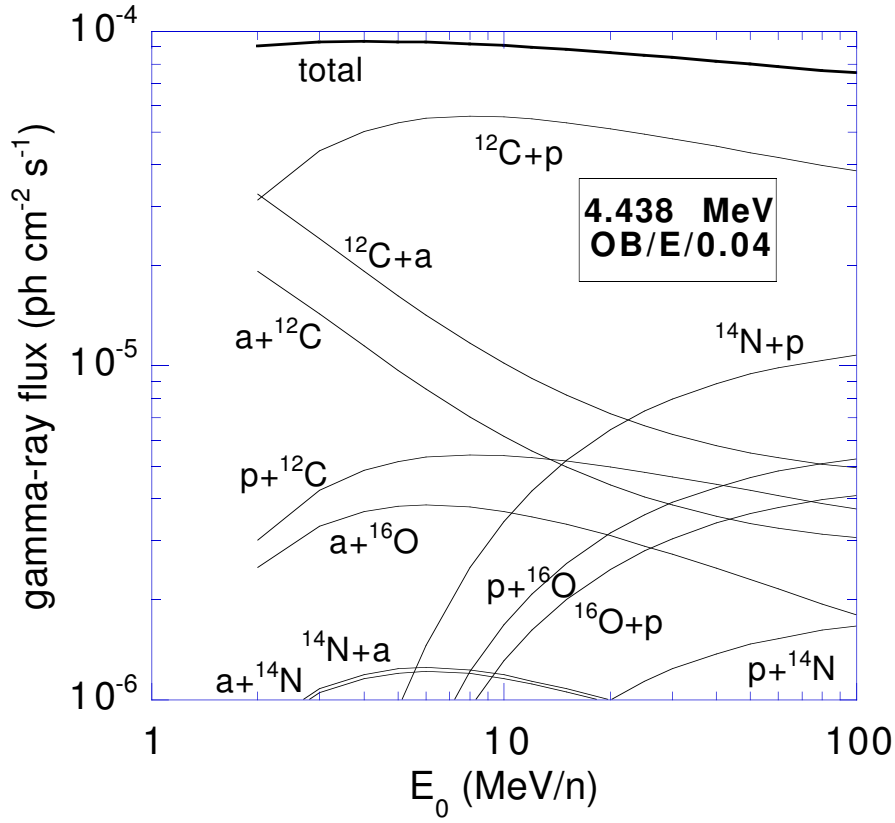


FIG. 8.5: Production détaillée de la raie du ^{12}C à 4.438 MeV en fonction de l'énergie de coupure du spectre source des EPs, E_0 , pour une composition late-WC dans un milieu de métallicité solaire. Les labels indiquent les réactions considérées, la première espèce représentant le projectile énergétique, et le second la cible au repos dans le MIS.

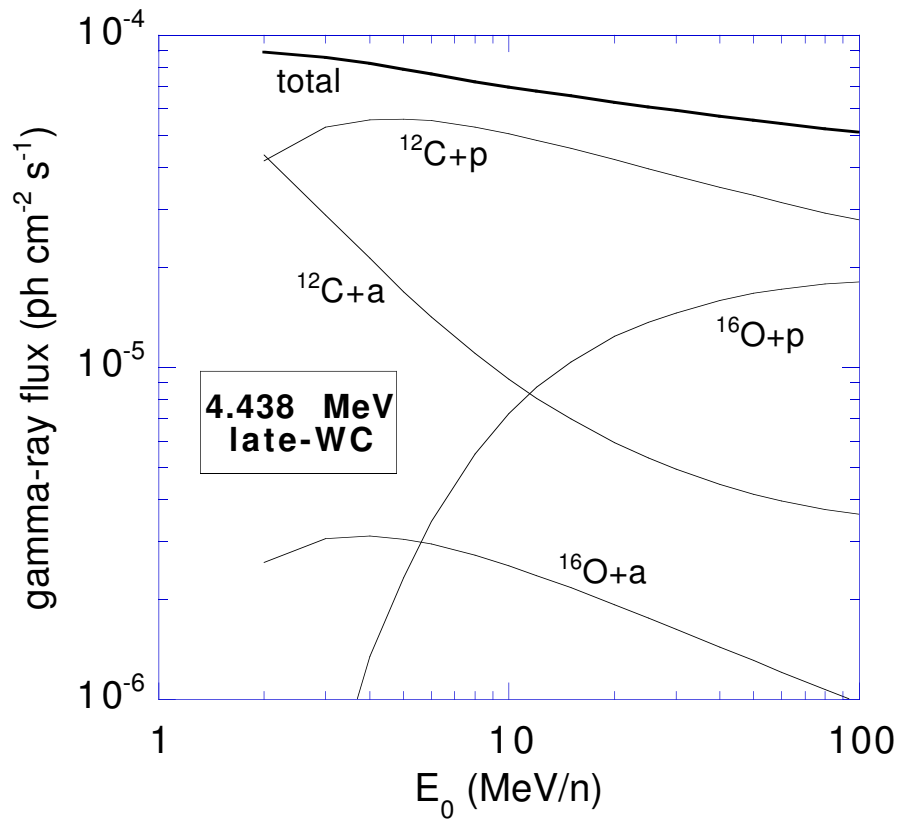


FIG. 8.6: Môme chose que sur la figure 8.5, mais avec une composition OB-moyenne utilisant les modèles d'évolution stellaire E , et pour une métallicité initiale deux fois solaire ($Z = 0.04$).

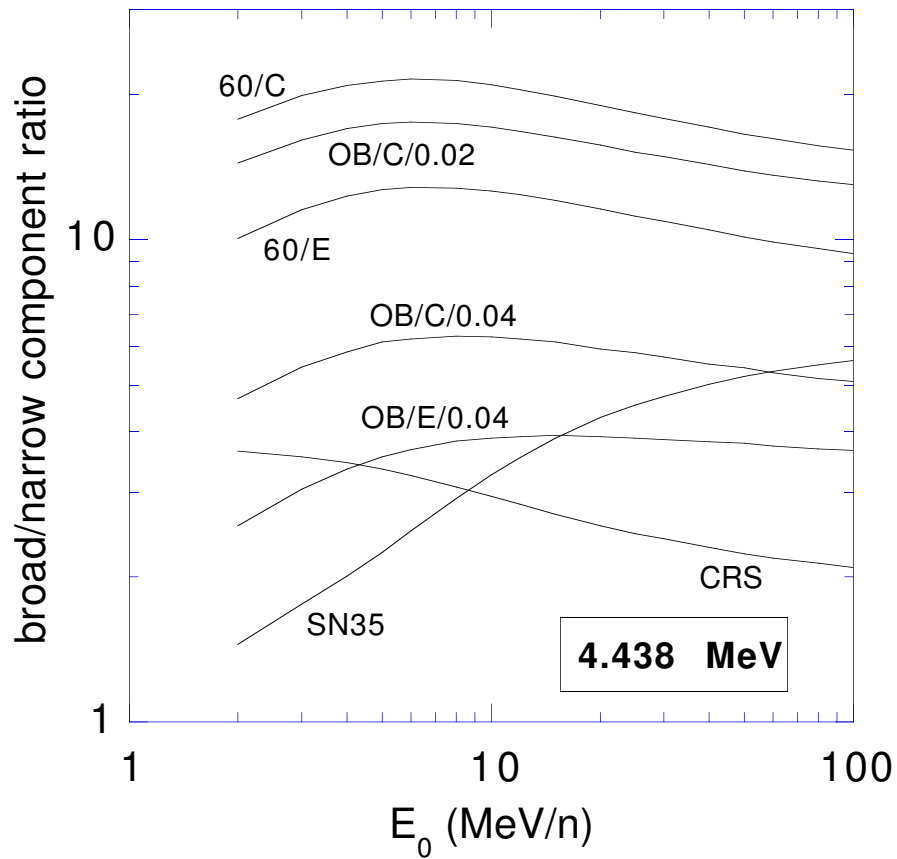


FIG. 8.7: /

[fine] de la raie du ^{12}C en fonction de l'énergie de coupure du spectre source, pour différentes compositions] Évolution du rapport de composantes [large]/[fine] de la raie du ^{12}C à 4.438 MeV, en fonction de l'énergie de coupure du spectre source, E_0 , pour différentes compositions décrites dans le texte.

Afin de distinguer les composantes fine et large de la raie à 4.438 MeV, nous avons calculé séparément les contributions des processus directs et inverses (voir les chapitres précédents pour plus de détails). Les résultats sont présentés sur la figure 8.7 sous la forme du rapport de composantes [large]/[fine] ([processus inverses]/[processus directs]), pour diverses compositions de EPs. Nous avons exclu les compositions GR et late-WC, pour lesquelles ce rapport est supérieur à 100, ainsi que la composition du système solaire, pour laquelle il est de l'ordre de 0.3 (les processus directs, et donc la composante de raie fine dominant).

Le vaste intervalle de variation de ces rapports de composantes démontre l'importance de cette observable pour la détermination de la composition des EPs dans le site astrophysique considéré. En particulier, l'instrument SPI, à bord d'INTEGRAL, sera très certainement capable de déterminer avec précision le profil de la raie du ^{12}C , et ainsi de contraindre efficacement la composition des EPs d'Orion.

8.4.2 La raie de l' ^{16}O à 6.129 MeV

Les figures 8.8 et 8.9 montrent les diverses contributions à la production de la raie à 6.129 MeV, résultant de la désexcitation des noyaux ^{16}O produits sur le premier niveau excité par excitation directe ainsi que par spallation à partir du ^{20}Ne . Les deux compositions choisies correspondent au même modèle (compositions moyenne d'une association OB, modèles d'évolution stellaire C, et indice de l'IMF $x = 1.7$), mais l'une avec la métallicité solaire, et l'autre avec une métallicité double. Les différences sont assez remarquables.

Dans le cas d'une métallicité initiale solaire, les EPs sont plus riches en ^{16}O que le milieu interstellaire ambiant ($\text{O}/\text{H} = 1.9 \cdot 10^{-2}$, contre $\text{O}/\text{H} = 8.5 \cdot 10^{-4}$). Il en résulte que les rencontres des noyaux ^{16}O énergétiques avec les protons du MIS sont plus fréquentes que celles des protons énergétiques avec les noyaux ^{16}O du MIS. Mais ceci n'est plus vrai dans le cas de la métallicité deux fois solaire, où les EPs sont plus riches en protons. En conséquence, les processus d'excitation directs et inverses impliquant des protons contribuent de manière semblable au flux gamma émis (voir Fig. 8.9). Cet effet est même encore plus prononcé pour les réaction $\alpha-^{16}\text{O}$, en raison de l'augmentation importante de l'abondance de l'hélium dans les vents stellaires lorsqu'on passe de $Z = Z_{\odot}$ à $Z = 2Z_{\odot}$.

En conséquence, le rapport de composantes s'inverse pour une métallicité deux fois solaire, et la composante fine se met à dominer l'émission gamma. Il s'agit là d'une prédiction importante, qui pourrait être testée par la variation du profil de la raie à 6.129 MeV en fonction de la longitude galactique. En effet, rappelons-le, les étoiles massives les riches en métaux semblent concentrées dans un anneau à ~ 4 kpc, correspondant au radian central de la Galaxie.

La figure 8.10 montre le rapport de composantes [large]/[fine] ([processus inverses]/[processus directs]) pour différentes compositions. Comme dans le cas de la raie du ^{12}C à 4.438 MeV, ce rapport apparaît très sensible à la composition

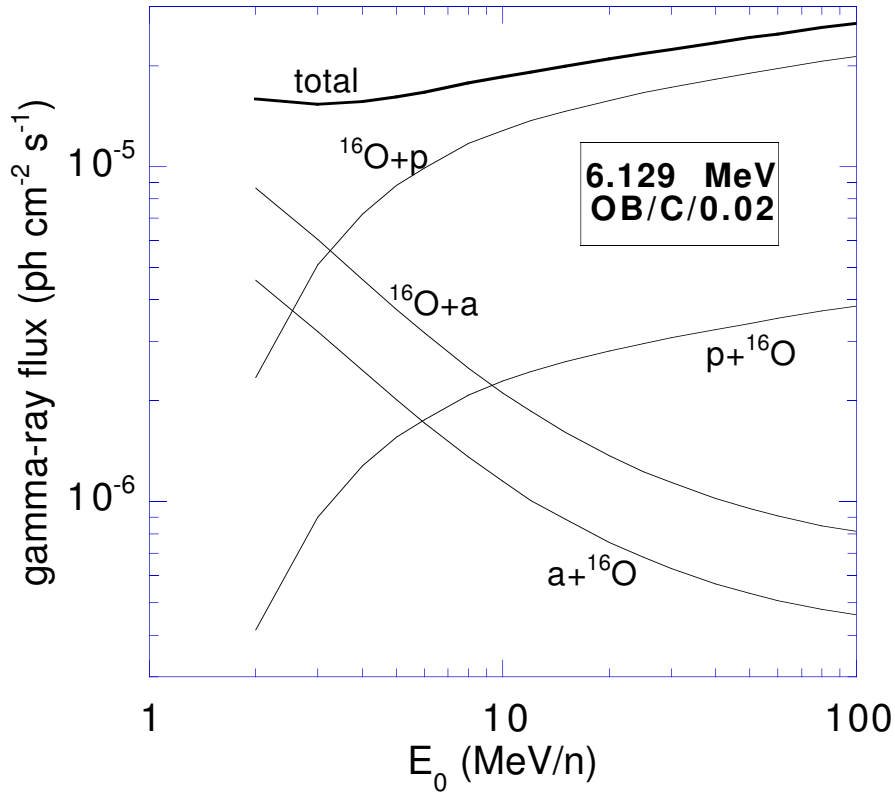


FIG. 8.8: Production détaillée de la raie de l'¹⁶O à 6.129 MeV en fonction de l'énergie de coupure du spectre source des EPs, E_0 , pour une composition OB-moyenne utilisant les modèles d'évolution stellaire C, et pour une métallicité initiale solaire ($Z = 0.02$). Les labels indiquent les réactions considérées, la première espèce représentant le projectile énergétique, et le second la cible au repos dans le MIS.

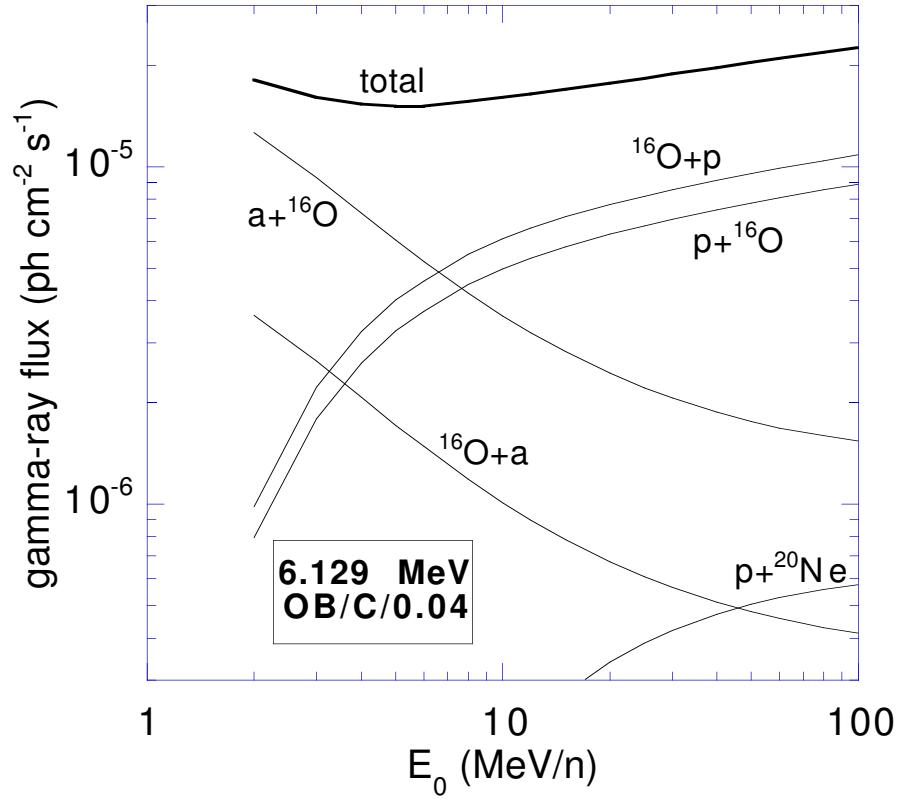


FIG. 8.9: Môme chose que sur la figure 8.8, mais pour une métallicité initiale deux fois solaire ($Z = 0.04$).

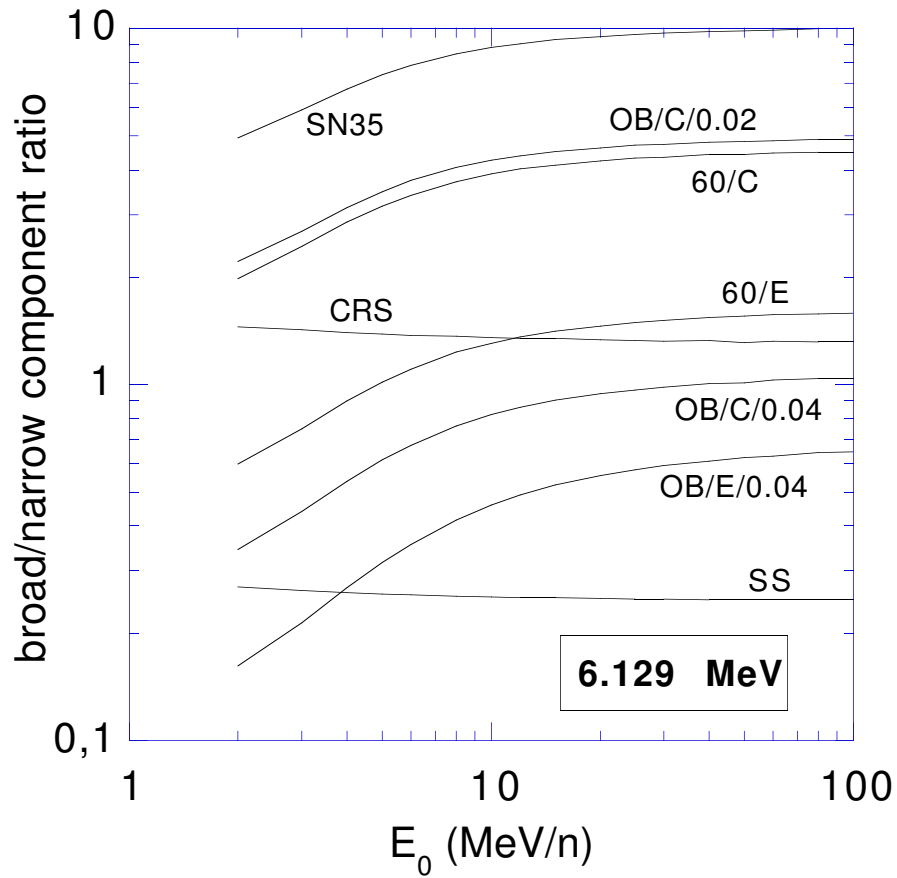


FIG. 8.10: /

[fine] de la raie de l' ^{16}O en fonction de l'énergie de coupure du spectre source, pour différentes compositions] Évolution du rapport de composantes [large]/[fine] de la raie de l' ^{16}O à 6.129 MeV, en fonction de l'énergie de coupure du spectre source, E_0 , pour différentes compositions décrites dans le texte.

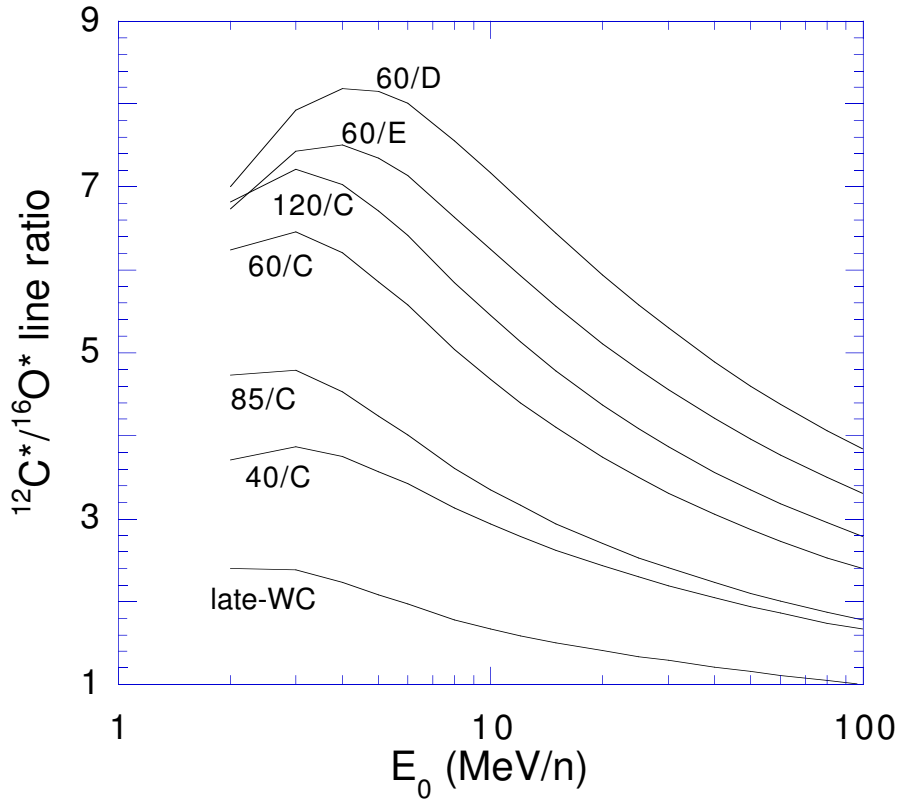


FIG. 8.11: *Évolution du rapport de raies $^{12}\text{C}^*/^{16}\text{O}^*$ en fonction de l'énergie de coupure du spectre source, E_0 , pour différentes compositions de vent-moyen décrites dans le texte.*

chimique des EPs, ce qui le rend potentiellement très sélectif.

Quoi qu'il en soit, nous prédisons une raie à 6.129 MeV très nettement plus fine que la raie à 4.438 MeV, pour n'importe laquelle de nos compositions de vent-moyen ou OB-moyennes. En particulier, les processus directs contribuent toujours à hauteur d'au moins 20% au flux total de la raie, et dominent même dans le cas d'une métallicité deux fois solaire, ou pour une métallicité solaire et des modèles d'évolution à pertes de masse augmentées pendant la phase MS (séquence principale).

8.4.3 Le rapport de raies $^{12}\text{C}^*/^{16}\text{O}^*$

Avec les profils de raies discutés ci-dessus, le rapport de raies $^{12}\text{C}^*/^{16}\text{O}^*$ représente l'une des observables les plus importantes pour la spectroscopie gamma. Il devrait en effet être assez facilement accessible au spectromètre SPI d'INTEGRAL, à coup sûr pour l'émission d'Orion, et peut-être également pour l'émission diffuse galactique.

Les données collectées par COMPTEL sur Orion procurent une première

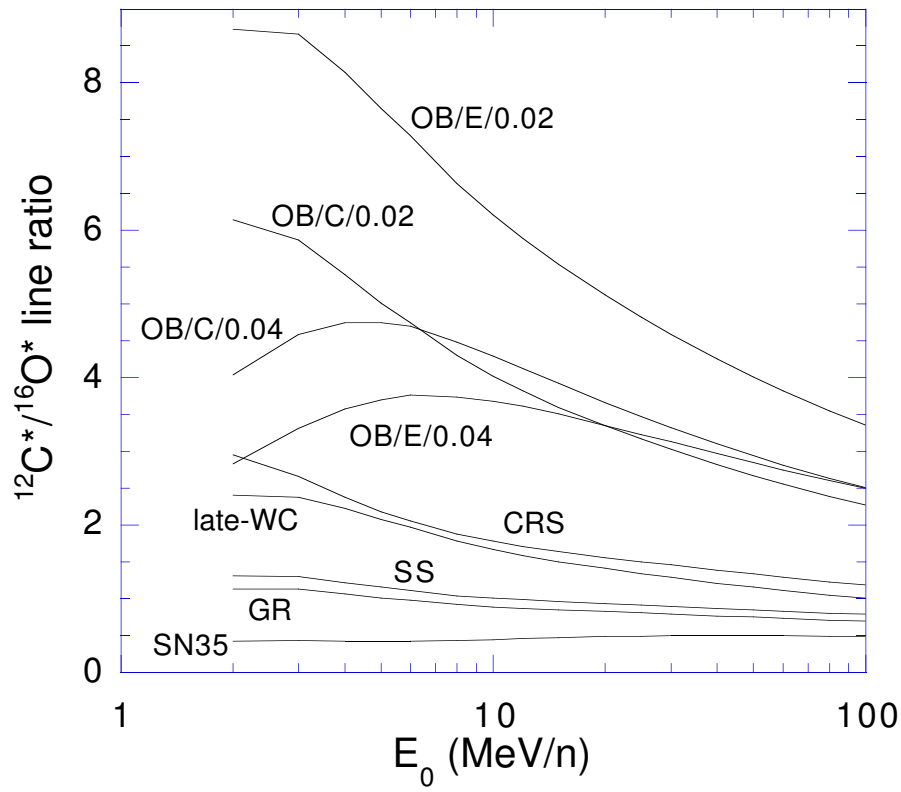


FIG. 8.12: Évolution du rapport de raies $^{12}\text{C}^*/^{16}\text{O}^*$ en fonction de l'énergie de coupure du spectre source, E_0 , pour différentes compositions OB-moyennes décrites dans le texte.

contrainte sur ce rapport de raies (Bloemen et al., 1997). À partir de la figure 7.5, nous nous sommes livrés à une estimation grossière : $2 \leq {}^{12}\text{C}^*/{}^{16}\text{O}^* \leq 4$. Les réserves déjà exprimées quant au spectre fin fournit par COMPTEL s'appliquent néanmoins à cette estimation.

Comme on peut le voir sur les figures 8.11 et 8.12, le rapport de raies ${}^{12}\text{C}^*/{}^{16}\text{O}^*$ est très sensible à la composition chimique des EPs. Si notre estimation ci-dessus est correcte, et si les données relatives au spectre fin sont confirmées, de nombreuses compositions peuvent d'ores et déjà être exclues pour Orion, sur des bases purement phénoménologiques. Ainsi, les compositions SS, GR, SN35, ainsi que late-WC sont exclues pour n'importe quelle valeur de l'énergie de coupure E_0 . En revanche, nos compositions de vent-moyen et OB-moyennes semblent fournir un rapport de raies plus adéquat. Pour une étoile de $60 M_\odot$, toutefois, une énergie de coupure $E_0 \gtrsim 40$ MeV/n semble requise. Cette contrainte est tout à fait en accord avec la contrainte énergétique, exposée au chapitre précédent.

Bien que notre estimation soit sans conteste incertaine, nous souhaitons insister sur le fait que le rapport ${}^{12}\text{C}^*/{}^{16}\text{O}^*$, quelle que soit la valeur à laquelle il sera finalement mesuré, permettra de départager les différentes compositions, et en particulier exclura, ou au contraire favorisera des compositions de type GR, par exemple, par rapport à nos compositions de vent-moyen.

Finalement, nous notons que de manière générale, le rapport de raies ${}^{12}\text{C}^*/{}^{16}\text{O}^*$ décroît lorsque E_0 augmente. Ce comportement est à rapprocher de celui que nous avons rencontré au chapitre 6, lorsque nous avons appliqué notre modèle dépendant du temps. Nous avons en effet remarqué, et expliqué, que les hautes énergies favorisaient la production de la raie de l'oxygène par rapport à celle du carbone. Il s'agit bien sûr d'un effet de sections efficaces, qui ont un seuil plus élevé pour l'oxygène.

Il peut sembler troublant, dès lors, que ce schéma général de diminution du rapport ${}^{12}\text{C}^*/{}^{16}\text{O}^*$ ne s'applique pas à la composition SN35 (cf. Fig.8.3). La raison en est que dans ce cas, l'abondance de l' ${}^{16}\text{O}$ parmi les EPs est à ce point supérieure à celle du ${}^{12}\text{C}$ (par un facteur ~ 15), que la contribution principale à la raie à 4.438 MeV est d'origine spallative (sauf des valeurs très basses de E_0). En conséquence, les raies du carbone et de l'oxygène sont toutes les deux produites par les mêmes collisions nucléaires, en l'occurrence ${}^{16}\text{O}+p$, et l'argument précédent ne peut s'appliquer. Le rapport de raies ${}^{12}\text{C}^*/{}^{16}\text{O}^*$ traduit donc dans ce cas le rapport [spallation]/[excitation], qui est sans surprise inférieur à 1.

8.5 Les principales autres raies gamma

D'autres raies gamma produites par l'interaction de particules énergétiques avec le milieu interstellaire pourraient être observées par le futur, à la faveur d'instruments plus sensibles, comme INTEGRAL, ou de poses plus longues de

COMPTEL. Nous présentons sur la figure 8.13 les flux gamma calculés pour les raies les plus intenses en fonction de l'énergie de coupure du spectre des EPs, et pour différentes compositions intéressantes pour l'étude de l'émission d'Orion, mais aussi pour l'émission diffuse galactique.

Les flux rapportés sont normalisés au flux d'Orion dans la bande [3–7 MeV], et nous n'avons montré que les flux supérieurs à $2 \cdot 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Nous rappelons que la sensibilité d'INTEGRAL est attendue autour de $5 \cdot 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour les raies fines, et de $5 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour les raies larges (Mandrour et al., 1997). Notons par exemple que les raies du ^{24}Mg , à 1.369 MeV, et du ^{28}Si , à 1.779 MeV, observées dans certains flares solaires (Murphy et al., 1991), sont toujours plus faibles que $2 \cdot 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ dans les scénarios que nous considérons ici, et ne sont donc pas représentées.

8.5.1 La bosse du ^7Li – ^7Be à $\sim 0.450 \text{ MeV}$

Les réactions de fusion $\alpha + \alpha$ conduisent à une production importante de ^7Li , soit directement, soit par la décroissance du noyau miroir instable, ^7Be . Dans tous les cas, ces réactions s'accompagnent d'une émission gamma. Une partie du ^7Li est en effet produite dans un état excité à 0.478 MeV, tandis que 90% du ^7Be décroît également vers cet état excité. Enfin, les noyaux ^7Be produits sur leur état excité donnent lieu à une émission gamma à 0.429 MeV.

Du fait de leur élargissement Doppler important, ces deux raies se recouvrent en une structure élargie, autour de 0.450 MeV (Murphy et al., 1990), que nous appellerons la « bosse du ^7Li – ^7Be ». Le taux d'émission dans cette bosse correspond à $\sim 40\%$ du taux de production total de noyaux ^7Li (Ramaty et al., 1979).

Comme on peut le voir sur la figure 8.13, la bosse du ^7Li – ^7Be est relativement intense, et probablement observable pour certaines de nos compositions. Ceci représente une prédiction spécifique de nos modèles de vent-moyen, comparés notamment aux modèles utilisant la composition late-WC, pour laquelle le flux dans la bosse du ^7Li – ^7Be est très faible, notamment bien au dessous des seuils d'INTEGRAL. Ceci tient bien sûr à la quasi absence d'hélium dans la composition du vent d'une étoile massive à la toute fin de sa vie.

Dans le cas d'un modèle E, c'est-à-dire pour une perte de masse augmentée pendant la phase MS, le flux dans la bosse du ^7Li – ^7Be dépasse même celui de la raie de l' ^{16}O à 6.129 MeV. Ceci est également vrai pour les modèles d'évolution stellaire standards (modèles C) calculés à métallicité deux fois solaire., et pour une énergie de coupure entre 8 et 20 MeV/n.

Quoi qu'il en soit, nous prédisons un flux de $1\text{--}2 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à $\sim 0.450 \text{ MeV}$, en provenance du complexe moléculaire d'Orion. Un tel flux se situe sous la limite supérieure actuelle de OSSE, mais au-dessus de la sensibilité attendue d'INTEGRAL.

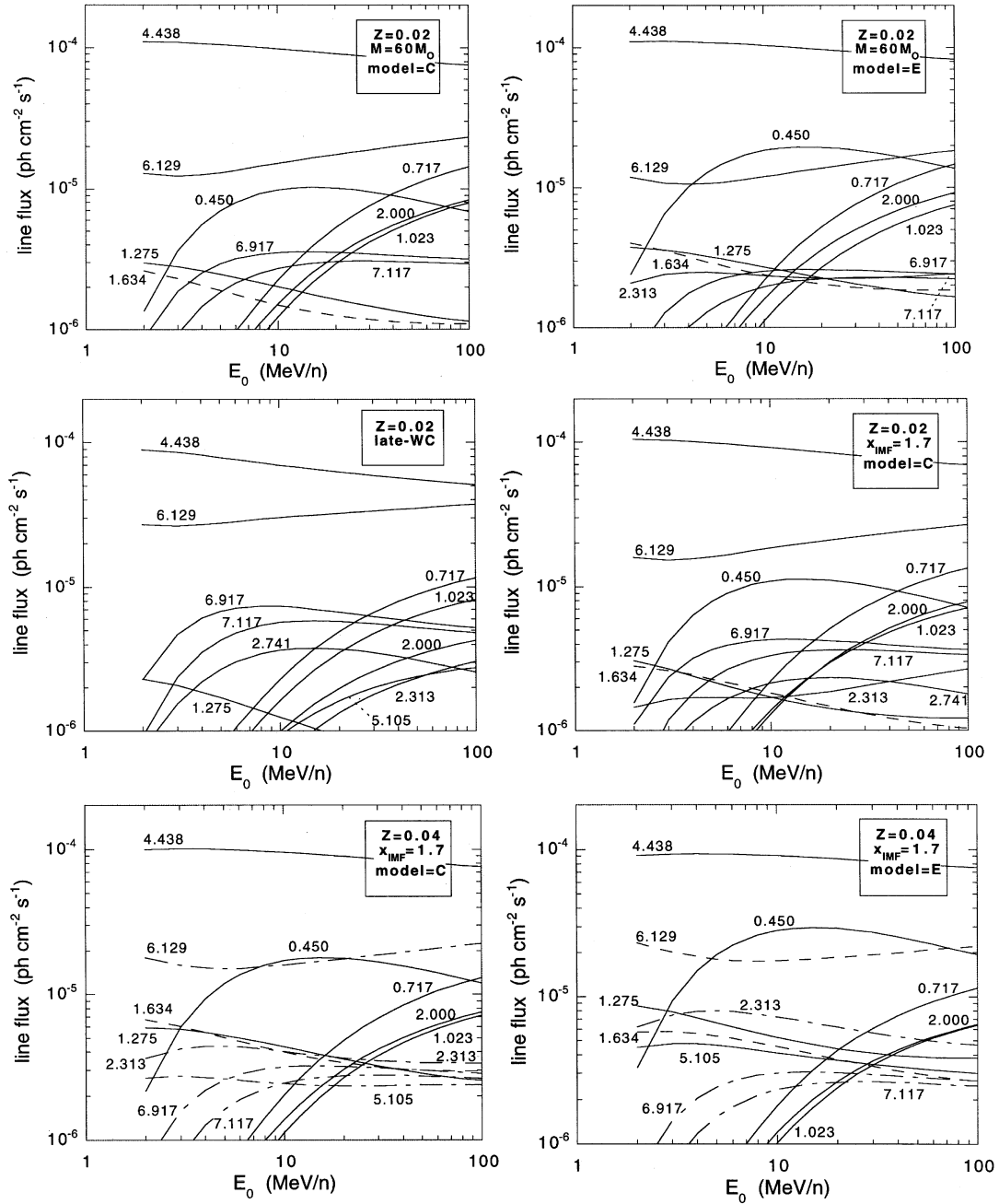


FIG. 8.13: Flux gamma des raies les plus intenses produites par l'interaction de particules énergétiques avec le milieu interstellaire, en fonction de l'énergie de coupure E_0 , pour différentes compositions sources et métallicités ambiantes. Les labels désignent l'énergie de la raie concernée, dans le référentiel propre du noyau émetteur. Des lignes en trait plein sont utilisées lorsque les processus inverse dominant (composante de raie large), et des lignes en pointillés lorsque ce sont les processus directs (composante de raie fine). Dans le cas où les deux composantes sont d'intensité semblable, nous avons utilisé des lignes pointillées atténuées. La normalisation est faite sur les flux gamma d'Orion détectés par COMPTEL dans la bande 3–7 MeV.

8.5.2 Les raies spallatives du ^{10}B à 0.717 MeV et 1.023 MeV

Le produit de spallation ^{10}B peut également être obtenu, soit directement, soit par décroissance du ^{10}C , sous divers niveaux excités, dont le plus probable se situe à 0.717 MeV (Ramaty et al., 1979). Comme nous le montrons sur la figure 8.13, le flux gamma dans la raie de désexcitation correspondante devrait être relativement intense ($\sim 10^{-5}$ ph $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), particulièrement pour des valeurs élevées de E_0 , qui rappelons-le, sont favorisées par les considérations énergétiques de l'émission d'Orion. Toutefois, la contribution principale à cette raie est assurée par les processus d'interaction inverses $^{12}\text{C} + \alpha$, et dans une plus faible mesure $^{16}\text{O} + \alpha$, de sorte que la raie devrait être large, ce qui réduit la sensibilité de SPI d'un facteur ~ 10 .

Si l'on compare les flux produits dans la raie à 0.717 MeV pour les métallicités solaire et deux fois solaire, on s'aperçoit que le rapport $[0.717 \text{ MeV}]/[4.438 \text{ MeV}]$ reste inchangé. Ceci résulte du fait que les deux raies sont produites par les mêmes interactions ($^{12}\text{C} + \alpha \rightarrow \text{X}$). En revanche, le rapport de raies dépend du spectre des EPs, car le seuil de production de la raie à 0.717 MeV, qui est en réalité un seuil de spallation, est plus élevé que le seuil d'excitation du carbone à 4.438 MeV.

Le même comportement est observé, avec des flux un peu plus faibles, pour la raie à 1.023 MeV, résultant de la désexcitation d'un autre niveau du ^{10}B (cf. Fig. 8.13).

8.5.3 Et les raies spallatives du ^{11}B ?

À la lumière des deux paragraphes précédents, nous souhaitons faire remarquer que les réactions de spallation induites par les EPs devraient également conduire à des raies de désexcitation du ^{11}B plutôt intenses. Le taux de production de cet isotope est en effet toujours au moins 2.5 fois plus élevé que celui du ^{10}B . Il est même supérieur au taux de production du ^7Li pour des valeurs de E_0 supérieures à ~ 30 MeV/n.

Des mesures faites pour la réaction de production principale, $^{12}\text{C}(p, 2p)^{11}\text{B}$, à l'énergie incidente de 50 MeV, révèle une émission gamma provenant de quatre niveaux excités, à 2.12, 4.45, 5.01 et 6.79 MeV, avec des flux approximativement identiques (Pugh et al., 1967). Ramaty et al. (1979) ont également considéré des raies spallatives du ^{11}B , en utilisant des sections efficaces de Zobel et al. (1968), mais leurs incertitudes sont grandes, jusqu'à un facteur 10 près du pic de résonance, vers $\sim 30\text{--}40$ MeV/n.

Nous avons utilisé leurs estimations pour calculer le flux émis autour de 2 MeV consécutivement à la spallation du ^{12}C . Une première composante provient de la désexcitation des noyaux ^{11}B (2.124 MeV), et une seconde de celle des noyaux ^{11}C (1.995 MeV), précédant leur décroissance finale vers le ^{11}B . Toutefois, ces estimations sont très incertaines, et de nouvelles mesures de sections efficaces, en

particulier près des seuils réactionnels, seraient d'un grand intérêt astrophysique. Ainsi, dans Orion, si l'on suppose qu'une fraction importante du ^{11}B est produite dans un état excité, comme c'est le cas pour le ^7Li , alors les flux de désexcitation devraient être de l'ordre de quelques $10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, et pourraient même contribuer de manière non négligeable au flux détecté dans la bande [3–7 MeV].

8.5.4 D'autres raies de l' ^{16}O

La figure 8.13 montre les contributions de deux raies gamma supplémentaires de l' ^{16}O , correspondant aux niveaux excités à 6.197 et 7.117 MeV. Les flux émis dans ces raies sont bien sûr inférieurs à celui provenant du premier niveau excité, mais devraient néanmoins figurer parmi les raies les plus intenses pour des compositions telles que le rapport de raies $^{12}\text{C}^*/^{16}\text{O}^*$ soit proche de l'unité, soit pour des compositions vérifiant $^{12}\text{C} \lesssim ^{16}\text{O}$. C'est le cas notamment des compositions SS, GR, SN35 ou late-WC, mais ce pas de nos compositions de vent-moyen.

Afin d'être le plus complet possible, mentionnons également la raie à 2.741 MeV, provenant de la désexcitation partielle du niveau à 8.872 MeV, vers le niveau à 6.129 MeV, avec un rapport de branchement de 84% (Lederer et al., 1978). Le flux gamma dans cette raie atteint $\sim 4 \cdot 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (avec la normalisation d'Orion) pour la composition late-WC, et $\sim 6 \cdot 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour la composition GR (que nous n'avons pas montré ici).

Pour ce qui est de la largeur des raies, tout ce que nous avons dit plus pour la raie à 6.129 MeV s'applique bien sûr aux autres raies de l'oxygène.

8.5.5 Les raies de l' ^{14}N à 2.313 MeV et 5.105 MeV

Le premier niveau excité de l' ^{14}N se situe à 2.313 MeV. Il peut être atteint soit par excitation directe, soit par spallation à partir de l' ^{16}O . Comme on peut le voir sur la figure 8.13, le flux gamma dans la raie de désexcitation correspondante est toujours faible : $\leq 3 \cdot 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ avec la normalisation d'Orion. Ceci est du bien sûr à la faible abondance de l' ^{14}N parmi les EPs, conséquence de la contribution plus faible de la phase WN au vent total de l'étoile, comparée à celle de la phase WC. Une exception doit cependant être relevée, concernant le modèle à métallicité deux fois solaire avec pertes de masse renforcées pendant la phase MS et, précisément, WNL. Dans ce cas, le flux gamma atteint $8 \cdot 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour les faibles valeurs de E_0 .

Une raie supplémentaire à 5.105 MeV fut également considérée par Ramaty et al. (1979), et nous l'avons donc incluse dans nos modèles. Elle correspond au quatrième niveau excité de l' ^{14}N (Lederer et al., 1978). Le flux correspondant est par conséquent plus faible que celui de la raie principale à 2.313 MeV, et ne devrait pas être détectable, sauf pour des compositions exceptionnellement riches en azote. Notons enfin que l'azote possède deux autres niveaux à 3.948 MeV et

4.915 MeV, qui devraient fournir des flux plus importants que celui de la raie à 5.105 MeV, et contribuer, un peu, à l'émission totale entre 3 et 7 MeV d'Orion. Malheureusement, les sections efficaces correspondantes font défaut.

8.5.6 Les raies du ^{20}Ne et du ^{22}Ne

Les deux isotopes du néon (^{20}Ne et ^{22}Ne) sont connus pour provenir de mécanismes de production distincts, ce qui rend cet élément particulièrement intéressant pour les théories de nucléosynthèse.

Alors que le ^{22}Ne est produit pendant la phase de combustion de l'hélium, à partir des noyaux ^{14}N (synthétisés dans le cycle CNO pendant la phase de combustion de l'hydrogène), le ^{20}Ne est produit à partir des noyaux ^{16}O pendant les phases de combustion du carbone et de l'oxygène. Étant donné que les vents d'étoiles WR n'éjectent que les éléments produits par la combustion de l'hélium, aucun noyau de ^{20}Ne fraîchement synthétisé ne se trouve intégré à nos compositions de vent-moyen. De fait, ainsi qu'on peut le voir sur le tableau 8.3, les compositions de EPs que nous proposons sont plus riches en ^{22}Ne qu'en ^{20}Ne , alors que la composition usuelle de MIS, c'est-à-dire la composition du système solaire, comporte environ 10 fois plus de ^{20}Ne que de ^{22}Ne . Ainsi, la détection de la raie du ^{22}Ne à 1.275 MeV au même flux que celle du ^{20}Ne à 1.634 MeV constituerait une signature claire du lien existant entre les vents d'étoiles WR et les EPs.

Malheureusement, les deux raies ont des flux assez bas, et ne devraient pas être détectées en tant que raies individuelles. D'ailleurs, même dans l'hypothèse d'une détection de la raie du ^{20}Ne , l'absence de la raie du ^{22}Ne ne pourrait être considérée comme concluante, dans la mesure où cette dernière serait large (induite par le ^{22}Ne des EPs), tandis que la raie du ^{20}Ne est toujours étroite.

8.6 L'influence de la masse limite

Comme nous l'avons discuté à la section 8.2, les EPs accélérés au sein des superbules sont composés principalement de la matière éjectée sous forme de vents stellaires par les étoiles les plus massives de l'association OB précisément responsable de la formation de la superbulle. Nous avons motivé par des arguments qualitatifs notre choix de prendre pour masse limite inférieure des étoiles contribuant à l'ensemencement de la superbulle $M_{\text{inf}} = 40 M_{\text{sol}}$. Toutefois, cette limite est quelque peu arbitraire, et afin d'étudier des cas plus généraux, nous avons repris l'ensemble de nos calculs avec une masse limite $M_{\text{inf}} = 20 M_{\text{sol}}$, que nous considérons comme un cas extrême.

Comme il fallait s'y attendre en conséquence de l'abondance plus faible en C et O, nous obtenons un rapport de bandes $[1-3 \text{ MeV}]/[3-7 \text{ MeV}]$, R , quelques 20 à 30% plus élevé que dans le cas où $M_{\text{inf}} = 40 M_{\text{sol}}$. Cette correction concerne les

modèles utilisant les pertes de masse standard (modèles C). Pour les modèles E (à pertes de masse renforcées pendant la phase MS), le rapport R est essentiellement inchangé. En particulier, toutes nos compositions de vent-moyen et OB-moyennes vérifient toujours la contrainte $R \leq 0.13$ qui s'applique pour Orion.

Le même changement quantitatif (soit + 20–30% pour les modèles C, et aucun changement pour les modèles E) est également obtenu pour le rapport de bandes $[0.2\text{--}1 \text{ MeV}]/[3\text{--}7 \text{ MeV}]$.

En ce qui concerne le rapport de raies $^{12}\text{C}^*/^{16}\text{O}^*$, nous obtenons une valeur $\sim 10\%$ plus faible pour les modèles C à métallicité solaire, et $\sim 50\%$ plus faibles pour les modèles C à métallicité deux fois solaire.

Enfin, nous obtenons un rapport de composante $[\text{large}]/[\text{fine}]$ plus faible (c'est-à-dire des raies plus fines), conformément à notre attente, dans la mesure où l'abondance de C et O au sein des EPs est réduite. Quantitativement, le rapport $[\text{large}]/[\text{fine}]$ est réduit de $\sim 50\%$ pour la raie du ^{12}C , et de $\sim 30\%$ pour la raie de ^{16}O , aussi bien à métallicité solaire qu'à métallicité deux fois solaire.

8.7 Résumé et discussion

Ce chapitre nous a permis d'illustrer le fonctionnement en régime stationnaire de notre modèle d'injection-propagation-interaction de particules énergétiques dans le milieu interstellaire. Il constitue également un exemple typique de ce qu'il est possible de faire sur le plan théorique, dans le domaine de l'astronomie gamma.

Plus spécifiquement, nous avons ici calculé la production de raies γ -nucléaires induites par des EPs au sein de nuages moléculaires soumis à l'activité d'une association OB. Nous pensons que cette situation est assez générale dans la Galaxie, et c'est cette raison que nous avons procédé à une analyse systématique des caractéristiques de l'émission gamma, en calculant avec soin la composition source des EPs, et en tenant compte des variations possibles de la métallicité ambiante d'un site à l'autre.

Notre hypothèse initiale est que la composition des EPs reflète celle des vents et des ejecta supernovéens des étoiles massives qui ont creusé la superbulle dans laquelle les EPs sont accélérés. Cette hypothèse a été discutée en détail dans le chapitre précédent, et il fut montré en réalité qu'elle est jusqu'à ce jour la seule hypothèse viable permettant de rendre compte de l'émission gamma d'Orion, cas particulier pour lequel nous avons des données observationnelles extrêmement contraignantes.

Dans le cours de notre exposé du chapitre précédent, nous avons fait appel, par anticipation, à l'un des résultats majeurs de ce chapitre, à savoir que les compositions de vent-moyen et OB-moyennes répondent à l'ensemble des critères phénoménologiques dérivés des données de COMPTEL. Ceci achève donc la démonstration de la cohérence et de la complétude (jusqu'à présent)

de notre modèle d'Orion. En outre, l'étude quantitative de ce chapitre nous a permis de comparer ces compositions à d'autres proposées antérieurement. Indépendamment de notre modèle théorique d'Orion, nous avons ainsi identifié des indicateurs purement observationnels permettant de départager les différentes compositions de EPs.

Les plus importants de ces critères semblent être le rapport des composantes de raie [large]/[fine] (ou même idéalement le profil exact des raies), ainsi que le rapport de raies $^{12}\text{C}^*/^{16}\text{O}^*$, qui s'étend sur un intervalle allant de 0.5 à ~ 8 suivant la composition et l'énergie de coupure du spectre adoptées. Ces indicateurs ne sont pas encore accessibles à l'observation (même si nous avons discuté certaines estimations à partir des données de COMPTEL), mais ils le seront très certainement avec le lancement du satellite INTEGRAL, prévu en l'an 2001.

En ce qui concerne l'estimation du rapport de bande R , défini plus haut, nos calculs ont révélé l'importance des raies gamma non résolues, provenant des interactions nucléaires mettant en jeu des noyaux plus lourds que le ^{20}Ne . Si l'on ignore ces raies, aucune des compositions sources examinées pour rendre compte de l'émission d'Orion ne peut être exclue sur la seule base du rapport R , pour lequel COMPTEL donne une limite supérieure. Le calcul exact de ce rapport de bandes dépend donc de manière significative de la distribution en énergie des raies non résolues. À cet égard, nous recommandons vivement la mesure des sections efficaces correspondantes, qui seront peut-être amenées à jouer un rôle important dans les futurs développements de l'astronomie gamma.

Généralisant le modèle d'Orion à d'autres sites galactiques analogues, nous avons identifié un certain nombre de critères observationnels précis pouvant être en réalité regardés comme des prédictions. En premier lieu, nous avons montré que la raie de l' ^{16}O est toujours significativement plus étroite que la raie du ^{12}C , en raison d'une contribution plus importante des processus d'excitation directs. La composante fine de la raie de l' ^{16}O devrait même dominer à métallicité deux fois solaire, relative au radian central de la Galaxie, ce qui facilite en principe sa détection par le spectromètre d'INTERGAL, SPI.

Nous avons également montré que les rapports de bandes $[0.2-1 \text{ MeV}]/[3-7 \text{ MeV}]$ et $[1-3 \text{ MeV}]/[3-7 \text{ MeV}]$ sont tous deux plus grands d'un facteur 1.5 à 3 à métallicité deux fois solaire. Nous prédisons en conséquence une variation du spectre de raies γ -nucléaires avec la longitude galactique. La mesure d'une telle variation devrait être du ressort de la mission INTEGRAL.

Considérant la bosse du $^7\text{Li}-^7\text{Be}$ à $\sim 0.450 \text{ MeV}$, nous avons estimé qu'un flux de $\sim 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ devrait être détecté en provenance d'Orion. INTEGRAL, à nouveau, a de bonnes chances de le détecter. Nous avons également montré que ce flux, rapporté à celui de la bande $[3-7 \text{ MeV}]$ s'intensifiait vers les régions centrales de la Galaxie, par un facteur 2 environ.

D'autres raies spallatives devraient également apporter une contribution importante à l'émission gamma dans ces gammes d'énergie. Ainsi, la raie du

^{10}B à 0.717 MeV dépasse même en intensité celle de l' ^{16}O pour les valeurs les plus élevées de l'énergie de coupure, E_0 . À cet égard, la mesure des sections efficaces des produits de spallation excités est d'un grand intérêt astrophysique. À la lumière de nos calculs, la détection future d'une raie du ^{11}B d'origine spallative ne semble pas irréaliste. Elle constituerait l'enregistrement 'en direct' de la nucléosynthèse spallative séculière des éléments légers dans le milieu interstellaire.

Chapitre 9

Perspectives théoriques et observationnelles

Résumé

Dans ce dernier chapitre, nous proposons quelques perspectives générales relatives aux sujets que nous avons abordés ici. En particulier, nous évoquons brièvement le problème de la nucléosynthèse des éléments légers, qui fut relancé de manière inattendue par la détection de l'émission gamma d'Orion. De toute évidence, de nouveaux travaux seront nécessaires pour élucider le lien précis existant entre la production de rayons gamma et la nucléosynthèse spallative du LiBeB. Quelques perspectives observationnelles sont également proposées en fin de chapitre, avec l'indication d'améliorations possibles de nos modèles.

9.1 L'application de nos modèles à la production des éléments légers

9.1.1 Introduction

Dans l'utilisation que nous avons faite jusqu'à présent de notre modèle d'injection-propagation-interaction de particules énergétiques dans le milieu interstellaire, nous nous sommes intéressés principalement à la production de raies γ -nucléaires par les EPs. Toutefois, il est clair que les mêmes interactions conduisent aussi à la synthèse de noyaux secondaires, qui peuvent représenter en eux-mêmes un enjeu astrophysique important. C'est le cas notamment de la classe des éléments légers ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ et ${}^{11}\text{B}$, que l'on désigne communément sous le nom de LiBeB.

Comme nous l'avons déjà noté, ces éléments occupent une place à part dans le tableau de Mendeleïev. De constitution fragile (faible énergie de liaison), ils sont en effet plus facilement détruits que synthétisés par les réactions thermonucléaires

qui se produisent au cœur des étoiles. En outre, selon les modèles de Big Bang, la complexification nucléaire des premiers âges avorta avant même de les atteindre, et la nucléosynthèse primordiale ne produisit au delà des isotopes de l'hydrogène et de l'hélium, qu'une faible proportion du ${}^7\text{Li}$ aujourd'hui présent dans notre Galaxie. Plus tard, lorsque les étoiles entreprirent de poursuivre l'œuvre nucléosynthétique universelle, bénéficiant à la fois d'un temps plus long et d'une densité incomparablement supérieure (ou si l'on préfère d'une entropie plus faible), les éléments légers, Li, Be et B furent à nouveau lésés, puisque c'est directement à partir du carbone ($3 \times {}^4\text{He} = {}^{12}\text{C}$) que reprit l'assemblage des nucléons.

L'extrême rareté du LiBeB ($\sim 10^{-6}$ fois l'abondance en C, N et O) est donc assez compréhensible. Mais il existe néanmoins et l'astrophysique se doit de rendre compte de son abondance au même titre que de celle des autres éléments, mieux dotés par la nature.

L'étude générale de la nucléosynthèse des éléments légers est un domaine extrêmement riche, qui suscite toujours de nombreuses recherches et interrogations, en partie relancées par la découverte du rayonnement gamma en provenance d'Orion. Nous indiquerons plus loin en quoi ces observations ont pu influencer notre compréhension de l'évolution de l'abondance du LiBeB dans la Galaxie. Toutefois, nous ne pouvons donner ici qu'un aperçu partiel de ce vaste sujet, qui mériterait à lui seul le travail complet d'une thèse.

C'est pour cette raison que nous avons orienté ici nos réflexions et nos recherches principalement vers l'étude du rayonnement γ -nucléaire. Mais puisque l'outil que nous avons développé permet aussi, de manière analogue, de calculer les taux de production de noyaux secondaires par les particules énergétiques, nous allons présenter quelques résultats typiques relatifs au LiBeB, qui seront considérés comme une introduction à un travail ultérieur, plus suivi et mieux intégré dans une réflexion générale, qui aura trait explicitement à la nucléosynthèse spallative des noyaux légers.

En attendant, voici donc quelques résultats obtenus à l'aide de nos modèles, pour des EPs de compositions OB-moyennes calculées à différentes métallicités (cf. Chap. 7). Pour fixer les idées dès le départ, nous rappelons les diverses contraintes observationnelles relatives aux abondances du LiBeB dans la Galaxie (pour plus de détail, voir par exemple Vangioni-Flam et al. 1996, 1997) : $\text{Li}/\text{Be} \lesssim 100$, afin d'éviter la surproduction du lithium à basse métallicité (i.e. pour préserver le plateau des Spite; e.g. Spite & Spite 1993), $\text{B}/\text{Be} \sim 10\text{--}20$, et ${}^{11}\text{B}/{}^{10}\text{B} \sim 4$.

9.1.2 La production détaillée du LiBeB

Sur les figures 9.1 et 9.2, nous présentons les contributions relatives de différents processus nucléaires à la production du LiBeB, en fonction de l'énergie de coupure E_0 du spectre des EPs. Les taux de productions sont normalisés aux

flux gamma détectés par COMPTEL dans Orion, en supposant que la distance de la source est de 450 pc. L'évolution des différentes contributions en fonction de E_0 reflète les caractéristiques spécifiques des sections efficaces correspondantes. En particulier, le fait que les seuils de spallation soient systématiquement plus faibles pour les particules α que pour les protons explique la domination des réactions $^{12}\text{C} + \alpha$ à basse énergie (c'est-à-dire pour E_0 faible), malgré l'abondance plus faible de l'hélium par rapport à l'hydrogène.

L'importance de l'oxygène s'avère systématiquement plus importante pour aux métallicités les plus basses, ce qui reflète un rapport d'abondance C/O plus important, ainsi que nous l'avons déjà noté dans le chapitre précédent. À métallicité solaire, les réactions de spallation impliquant les noyaux ^{12}C dominent toujours la production des différents isotopes du LiBeB, mais ceci n'est plus vrai à basse métallicité pour la production du ^9Be et du ^{10}B .

Les résultats relatifs au ^6Li ne sont pas montrés ici, mais ils sont très semblables à ceux concernant le ^7Li . En l'occurrence, la production est très nettement dominée par les interactions $\alpha + \alpha$, sauf pour les valeurs élevées de E_0 , pour lesquelles les processus spallatifs inverses impliquant le ^{12}C et l' ^{16}O deviennent importants. Nous notons cependant que la brisure des noyaux ^{12}C (comparativement aux noyaux ^{16}O) contribue plus à la production du ^7Li qu'à celle du ^6Li . Pour le dire autrement, les réactions de spallation impliquant le ^{12}C conduisent à un rapport $^7\text{Li}/^6\text{Li}$ plus élevé que celles impliquant l' ^{16}O .

D'une manière générale, les contributions principales à la nucléosynthèse des éléments légers sont apportées par les processus inverses $^{12}\text{C} + \text{p}$, $^{12}\text{C} + \alpha$, $^{16}\text{O} + \text{p}$ et $^{16}\text{O} + \alpha$. Par conséquent, la connaissance des sections efficaces correspondant à ces quatre réactions devrait être suffisante pour calculer précisément la production de LiBeB résultant de l'interaction des EPs dans le MIS. Nous notons cependant que les réactions $^{14}\text{N} + \text{p}$, du fait de leur seuil relativement bas, représentent la deuxième contribution par ordre d'importance pour des valeurs de $E_0 \lesssim 8 \text{ MeV/n}$.

9.1.3 Les rapports élémentaires et isotopiques de production du LiBeB

Le rapport Li/Be

Sur la figure 9.3, nous montrons les rapports de production Li/Be obtenus avec des compositions OB-moyennes, pour des métallicités initiales $Z = 0.001, 0.004, 0.008$ et 0.020 , cette dernière métallicité n'étant rien d'autre que la métallicité solaire. Nous présentons également le cas des compositions late-WC et SS, par souci de comparaison avec des travaux antérieurs (Ramaty et al., 1996).

À la lumière de la contrainte observationnelle $\text{Li}/\text{Be} \lesssim 100$ rappelée ci-dessus, il est clair que le cas à métallicité $Z = 0.001$ pose un sérieux problème. Ceci résulte du fait que les vents d'étoiles massives de faible métallicité initiale sont très pauvres en C, N et O. En conséquence, la plupart des réactions nucléaires

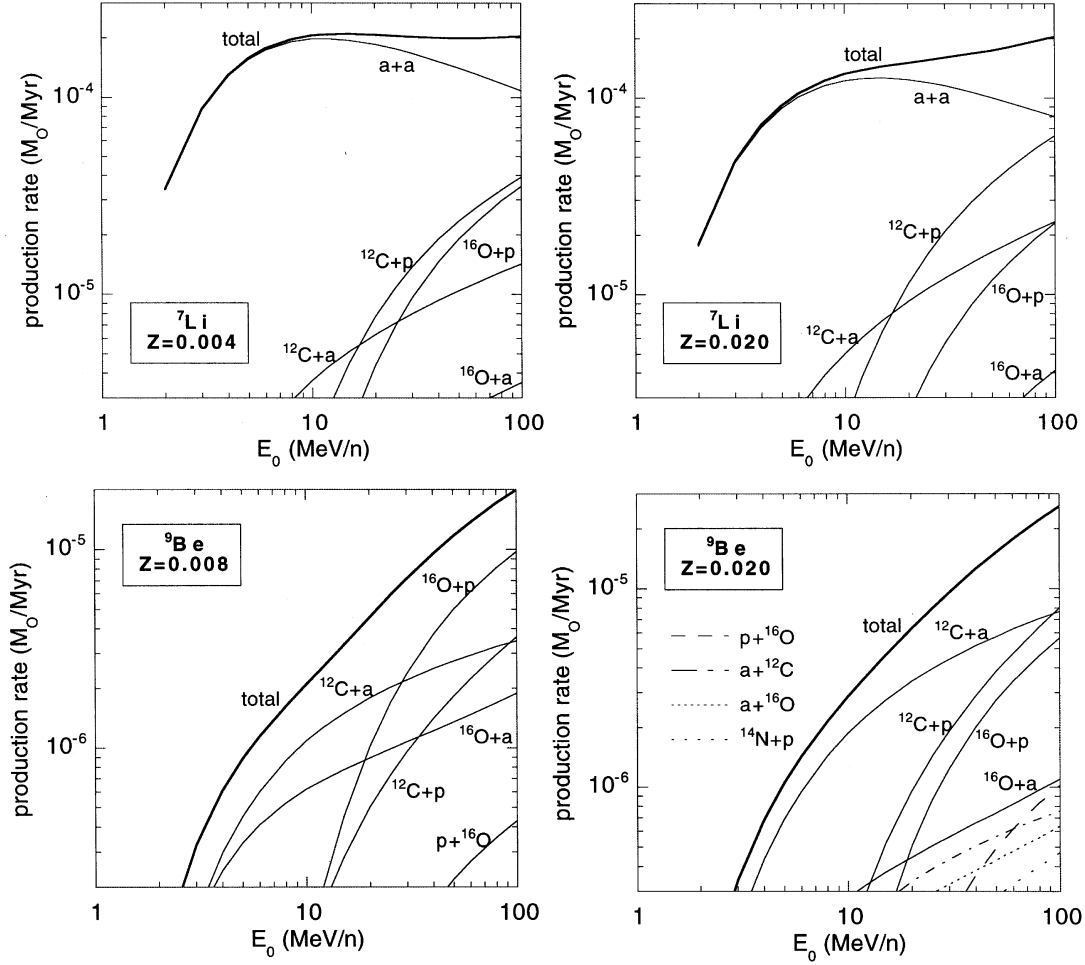
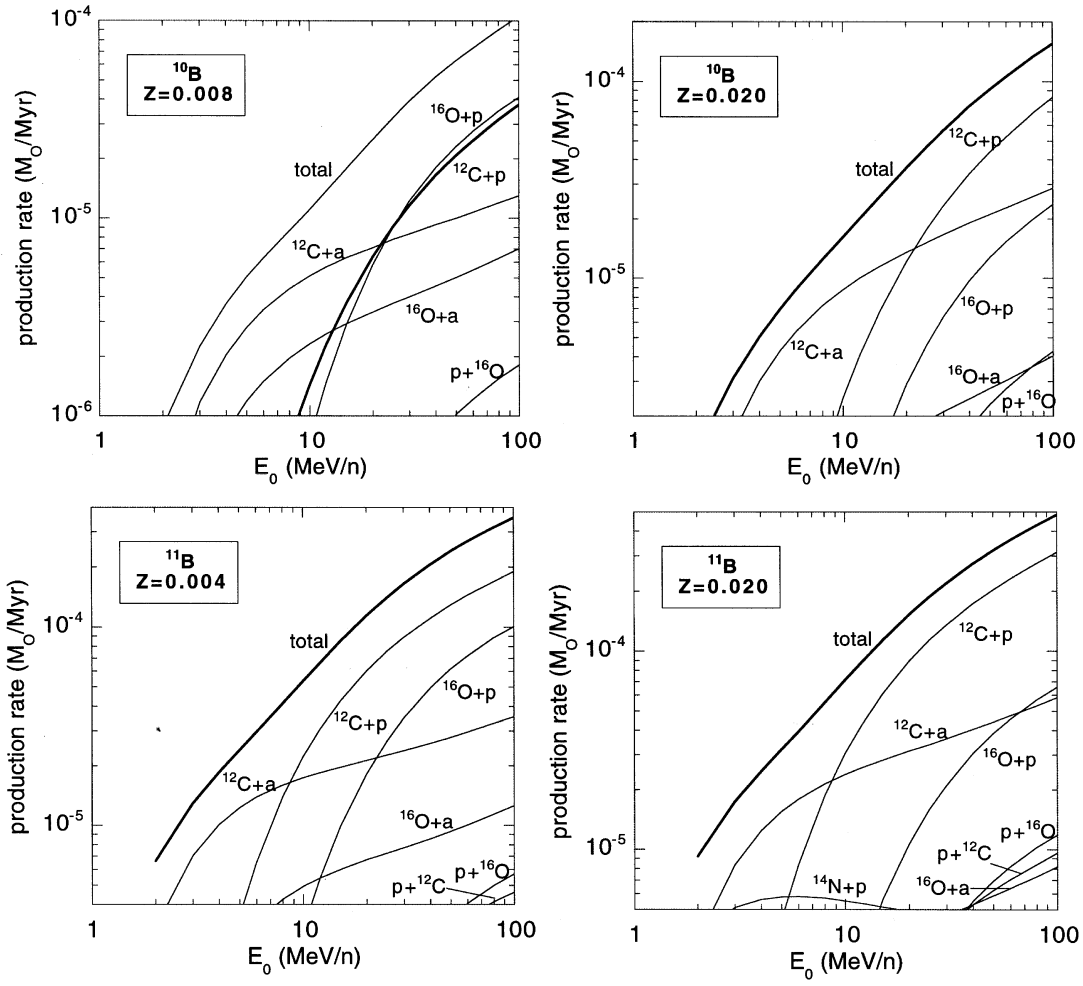


FIG. 9.1: Taux de production du ${}^7\text{Li}$ et du ${}^9\text{Be}$, en M_\odot/Myr , en fonction de l'énergie de coupure E_0 et pour des EPs de composition OB-moyenne à la métallicité Z indiquée. La normalisation est faite sur les flux gamma d'Orion détectés par COMPTEL dans la bande 3–7 MeV, soit $10^{-4} \text{ ph cm}^2\text{s}^{-1}$. Les modèles d'évolution stellaire utilisés pour le calcul des compositions sont les modèles C.

FIG. 9.2: *Idem Fig. 9.1, pour les isotopes ^{10}B et ^{11}B .*

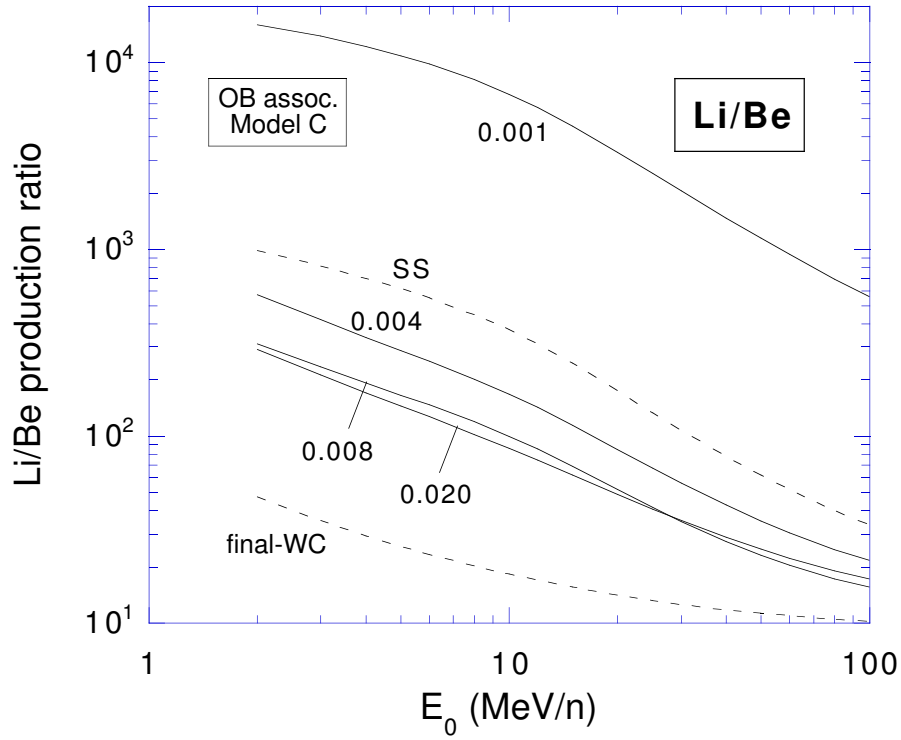


FIG. 9.3: *Rapports élémentaires de production du lithium et du béryllium, en fonction de l'énergie de coupure E_0 , pour des EPs de compositions OB-moyennes (modèles C) à différentes métallicités. Le nombre indiqué correspond à la valeur de Z . Le cas des métallicités SS et late-WC est également représenté, à titre de comparaison.*

induite par les EPs sont des interactions $\alpha + \alpha$, qui ne produisent évidemment que des noyaux tels que $A \leq 7$. Toutefois, nous avons déjà signalé que les compositions OB-moyennes ne s'appliquaient pas à très basse métallicité, dans la mesure où les vents stellaires sont faibles, et ne représentent qu'une fraction négligeable des ejecta d'étoiles massives. À ces métallicités, il faut donc prendre en compte la contribution des supernovæ, ce que nous n'avons pas fait dans ce travail préliminaire.

Ceci étant dit, la contrainte $\text{Li/Be} \lesssim 100$ semble bien vérifiée dès la métallicité $Z = 0.004$, pourvu que l'énergie de coupure E_0 soit supérieure à ~ 20 MeV/n. La décroissance du rapport Li/Be est en effet une tendance générale, qui résulte du seuil plus bas des réactions nucléaires $\alpha + \alpha$, qui ne produisent que du lithium.

Le rapport B/Be

L'évolution du rapport de production B/Be avec la métallicité est montré sur la figure 9.4, avec le cas des compositions SS et late-WC. Les valeurs obtenues pour $Z = 0.004$ et $Z = 0.008$ sont compatibles avec les contraintes observationnelles pourvu que l'énergie de coupure E_0 soit supérieure à 30–40 MeV/n.

La variation de $\sim 20\%$ du rapport B/Be lorsque l'on passe de $Z = 0.008$ à $Z = 0.020$ pourrait conduire à une légère variation en fonction du rayon galactocentrique des étoiles, peut-être observable de manière statistique en comparant les valeurs obtenues pour les étoiles du centrales et les étoiles périphériques. Toutefois, le calcul détaillé d'un tel effet nécessiterait une étude approfondie, que nous ne développons pas ici.

Le rapport $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$

La figure 9.5 montre l'évolution du rapport $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$ en fonction de E_0 , pour différentes métallicités. L'obtention de rapports isotopiques supérieurs à 4 pour les valeurs les plus basses de E_0 a donné lieu à de nombreuses spéculations sur le rôle d'une composante de EPs à basse énergie dans la nucléosynthèse des éléments légers. Nous nous étendrons un peu plus longuement sur ce sujet dans la section suivante. Il convient de noter cependant que les faibles valeurs de E_0 ne sont favorisées ni par l'énergétique de l'émission gamma d'Orion (cf. Chap. 7), ni par la phénoménologie relative aux rapports élémentaires Li/Be et B/Be présentés ci-dessus.

Pour la métallicité solaire, $Z = 0.020$, nous avons également calculé le rapport isotopique $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$ obtenu avec différents modèles d'évolution stellaire (C, D et E), et pour des compositions de vent-moyen d'étoiles de masses variées. Les résultats obtenus sont cependant pratiquement inchangés, et nous ne les présentons pas ici. La raison de cette invariance se trouve dans le fait que les réactions induites par les noyaux ^{12}C dominent complètement la production

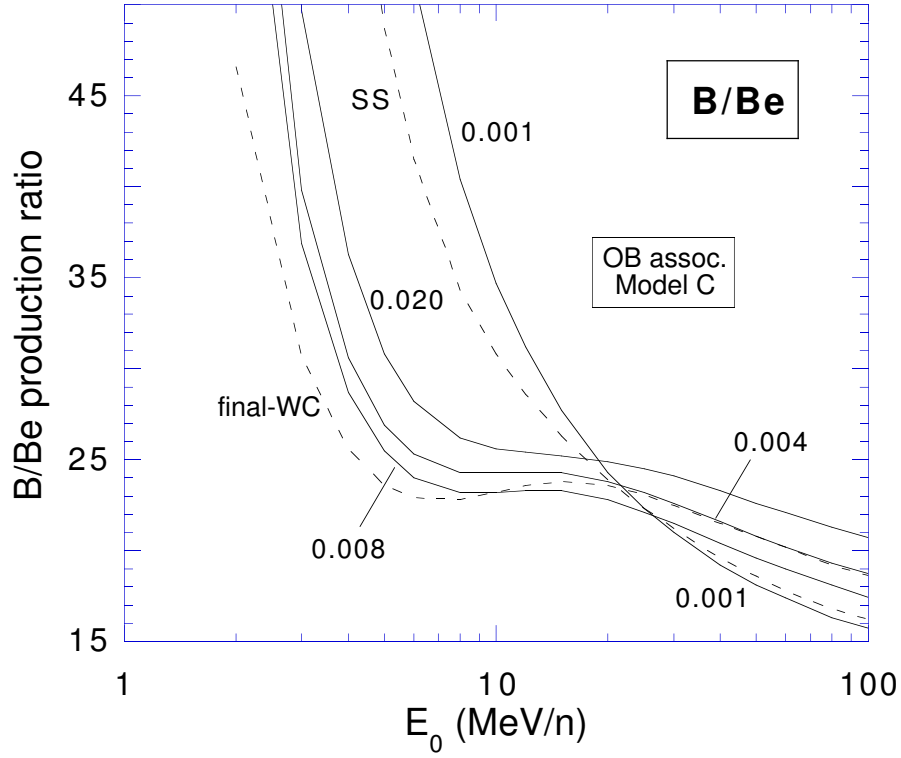


FIG. 9.4: Rapports élémentaires de production du bore et du béryllium, en fonction de l'énergie de coupure E_0 , pour des EPs de compositions OB-moyennes (modèles C) à différentes métallicités. Le nombre indiqué correspond à la valeur de Z . Le cas des métallicités SS et late-WC est également représenté, à titre de comparaison.

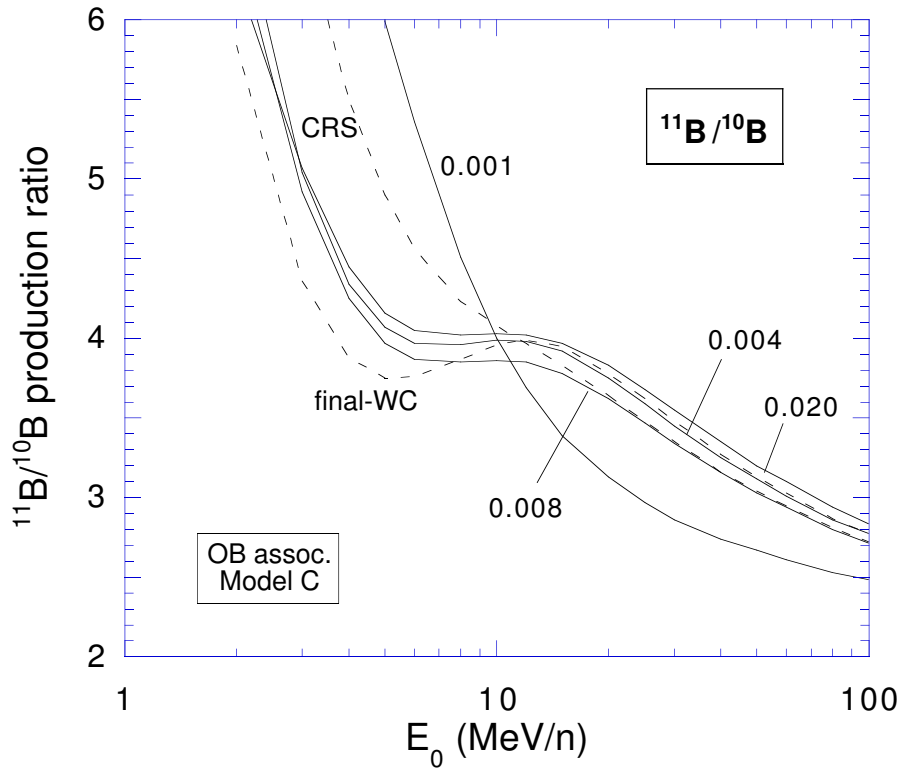


FIG. 9.5: *Rapports isotopiques de production du bore, en fonction de l'énergie de coupure E_0 du spectre des EPs, pour des compositions OB-moyennes (modèles C) à différentes métallicités. Le nombre indiqué correspond à la valeur de Z . Le cas des métallicités CRS et late-WC est également représenté, à titre de comparaison.*

du bore, de sorte que le rapport isotopique est insensible à la présence et aux proportions relatives des autres espèces nucléaires (du moins tant que le ^{12}C reste dominant, ce qui est le cas pour toutes nos compositions de vent-moyen et OB-moyennes).

9.2 Thèse, antithèse, nucléosynthèse

Le lien existant entre la production des raies γ -nucléaires et la synthèse du LiBeB n'est plus à démontrer. Dans cette section, nous indiquons néanmoins rapidement pourquoi les observations gamma effectuées par COMPTEL dans Orion ont relancé le débat sur l'origine du LiBeB galactique. Cette courte présentation a pour seul but d'indiquer quelques pistes intéressantes pour de futures recherches. Nous renvoyons le lecteur intéressé par la nucléosynthèse du LiBeB à la très instructive revue de Reeves (1994).

9.2.1 Les problèmes du modèle standard de production du LiBeB

Depuis le papier fondateur de Meneguzzi et al. (1971), il est généralement considéré que la spallation séculaire induite par le rayonnement cosmique dans le milieu interstellaire constitue la source principale du LiBeB galactique, sinon sa source exclusive. Pourtant, l'affinement des données observationnelles recueillies ces dernières années a soulevé quelques problèmes difficiles à résoudre dans le cadre de ce modèle standard. Nous pensons principalement aux deux problèmes suivant :

1. le rapport isotopique $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$ est mesuré autour de 4, alors qu'il produit autour de 2.5 par le RCG ;
2. dans les étoiles de faible métallicité, il existe une corrélation linéaire entre l'abondance du bore et du béryllium et l'abondance du fer (ou du carbone et de l'oxygène), alors que le modèle de production spallative par le RCG prédit une corrélation quadratique.

Pour nous convaincre de ce deuxième point, écrivons schématiquement le taux de production spallative du béryllium dans le milieu interstellaire. Nous désignerons par N_{Be} et N_{RCG} les nombres d'atomes de Be et de rayons cosmiques dans la Galaxie, et par $\langle\sigma v\rangle$ la section efficace de production du Be par collision entre les rayons cosmiques (essentiellement des protons et des particules α) et les noyaux de CNO (de concentration n_{CNO} dans le MIS), moyennée sur le spectre des RCGs. On peut alors écrire :

$$\frac{dN_{\text{Be}}}{dt} = N_{\text{RCG}} n_{\text{CNO}} \langle \sigma v \rangle. \quad (9.1)$$

Dans un modèle standard où les rayons cosmiques sont accélérés par les chocs résultant de l'explosion des supernovæ dans le MIS, leur nombre N_{RCG} est proportionnel au taux d'explosions intégré sur la Galaxie. Nous le notons dN_{SN}/dt , où $N_{\text{SN}}(t)$ est le nombre total de supernovæ apparues depuis la formation de la Galaxie. On a alors :

$$dN_{\text{Be}} \propto n_{\text{CNO}} \langle \sigma v \rangle dN_{\text{SN}}. \quad (9.2)$$

Nous savons par ailleurs que la métallicité du MIS, c'est-à-dire l'abondance en CNO (ou en Fe), est liée à l'activité stellaire, et croît proportionnellement au taux de formation d'étoile, et donc au taux d'explosions de SNe. On peut donc écrire : $n_{\text{CNO}} \propto N_{\text{SN}}$, et par conséquent :

$$dN_{\text{Be}} \propto \langle \sigma v \rangle N_{\text{SN}} dN_{\text{SN}}, \quad (9.3)$$

qui s'intègre en

$$N_{\text{Be}}(t) \propto N_{\text{SN}}^2. \quad (9.4)$$

Enfin, puisque la métallicité Z est proportionnelle au nombre d'étoiles ayant explosé depuis le début de l'évolution chimique galactique, on obtient la relation entre l'abondance du béryllium (ou du bore) et la métallicité du gaz interstellaire :

$$\boxed{N_{\text{Be,B}} \propto Z^2}. \quad (9.5)$$

Soit, mais quel rapport existe-t-il avec l'émission de raies gamma dans la constellation d'Orion.

9.2.2 Le miracle des Orionides

Lorsque les observations de COMPTEL furent publiées, et qu'il fut suspecté qu'elles impliquaient une composante spécifique de particules énergétiques, distincte du RCG ordinaire, il parut naturel de s'interroger sur les conséquences de cette composante sur la production spallative de LiBeB. Cassé et al. (1995) réalisèrent alors que la composition et le spectre des EPs phénoménologiquement déduits des données de COMPTEL avaient les vertus requises pour résoudre à la fois les deux problèmes majeurs évoqués ci-dessus, relatifs au rapport isotopique du bore et à l'évolution linéaire du LiBeB avec la métallicité.

L'examen des sections efficaces de production du bore à partir du carbone et de l'oxygène montre en effet qu'une composante de basse énergie favorise nettement le ^{11}B par rapport au ^{10}B . Tout simplement parce que le seuil des sections efficaces de spallation est inférieur pour le premier isotope (voir les figures 2.6 et 2.7). Ainsi, dans le cas extrême où le spectre des EPs serait coupé à une énergie au dessus du seuil de production du ^{11}B , mais en dessous de celui du ^{10}B , on obtiendrait un rapport de production isotopique infini. (Voir également la figure 9.5 ci-dessus.)

Or une coupure à basse énergie était précisément ce que semblaient requérir l'émission gamma d'Orion. L'idée fut alors la suivante : si les processus à l'œuvre dans cette région particulière sont généralisables à l'ensemble de la Galaxie, il se peut qu'une quantité significative de LiBeB soit produite par cette composante spécifique de particules énergétiques, identifiée dans Orion. Ce mécanisme, que Hubert Reeves a proposé de nommer « les Orionides », viendrait alors concurrencer la production canonique par les rayons cosmiques, et le rapport isotopique $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$ obtenu pourrait être intermédiaire entre celui donné par le RCG (~ 2.5 , trop faible au regard des observations), et celui donné par les Orionides (supérieur à 4, la valeur observée).

Avec un spectre de EPs plat jusqu'à 10 MeV/n, puis coupé en loi de puissance avec une pente logarithmique de 10 (coupure brutale), Cassé et al. (1995) ont obtenu un rapport isotopique de production de 6.9, pour une composition source identique à celle des ejecta d'une supernova de $60 M_{\odot}$. Un poids comparable des deux mécanismes de production (RCG et Orionides) produirait alors le rapport isotopique observé dans le système solaire.

Mais la comparaison effective des Orionides avec la spallation par le RCG nécessite une étude plus détaillée, car leur poids relatif pour la production de LiBeB dépend en réalité de la métallicité du milieu ambiant. En effet, le RCG, composé essentiellement de protons et de noyaux d'hélium, ne peut produire du LiBeB que s'il y a déjà du CNO dans le milieu interstellaire. Par conséquent, le taux de production est nul pour une métallicité nulle, et croît avec le temps proportionnellement à la métallicité, ainsi que l'indique l'étude du paragraphe précédent.

En revanche, les particules énergétiques des Orionides proviennent directement des ejecta des supernovæ (du moins dans ce modèle), et sont donc enrichies en C et O quelle que soit la métallicité ambiante. L'efficacité de la production du LiBeB est donc non nulle dès la première génération d'étoile, et reste d'ailleurs constante tout au long de l'évolution chimique, puisque ce sont les processus spallatifs inverses (CNO énergétiques sur $p\alpha$ au repos) qui dominent. La métallicité ambiante n'a donc fondamentalement aucune incidence sur les Orionides.

Or ceci a une conséquence immédiate sur la corrélation entre l'abondance du LiBeB à un instant donné de l'évolution chimique galactique, et la métallicité du milieu interstellaire (ou des étoiles qui en sont issues). Le taux de production de LiBeB étant, dans ce modèle, proportionnel au taux d'explosion de supernovæ,

il est clair que la quantité de LiBeB produite depuis l’instant zéro de l’évolution chimique est proportionnelle au nombre total de supernovæ ayant explosé dans l’histoire galactique. La corrélation (9.5) prend alors la forme suivante :

$$\boxed{N_{\text{Be,B}} \propto Z}, \quad (9.6)$$

en accord avec les observations (Duncan et al., 1992; Gilmore et al., 1992; Ryan et al., 1994; Casuso & Beckman, 1997; Lemoine et al., 1997).

Il apparaît donc que les Orionides peuvent résoudre à elles seules le problème du rapport isotopique du bore et celui de l’évolution linéaire du Be et du B, ce qui est une belle performance. Pourtant, l’analyse précise de l’énergétique du problème allait devoir tempérer l’enthousiasme initial.

9.2.3 Synthèse et discussion

Le problème essentiel des Orionides est que l’on n’obtient un rapport isotopique $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$ élevé que pour des valeurs très basses de l’énergie de coupure du spectre des EPs – autour de 10 MeV/n. Or le rendement photo-énergétique est faible à cette énergie, comme nous l’avons montré dans le chapitre 7. C’est donc l’énergétique impliquée par les flux de COMPTEL (dans Orion) qui pose problème à présent. On peut même établir ce résultat définitif, qui fait écho aux travaux de Ramaty et al. dans ce domaine : **l’énergétique de l’émission gamma d’Orion exclut des spectres ayant une énergie de coupure suffisamment basse pour produire un rapport $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$ élevé.**

Qu’à cela ne tienne, maintenant que nous avons identifié une composante de particules énergétiques capable, en principe, de résoudre les deux problèmes liés à la nucléosynthèse des éléments légers, on peut bien oublier Orion et supposer qu’une telle composante existe dans la Galaxie, indépendamment des EPs responsables de l’émission détectée par COMPTEL. Le navire coule, quittons le navire...

Le problème, c’est que l’argument utilisé plus haut pour relier l’émission gamma à la production de LiBeB fonctionne aussi dans l’autre sens. Si nous supposons qu’il existe une composante de particules énergétiques enrichies en C et en O produisant le bore avec un rapport isotopique supérieur à 4, nous ne pouvons éviter qu’elle produise également des raies γ -nucléaires entre 3 et 7 MeV. Or il est facile de calculer que l’émission gamma qui accompagnerait la nucléosynthèse serait largement supérieure aux flux effectivement détectés sur l’ensemble de la Galaxie, si l’énergie de coupure du spectre était effectivement de l’ordre de ~ 10 MeV/n (Ramaty et al., 1997c).

Par conséquent, si l’on ne peut exclure qu’une composante Orionide (avec coupure vers 10 MeV/n) existe dans la Galaxie, on peut en revanche noter que son intensité est contrainte par les mesures de flux gamma de telle manière

qu'elle ne puisse jouer un rôle significatif dans le bilan galactique du LiBeB. **Il semble donc impossible d'expliquer le rapport isotopique du bore par une composante, quelle qu'elle soit, de particules énergétiques.** Cette conclusion est détaillée dans l'article de Ramaty et al. (1997c) sur la question des éléments légers dans la Galaxie jeune. Notons cependant que les contraintes sur l'émission gamma sont actuelles, et ne s'appliquent donc pas, en principe, aux épisodes primordiaux de la nucléosynthèse spallative.

Avec le recul, l'échec finalement avéré des Orionides pour résoudre le problème du bore n'est pas tellement surprenant. Il ne faut pas oublier en effet que la coupure à basse énergie du spectre des EPs, permettant d'obtenir une valeur élevée du rapport $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$, avait été déduite des observations de COMPTEL de manière purement phénoménologique. Aucun mécanisme de coupure n'avait été identifié, même s'il fallait bien admettre qu'il en existait un. En généralisant le cas d'Orion à l'ensemble de la Galaxie, il n'y avait donc finalement aucune raison de penser que l'énergie de coupure fût la même de site en site. Notons à cet égard que l'obtention d'un rapport isotopique adéquat requiert une valeur extrêmement précise de cette énergie de coupure : en dessous de 5 MeV/n, on ne produit tout simplement pas de bore (car on se trouve sous le seuil des sections efficaces), et au dessus de ~ 15 MeV/n, on produit trop de ^{10}B . Comment dès lors imaginer que les conditions physiques spécifiques à chaque région de formation d'étoiles conspirent au point de conduire toutes à une valeur de E_0 dans cette gamme d'énergie restreinte ?

Avec le recul, donc, la solution du problème du bore par une coupure du spectre des EPs à basse énergie apparaît très artificielle et, dirons-nous, anecdotique. Nous l'abandonnerons donc sans regret, d'autant plus qu'une solution alternative existe, dans laquelle le ^{11}B est produit par neutrino-spallation, induite par les supernovæ de type II (Woosley et al., 1990; Vangioni-Flam et al., 1996; Ramaty et al., 1997c).

En revanche, la solution du problème de la corrélation linéaire entre l'abondance du LiBeB et la métallicité résiste beaucoup mieux à l'examen détaillé, et semble pour le coup n'avoir rien d'anecdotique. Rien d'étonnant, là non plus, puisque cette corrélation linéaire repose sur une idée physique simple et fondamentale, à savoir que le LiBeB serait produit par des processus spallatifs inverses plutôt que directs. Il n'y a donc besoin d'aucun ajustement de paramètres. Seulement d'une justification théorique à l'accélération d'une matière enrichie en métaux, et notamment en carbone et en oxygène.

Pour conclure cette discussion, nous dirons donc que le lien entre l'émission gamma d'Orion et la nucléosynthèse des éléments légers est bel et bien inévitable. Il fut espéré un temps qu'il serait possible de faire d'une pierre deux coups, et de résoudre par le seul recours aux EPs 'de type Orion' les deux problèmes importants des théories actuelles de la nucléosynthèse du LiBeB. Nous pensons aujourd'hui que la pierre n'a fait mouche qu'une seule fois, sur la question de la corrélation linéaire des abondances du bore et béryllium et de la métallicité,

mais ce coup porté semble définitif. Il est en effet difficile d'envisager un autre mécanisme reproduisant une telle corrélation. De plus, l'analyse quantitative montre que la quantité moyenne de LiBeB que doit produire indirectement chaque supernova, par l'accélération de ses ejecta, est compatible avec les estimations énergétiques (Ramaty et al., 1997c).

Reste néanmoins à construire un modèle permettant d'accélérer les ejecta ou les vents enrichis en C et O des étoiles massives. Dans le chapitre 6, nous avons identifié deux mécanismes importants capables d'une telle performance. Néanmoins, nous avons signalé les difficultés relatives à leur généralisation à des environnements de faible métallicité. Un autre modèle d'accélération de la matière enrichie des étoiles massives a été présenté à l'occasion de la construction de notre modèle de l'émission gamma d'Orion, ainsi que dans le chapitre précédent. Ce scénario présente au moins l'avantage d'un support observationnel.

Toutefois, il faut encore noter que notre modèle s'applique au cas d'une métallicité solaire, et probablement pas aux premiers âges de la Galaxie. Peut-être une généralisation sera-t-elle possible, en remplaçant simplement les vents stellaires par les ejecta de supernova, également riches en métaux, mais ceci n'est pas encore prouvé. L'accélération directe des ejecta par le choc en retour des supernovæ, proposée par Ramaty et al. (1997c), nous semble en l'occurrence assez discutable, dans la mesure où l'énergie qui incombe à ce choc est toujours très inférieure à celle du choc externe, qui devrait accélérer le milieu interstellaire dépourvu de métaux de la Galaxie jeune. De ce point de vue, il nous semble donc que rien ne soit encore fermement établi, et selon toute vraisemblance, de nouveaux travaux verront le jour prochainement.

Pour finir, nous insisterons sur le fait que les résultats que nous avons présenté dans la section précédente, et qui doivent donc être considérés uniquement comme des résultats indicatifs, nous paraissent néanmoins démontrer l'importance des effets de métallicité jusqu'ici négligés dans l'étude de la nucléosynthèse spallative. À cet égard, nous avons déjà discuté au chapitre 6 l'influence de la métallicité sur les processus accompagnant la vie et la mort des étoiles massives enfouies dans des nuages moléculaires denses. Dans le cas des modèles impliquant les superbules et l'activité des étoiles massives, il nous semble clair également que le rôle des vents stellaires et celui des explosions de supernovæ voient leur importance varier au cours de l'évolution chimique galactique. À faible métallicité, les vents sont pour ainsi dire inexistant, et ils peuvent donc être probablement négligés. À l'inverse, nous avons montré dans le contexte de l'émission gamma d'Orion que ces vents stellaires dominaient l'injection d'éléments lourds au sein des superbules, pour une métallicité solaire, et a fortiori suprasolaire.

Quelle que soit l'allure que prendront les recherches futures dans le domaine de l'évolution galactique du LiBeB, il nous paraît certain qu'elles devront considérer avec le plus grand soin les effets de métallicité ambiante, ainsi que les problèmes d'évolution stellaire correspondants.

9.3 Quelques perspectives pour l'avenir proche

Pour conclure ce chapitre (et ce rapport de thèse!), nous indiquons quelques perspectives de recherches qui nous semblent poursuivre naturellement le travail que nous avons entrepris.

9.3.1 L'amélioration du modèle

Une première tâche que nous aurons à cœur d'accomplir sera d'affiner notre outil de calcul en vue du lancement d'INTEGRAL, probablement en 2001–2002. Si les capacités spectrométriques de COMPTEL n'ont pas rendues nécessaires, jusqu'à présent, le calcul précis des profils de raies γ -nucléaires, il en sera tout autrement lorsque SPI sera en activité. Il conviendra alors d'introduire dans notre modèle le calcul détaillé des spectres d'émissions, tenant compte notamment du dédoublement des raies résultant de l'anisotropie intrinsèque de la désexcitation nucléaire. Dans cette perspective, nous insistons sur l'importance que revêtiront pour la spectroscopie gamma les mesures de sections efficaces différentielles, du moins de celles correspondant aux interactions les plus importantes, faisant intervenir le carbone et l'oxygène.

Une autre amélioration naturelle de notre modèle sera la prise en compte des isotopes à vie longue, tels que l' ^{26}Al , dont de récents travaux ont confirmé l'intérêt astrophysique, notamment à la lumière des observations faites par COMPTEL (Prantzos, 1993; Prantzos & Diehl, 1996). D'autres éléments, tels que le ^{40}Ca , sont également importants en liaison avec l'étude des anomalies isotopiques dans les météorites, et nous avons débuté sur ce sujet une collaboration avec Marcel Arnoult, à Bruxelles, dans le but d'étudier les effets d'une irradiation de la nébuleuse protosolaire par des EPs de relativement basse énergie.

Enfin, le calcul du taux de production des noyaux β^+ et par conséquent de la raie d'annihilation à 511 keV représente un développement souhaitable du modèle. Son application à l'étude des flares solaires nécessitera également la prise en compte de la raie de capture neutronique à 2.223 MeV, et donc des interactions nucléaires produisant des neutrons. Mais comme nous l'avons signalé au chapitre 4, ces enrichissements de notre modèle se feront de manière relativement aisément, puisqu'il nous suffira d'introduire les sections efficaces correspondantes, et de les intégrer sur les flux de EPs de toute façon calculés.

9.3.2 La nucléosynthèse du LiBeB

Une application évidente de nos modèles concerne la nucléosynthèse des éléments légers, ainsi que nous venons de le discuter. La production de LiBeB, déjà calculée pour des métallicités solaire et deux fois solaire, devra être intégrée de façon cohérente au sein d'un modèle d'évolution chimique galactique, tenant

compte du poids respectif des vents stellaires et des supernovæ aux différentes âges de la Galaxie.

Signalons également que parmi les cibles les plus naturelles de nos modèles de production de raies γ -nucléaires figurent les nuages de Magellan, et en particulier le LMC, connu pour sa richesse en étoiles massives WR. Ces très voisines galaxies devraient également constituer une cible privilégiée pour INTEGRAL. Or il se trouve qu'elles ont une métallicité plus faible que la métallicité solaire, de sorte qu'une détection de raies gamma permettrait de tester notre modèle dans ces conditions particulières, et de 'calibrer' sa généralisation éventuelle aux époques les plus précoces de l'évolution chimique.

9.3.3 L'accélération des particules

Il sera également intéressant d'étudier plus en détail le lien ou l'absence de lien entre les EPs et le rayonnement cosmique ordinaire. D'une manière schématique, les premiers produisent principalement des raies γ -nucléaires aux énergies de l'ordre du MeV, et les seconds un continuum à plus haute énergie, résultant de la désintégration des π^0 . La confrontation des données de COMPTEL et d'EGRET relatives au complexe moléculaire d'Orion semble indiquer que les associations OB rattachées à des superbulles produisent des quantités importantes de particules énergétiques de basse énergie, mais pratiquement pas de rayons cosmiques. Nous pensons qu'il faut voir là le signe d'un mécanisme d'accélération fondamentalement différent, ainsi que nous l'avons discuté dans les chapitres précédents.

Nous pensons en l'occurrence que ce qui caractérise spécifiquement les conditions astrophysiques qui règnent au voisinage d'Orion, c'est l'action conjuguée d'un grand nombre d'étoiles massives, par opposition à la formation d'un reste de supernova bien défini tel qu'on en trouve autour des étoiles isolées. Les effets collectifs des étoiles massives conduisent à la formation de structures complexes, comprenant de nombreuses ondes de chocs secondaires, qui donnent lieu à une accélération de particules extrêmement efficace, mais aussi spécialement complexes à décrire sur le plan théorique.

D'importants progrès ont néanmoins été accomplis récemment dans ce domaine, notamment par Andreï Bykov (Saint-Petersbourg) et ses collaborateurs, et nous espérons pouvoir y participer dans l'avenir. Une collaboration est prévue sur ce sujet, dès que nous aurons, l'un et l'autre, un peu de temps (!). Les méthodes développées pour faire face aux difficultés mathématiques spécifiques à ce genre de problèmes (méthodes de renormalisation) ont par ailleurs l'avantage d'être applicables à d'autres domaines astrophysiques intéressants, comme la physique des intérieurs stellaires (mixage et fluctuations de températures), ou encore la physique des disques d'accrétion (transport anormal du moment angulaire, viscosité anormale en présence de turbulence forte).

Pour résumer la situation en deux mots, nous dirons les processus d'accé-

lération consistent toujours en le transfert d'une quantité importante d'énergie cinétique organisée à grande échelle à des particules individuelles, mais qu'ils peuvent le faire de deux façons essentiellement distinctes. Soit en communiquant beaucoup d'énergie à peu de particules, soit en communiquant peu d'énergie à beaucoup de particules. Intuitivement, il nous semble que plus la source première d'énergie est organisée, plus les particules pourront accéder à des énergies élevées. C'est le cas notamment des restes de supernova isolés, qui produisent des spectres étendus de rayons cosmiques, jusqu'à des énergies de quelques 10^{14} – 10^{15} eV/n.

En revanche, un milieu plus 'chaotique', turbulent, conduira à une accélération de masse, mais jusqu'à des énergies moins importantes, et en l'occurrence sur des échelles de temps plus longues. On retrouve là l'opposition entre les processus de Fermi du premier ordre, à l'œuvre au niveau des ondes de chocs, et ceux du second ordre, explicitement stochastiques, liés à la turbulence magnétique du milieu interstellaire. Dans le cas des superbulles, bien sûr, la situation est plus délicate, puisque l'on trouve à la fois des chocs et une turbulence forte généralisée. Mais c'est justement ce qui fait l'intérêt théorique de ces environnements, ainsi que leur intérêt astrophysique (cf. Orion!).

Pour revenir aux implications observationnelles, nous nous attendons à voir se dessiner une sorte d'anticorrélation entre les sources d'EGRET et celles de COMPTEL, les premières étant dominées par des effets individuels, et les secondes par des effets collectifs. Cette séparation est néanmoins très schématique, et il va de soi que chacun de ces deux instruments compte des objectifs divers, et bien souvent communs. Espérons à cet égard que la collaboration GLAST–INTEGRAL sera aussi fructueuse que le fut celle de d'EGRET et de COMPTEL à propos de l'émission gamma d'Orion.

9.3.4 Les conséquences du modèle d'Orion

Une autre perspective importante est le calcul des contreparties X de l'émission gamma détectée dans Orion. Nous avons déjà évoqué l'absence de Bremsstrahlung des électrons primaires, et l'importance possible du rayonnement des électrons secondaires (knock-on), mais Ramaty et al. (1997d) ont également mis en évidence un éventuel conflit entre les observations de COMPTEL et les limites supérieures de ROSAT dans Orion. La raie K_α de l'oxygène est en effet prédite à un flux important, en raison de l'abondance de cet élément au sein des EPs d'Orion. Toutefois, nous nous réjouissons du fait qu'un modèle à irradiation superficielle, tel que celui que nous proposons (cf. Chap. 7), semble résoudre cette difficulté de manière naturelle. En effet, la partie irradiée des nuages est très fortement ionisée dans un tel modèle, ce qui réduit considérablement le flux de la raie K_α . Une étude quantitative précise de ce phénomène serait toutefois nécessaire, et une collaboration avec Reuven Ramaty (du GSFC) est prévue à ce sujet.

Notre modèle d'Orion devrait avoir également d'autres conséquences obser-

vationnelles. En particulier, il faut s'attendre à ce que l'irradiation superficielle donne lieu à un gradient d'abondance de certains traceurs chimiques au sein des nuages. Des techniques d'observation nouvelles permettent aujourd'hui d'avoir accès à des informations astrochimiques à diverses profondeurs à l'intérieur des nuages moléculaires, et leur application au complexe d'Orion devrait fournir des résultats intéressants, en liaison avec notre étude théorique. Nous présenterons prochainement une demande d'observation dans ce sens avec Philippe Durouchoux, du Service d'Astrophysique (CEA).

9.3.5 Vivement INTEGRAL !

Enfin, il nous faut exprimer pour conclure le plus vif intérêt que nous portons à la mission INTEGRAL à venir. Nous en attendons tous beaucoup, mais ce n'est certes pas le lieu pour vanter les multiples mérites de cet observatoire gamma du troisième millénaire... En revanche, nous ne pouvons éviter de mentionner l'importance des données nouvelles qu'il apportera concernant l'émission gamma d'Orion. Parmi ces données se trouvent bien sûr la mesure du rapport de raies $^{12}\text{C}^*/^{16}\text{O}^*$, la description détaillée du profil des raies du carbone et de l'oxygène, la détection possible de la bosse du ^7Li - ^7Be à 0.450 MeV, ainsi que la carte d'émission détaillée du complexe moléculaire, qui sont d'une importance capitale pour la compréhension précise des processus à l'œuvre dans le complexe moléculaire d'Orion et dans la superbulle voisine Orion-Éridan.

Pour toutes ces observables, notre modèle fournit des prédictions précises. Nous ne les répéterons pas ici, mais on comprendra sinon l'impatience, du moins la curiosité dans laquelle nous sommes à l'égard de ces observations. D'autres prédictions relatives à l'émission diffuse galactique, telles que la variation, avec la longitude, des rapports de raies et de leur largeur, trouveront peut-être également leur confirmation, ou leur réfutation.

Et puis c'est sur l'inattendu qu'il faut aussi compter. Y eut-il jamais un instrument nouveau qui ne fit quelque inespérée découverte ? Devant l'incertitude de ce que sera, ou de ce que seront les révélations d'INTEGRAL, nous ne pouvons qu'affiner par avance nos outils théoriques, et attendre dans la joie sereine que s'ouvrent devant nous des horizons insoupçonnés, et des cieux encore méconnus.

Dans son recueil intitulé « Seul l'espace s'éternise », le poète André Verdet nous met en garde :

Ce n'est pas encore aujourd'hui
Que le soleil nous dira
D'où vient le vent

Restons donc ouverts à l'impensable. De toute façon, comme le dit encore André Verdet :

Le plus parfait équilibre

Penche toujours quelque peu
Du côté du hasard

Les quêtes les plus illustres sont un renouvellement perpétuel, et s'il est une chose aisée à prédire, c'est le bouleversement prochain de nos idées aujourd'hui les plus sûres. Aussi ne nous risquerons-nous pas à déflorer les champs de l'avenir.

Bien imprudent qui conclut...

Bibliographie

- Anders, E. et Grevesse, N.: 1989, *Geochim. Cosm. Acta* **53**, 197
- Avedisova, V. S.: 1972, *Sov. Astron.* **15**, 708
- Barkas, W. H. et Berger, M. J.: 1964, *Tables of Energy Losses and Ranges of Heavy Charged Particles*, Vol. NASA SP-3103, NAS-NRC Publication 1133
- Bell, A. R.: 1978, *MNRAS* **182**, 147
- Bethe, H. A.: 1933, *Handbuch der Physik* **24**, 491
- Bethe, H. A. et Heitler, W.: 1934, *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **146**, 83
- Blaauw, A.: 1964, *ARA&A* **2**, 213
- Black, J. H. et van Dishoeck, E. F.: 1991, *ApJ* **369**, L9
- Black, J. H., van Dishoeck, E. F., Willner, S. P., et Woods, R. C.: 1990, *ApJ* **358**, 459
- Blandford, R. et Eichler, D.: 1987, *Phys. Rep.* **154**, 1
- Bloemen, H. et Bykov, A. M.: 1997, in C. D. Dermer, M. S. Strickman, et J. D. Kurfess (eds.), *Proc. of the Fourth Compton Symposium*, p. 249, AIP 410: New York
- Bloemen, H., Bykov, A. M., Bozhokin, S. V., Diehl, R., Hermsen, W., van der Meulen, R. D., Oberlack, U., Ryan, J., Schoenfelder, V., Strong, A. W., et Winkler, C.: 1997, *ApJ* **475**, L25
- Bloemen, H., Wijnands, R., Bennett, K., Diehl, R., Hermsen, W., Lichti, G., Morris, D., Ryan, J., Schoenfelder, V., Strong, A. W., Swanenburg, B. N., de Vries, C., et Winkler, C.: 1994, *A&A* **281**, L5
- Bloemen, H. et al.: 1997, in C. D. Dermer, M. S. Strickman, et J. D. Kurfess (eds.), *Proc. of the Fourth Compton Symposium*, AIP: New York
- Bloemen, J. B. G. M., Caraveo, P. A., Hermsen, W., Lebrun, F., Maddalena, R. J., Strong, A. W., et Thaddeus, P.: 1984, *A&A* **139**, 37
- Blumenthal, G. R. et Gould, R. J.: 1970, *Rev. Mod. Phys.* **42-2**, 237
- Brown, A. G. A., de Geus, E. J., et de Zeeuw, P. T.: 1994, *A&A* **289**, 101
- Brown, A. G. A., Hartmann, D., et Burton, W. B.: 1995, *A&A* **300**, 903
- Burrows, D. N., Singh, K. P., Nousek, J. A., Garmire, G. P., et Good, J.: 1993, *ApJ* **406**, 97
- Bykov, A. M. et Bloemen, H.: 1994, *A&A* **281**, L1
- Bykov, A. M. et Bloemen, H.: 1997, *ApJ* submitted
- Bykov, A. M., Bozhokin, S. V., et Bloemen, H.: 1996, *A&A* **307**, L37

- Bykov, A. M. et Fleishman, G. D.: 1992a, *MNRAS* **255**, 269
- Bykov, A. M. et Fleishman, G. D.: 1992b, *Sov. Astron. Lett.* **18**, 95
- Bykov, A. M. et Toptygin, I. N.: 1990, *Sov. Phys. – JETP* **71**, 702
- Bykov, A. M. et Toptygin, I. N.: 1993, *Usp. Fiz. Nauk* **160**, 19
- Cassé, M., Lehoucq, R., et Vangioni-Flam, E.: 1995, *Nature* **373**, 318
- Castor, J., McCray, R., et Weaver, R.: 1975, *ApJ* **200**, L107
- Casuso, E. et Beckman, J. E.: 1997, *ApJ* **475**, 162
- Cesarsky, C. J.: 1980, *ARA&A* **18**, 289
- Chevalier, R. A.: 1974, *ApJ* **188**, 501
- Chevalier, R. A. et Fransson, C.: 1994, *ApJ* **420**, 268
- Cowie, L. L., Songaila, A., et York, D. G.: 1979, *ApJ* **230**, 469
- Cox, D. P.: 1972, *ApJ* **178**, 159
- Dermer, C. D.: 1986, *A&A* **157**, 223
- Diehl, R., Bennett, K., et Bloemen, H. *et al.*: 1993, *A&ASS* **97**, 181
- Dogiel, V. A.: 1996, *Nuovo Cimento C* **19**, 671
- Dogiel, V. A., Freyberg, M. J., Morfill, G. E., et Schoenfelder, V.: 1997a, in C. D. Dermer, M. S. Strickman, et J. D. Kurfess (eds.), *Proc. of the Fourth Compton Symposium*, p. 1069, AIP 410: New York
- Dogiel, V. A., Freyberg, M. J., Morfill, G. E., et Schoenfelder, V.: 1997b, *Proc. of the 25th ICRC*, p. OG 3.4
- Dogiel, V. A., Gurevich, A. V., Istomin, Y. N., et Zybin, K. P.: 1987, *MNRAS* **228**, 843
- Dogiel, V. A. et Sharov, G. S.: 1990, *A&A* **229**, 259
- Dolginov, A. Z. et Toptygin, I. N.: 1967, *Sov. Phys. – JETP* **24**, 1195
- Drury, L. C.: 1994, *Contemporary Physics* **35**, 231
- Drury, L. C., Markiewicz, W. J., et Völk, H. J.: 1989, *A&A* **225**, 179
- Duncan, D., Lambert, D., et Lemke, M.: 1992, *ApJ* **401**, 584
- Dyer, P., Bodansky, D., Leach, D. D., Norman, E. B., et Seamster, A. G.: 1985, *Phys. Rev. C* **32**, 1873
- Dyer, P., Bodansky, D., Seamster, A. G., Norman, E. B., et Maxson, D. R.: 1981, *Phys. Rev. C* **23**, 1865
- Dyson, J. E.: 1973, *A&A* **23**, 381
- Dyson, J. E. et de Vries, J.: 1972, *A&A* **20**, 223
- Ellison, D. C., Drury, L. O., et Meyer, J.-P.: 1997, *ApJ* in press
- Ellison, D. C., Jones, F. C., et Reynolds, S. P.: 1990, *ApJ* **360**, 702
- Ellison, D. C. et Reynolds, S. P.: 1991, *ApJ* **382**, 242
- Engelmann, J., Ferrando, P., Soutoul, A., Goret, P., Juliusson, E., Koch-Miramond, L., Lund, N., Masse, P., Peters, B., Petrou, N., et Rasmussen, I.: 1990, *A&A* **233**, 96
- Falle, S. A. E. G.: 1975, *A&A* **43**, 323
- Fermi, E.: 1949, *Phys. Rev.* **75**, 1169
- Field, G. B., Goldsmith, D. W., et Habing, H. J.: 1969, *ApJ* **155**, L149
- Fields, B. D., Cassé, M., Vangioni-Flam, E., et Nomoto, K.: 1996, *ApJ* **462**, 276

- Fleck, R. C. J.: 1981, *ApJ* **246**, L151
- Forman, M., Ramaty, R., et Zweibel, E.: 1964, *Physics of the Sun*, Reidel
- Fransson, C.: 1994, in R. E. S. Clegg, W. P. S. Meikle, et I. R. Stevens (eds.), *Circumstellar Media in the Late Stages of Stellar Evolution*, p.??, Cambridge University Press
- Garcia-Segura, G. et MacLow, M.-M.: 1995a, *ApJ* **455**, 145
- Garcia-Segura, G. et MacLow, M.-M.: 1995b, *ApJ* **455**, 160
- Garcia-Segura, G., MacLow, M.-M., et Langer, N.: 1996a, *A&A* **305**, 229
- Garcia-Segura, G., MacLow, M.-M., et Langer, N.: 1996b, *A&A* **316**, 133
- Gehrels, N., Schönfelder, V., Ubertini, P., et Winkler, C.: 1997, in C. Winkler, T. J.-L. Courvoisier, et P. Durouchoux (eds.), *The Transparent Universe*, ESA SP-382, p. 587, ESA Publications Division
- Gentzel, R. et Stutzky, J.: 1989, *ARA&A* **27**, 41
- Gilmore, G., Gustafsson, B., Edvardsson, B., et Nissen, P. E.: 1992, *Nature* **357**, 379
- Gloeckler, G., Geiss, J., Roelof, E. C., Fisk, L. A., Ipavich, F. M., Ogilvie, K. W., Lanzerotti, L. J., von Steiger, R., et Wilken, B.: 1994, *J. Geophys. Res.* **99**, 17637
- Gnedin, Y. N. et Dolginov, A. Z.: 1964, *Nucl. Phys.* **53**, 317
- Gurevich, B. D., Dogiel, V. A., Zybin, K. P., et Istomin, Y. N.: 1985, *Sov. Astron. Lett.* **11**, 284
- Gurevich, B. D., Zybin, K. P., et Istomin, Y. N.: 1983, *Sov. Phys. – JETP* **57**, 51
- Hanami, S. et Sakashita, H.: 1987, *A&A* **181**, 343
- Harris, M. J. et al.: 1997, *A&A* in press
- Hayakawa, S.: 1969, *Cosmic Ray Physics*, Wiley-Interscience
- Heinbach, W. et Simon, M.: 1995, *ApJ* **441**, 209
- Holzer, T. E. et Axford, W. I.: 1970, *ARA&A* **8**, 31
- Johnson, W. N., Kinzer, R. L., et Kurfess, J. D. et al.: 1993, *ApJSS* **86**, 693
- Jones, B. F. et Herbig, G. H.: 1979, *Astron. J.* **84**, 1872
- Jones, F. C. et Ellison, D. C.: 1991, *Space Sci. Rev.* **58**, 259
- Kozlovsky, B. et Ramaty, R.: 1974, *ApJ* **191**, L43
- Kozlovsky, B., Ramaty, R., et Lingenfelter, R.: 1997, *ApJ* **484**, 286
- Lamers, H. J. G. L. M. et Leitherer, C.: 1993, *ApJ* **412**, 771
- Lang, H.-J. et al.: 1995, *Appl. Radiat. Isot.* **46**, 93
- Langer, N., Hamann, W.-R., Lennon, M., Najarro, F., Puls, J., et Pauldrach, A.: 1994, *A&A* **290**, 819
- Larson, R. B.: 1981, *MNRAS* **194**, 809
- Lederer, C. M., Shirley, V. S., et Browne, E.: 1978, *Table of isotopes, 7th ed.*, Wiley (New York)
- Lemoine, M., Schramm, D. N., Truran, J. W., et Coppi, C. J.: 1997, *ApJ* **478**, 554
- Lesko, K. T., Norman, E. B., Larimer, R.-M., Kuhn, S., Meekhopf, D. M., Crane,

- S. G., et Bussel, H. G.: 1988, *Phys. Rev. C* **37**, 1808
- Letaw, J. R., Silberberg, R., et Tsao, C. H.: 1983, *ApJSS* **51**, 271
- Letaw, J. R., Silberberg, R., et Tsao, C. H.: 1993, *ApJ* **414**, 601
- Longair, M. S.: 1992, *High energy astrophysics: Particles, photons and their detection*, Vol. 1, Cambridge University Press, Cambridge
- Longair, M. S.: 1994, *High energy astrophysics: Stars, the Galaxy and the interstellar medium*, Vol. 2, Cambridge University Press, Cambridge
- Mahoney, W., Ling, J., Wheaton, W., et Jacobson, A.: 1984, *ApJ* **286**, 578
- Mandrou, P., Vedrenne, G., et Jean, P. *et al.*: 1997, in C. Winkler, T. J.-L. Courvoisier, et P. Durouchoux (eds.), *The Transparent Universe*, ESA SP-382, p. 591, ESA Publications Division
- McKee, C. F. et Zweibel, E. G.: 1995, *ApJ* **440**, 686
- Meneguzzi, M., Audouze, J., et Reeves, H.: 1971, *A&A* **15**, 337
- Meyer, J.-P., Drury, L. O., et Ellison, D. C.: 1997, *ApJ* in press
- Meynet, G., Maeder, A., Schaller, G., Schaerer, D., et Charbonnel, C.: 1994, *A&ASS* **103**, 97
- Michel, F. C.: 1981, *ApJ* **247**, 664
- Murphy, R. J., Hua, X.-M., Kozlovsky, B., et Ramaty, R.: 1990, *ApJ* **351**, 299
- Murphy, R. J., Ramaty, R., Kozlovsky, B., et Reames, D. V.: 1991, *ApJ* **371**, 793
- Murphy, R. J., Share, G. H., Grove, J. E., Johnson, W. N., Kurfess, J. D., Purcell, W. R., McNaron-Brown, K., et Ramaty, R.: 1996, *ApJ* **473**, 990
- Myers, P. C.: 1983, *ApJ* **270**, 105
- Nadyozhin, D. K.: 1994, in S. Bludman, R. Mochkovitch, et J. Zinn-Justin (eds.), *Supernovae*, Les Houches, Session LIV, p. 569, Elsevier: New York
- Naito, T. et Takahara, F.: 1994, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **20**, 477
- Nath, B. B. et Biermann, P. L.: 1994, *MNRAS* **267**, 447
- Nomoto, K., Yamaoka, H., Pols, O. R., van den Heuvel, E. P. J., Iwamoto, K., Kumagai, S., et Shigeyama, T.: 1996, *Nature* **371**, 227
- Northcliffe, L. C. et Schilling, R. F.: 1970, *Nuclear Data Tables A* **7**, 233
- Parizot, E. M. G.: 1997, in C. D. Dermer, M. S. Strickman, et J. D. Kurfess (eds.), *Proc. of the Fourth Compton Symposium*, p. 1064, AIP 410: New York
- Parizot, E. M. G.: 1998, *A&A* **331**, 726
- Parizot, E. M. G., Cassé, M., et Vangioni-Flam, E.: 1997a, *A&A* **328**, 107
- Parizot, E. M. G., Ellison, D. C., Lehoucq, R., et Cassé, M.: 1997b, in C. Winkler, T. J.-L. Courvoisier, et P. Durouchoux (eds.), *The Transparent Universe*, ESA SP-382, pp 43–46, ESA Publications Division
- Parizot, E. M. G., Lehoucq, R., Cassé, M., et Ellison, D. C.: 1997c, in C. Winkler, T. J.-L. Courvoisier, et P. Durouchoux (eds.), *The Transparent Universe*, ESA SP-382, pp 93–96, ESA Publications Division
- Parizot, E. M. G., Lehoucq, R., Cassé, M., et Vangioni-Flam, E.: 1997d, in C. Winkler, T. J.-L. Courvoisier, et P. Durouchoux (eds.), *The Transparent Universe*, ESA SP-382, pp 97–100, ESA Publications Division
- Parizot, E. M. G., Paul, J., et Cassé, M.: 1997e, in C. D. Dermer, M. S. Strickman,

- et J. D. Kurfess (eds.), *Proc. of the Fourth Compton Symposium*, p. 1059, AIP 410: New York
- Parizot, E. M. G., Paul, J., Cordier, B., Vangioni-Flam, E., et Cassé, M.: 1997f, *Proc. of the 25th ICRC*, p. OG 3.4.12
- Parker, E. N.: 1958, *Phys. Rev.* **110**, 1445
- Parker, E. N.: 1961, *ApJ* **133**, 1014
- Pohl, M.: 1996, *A&ASS* **120** C, 457
- Prantzos, N.: 1993, *ApJ* **405**, L55
- Prantzos, N.: 1996, *A&ASS* **120** C, 303
- Prantzos, N. et Diehl, R.: 1996, *Phys. Rep.* **267**, 1
- Pugh, H. G., Hendrie, D. L., Chabre, M., et Boschitz, E.: 1967, *Phys. Rev.* **155** 4, 155
- Ramaty, R.: 1996, *A&ASS* **120**, 373
- Ramaty, R., Kozlovsky, B., et Lingenfelter, R. E.: 1979, *ApJSS* **40**, 487
- Ramaty, R., Kozlovsky, B., et Lingenfelter, R. E.: 1995, *ApJ* **438**, L21
- Ramaty, R., Kozlovsky, B., et Lingenfelter, R. E.: 1996, *ApJ* **456**, 525
- Ramaty, R., Kozlovsky, B., et Lingenfelter, R. E.: 1997a, *ApJ* **484**, ??
- Ramaty, R., Kozlovsky, B., et Lingenfelter, R. E.: 1997b, in C. Winkler, T. J.-L. Courvoisier, et P. Durouchoux (eds.), *The Transparent Universe*, ESA SP-382, p. 75, ESA Publications Division
- Ramaty, R., Kozlovsky, B., Lingenfelter, R. E., et Reeves, H.: 1997c, *ApJ* **488**, 730
- Ramaty, R., Kozlovsky, B., et Tatischeff, V.: 1997d, in C. D. Dermer, M. S. Strickman, et J. D. Kurfess (eds.), *Proc. of the Fourth Compton Symposium*, p. 1049, AIP 410: New York
- Ramaty, R., Mandzhavidze, N., Barat, C., et Trottet, G.: 1997e, *ApJ* **479**, 458
- Ramaty, R. et Murphy, R. J.: 1987, *Space Sci. Rev.* **45**, 213
- Read, S. M. et Viola, V. E.: 1984, *Atom. Data and Nucl. Data Tables* **31**, 359
- Reeves, H.: 1994, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 193
- Reynolds, R. J. et Ogden, P. M.: 1979, *ApJ* **229**, 942
- Ryan, S., Norris, I., Bessel, M., et Deliyannis, C.: 1994, *ApJ* **388**, 184
- Sakashita, S., Hanami, H., et Umemura, M.: 1984, *Astrophys. Space. Sci.* **98**, 315
- Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., et Maeder, A.: 1992, *A&ASS* **96**, 269
- Schoenfelder, V., Aarts, H., et Bennett, K. *et al.*: 1993, *ApJSS* **86**, 657
- Sedov, L. I.: 1959, *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*, London : Academic Press
- Seo, E. S. et Ptuskin, V. S.: 1994, *ApJ* **431**, 705
- Shklovsky, I. S.: 1962, *Supernovae*, Wiley
- Shull, J. M.: 1980, *ApJ* **237**, 769
- Silberberg, R. et Tsao, C. H.: 1990, *Phys. Rep.* **191**, 351
- Simon, M., Heinrich, W., et Mathis, K. D.: 1986, *ApJ* **300**, 32
- Simpson, J. A.: 1983, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **33**, 330
- Sivan, J. P.: 1974, *A&ASS* **16**, 163

- Sivukhin, D. V.: 1963, *Problems of plasma theory*, Vol. 1, Atomizdat, Moscou
- Smith, J. A.: 1980, *ApJ* **238**, 842
- Spite, F. et Spite, M.: 1993, in N. Prantzos, E. Vangioni-Flam, et M. Cassé (eds.), *Origin and Evolution of the Elements*, p. 201, Cambridge Univ. Press
- Spitzer, L.: 1962, *Physics of Fully Ionized Gases*, New-York: Interscience
- Spitzer, L. et Scott, E. H.: 1969, *ApJ* **158**, 161
- Spitzer, L. et Tamasko, M. G.: 1968, *ApJ* **152**, 971
- Stecker, F. W.: 1971, *Cosmic Gamma Rays*, NASA SP-249
- Stecker, F. W. et Badhwar, G. D.: 1981, *Astrophys. Space. Sci.* **76**, 213
- Strong, A. W. et Mattox, J.: 1996, *A&A* **308**, L21
- Suzuki, T. et Nomoto, K.: 1995, *ApJ* **455**, 658
- Tanco, G. A. M. et Opher, R.: 1993, *ApJ* **411**, 690
- Tatischeff, V.: 1996, *Ph.D. thesis*, Université de Caen, Caen, France
- Tatischeff, V., Ramaty, R., et Mandzhavidze, N.: 1997, in C. D. Dermer, M. S. Strickman, et J. D. Kurfess (eds.), *Proc. of the Fourth Compton Symposium*, p. 1054, AIP 410: New York
- Tenorio-Tagle, G. et Bodenheimer, P.: 1988, *ARA&A* **26**, 145
- Thomson, D. J., Bertsch, D. L., et Fichtel, C. E. *et al.*: 1993, *ApJSS* **86**, 629
- Toptygin, I. N.: 1963, *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved., Radiofiz.* **4**, 142
- Toptygin, I. N.: 1985, *Cosmic Rays in Interplanetary Magnetic Fields*, D. Reidel Publishing Company
- Ubertini, P., Di Cocco, G., et Lebrun, F. *et al.*: 1997, in C. Winkler, T. J.-L. Courvoisier, et P. Durouchoux (eds.), *The Transparent Universe*, ESA SP-382, p. 587, ESA Publications Division
- Vainstein, S. I., Zeldovitch, Y. B., et Ruzmaikin, A. A.: 1980, *Turbulent Dynamo in Astrophysics*, Nauka, Moscou
- Vangioni-Flam, E., Cassé, M., Olive, K., et Fields, B.: 1996, *ApJ* **468**, 199
- Vangioni-Flam, E., Cassé, M., et Ramaty, R.: 1997, in C. Winkler, T. J.-L. Courvoisier, et P. Durouchoux (eds.), *The Transparent Universe*, ESA SP-382, p. 123, ESA Publications Division
- Vasyliunas, V. M. et Siscoe, G. L.: 1976, *jgr* **81**, 1247
- Vilkoviskij, E. Y. et Tambovtseva, L. V.: 1992, *A&ASS* **94**, 109
- Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., et Moore, R.: 1977, *ApJ* **218**, 377
- Wentzel, D. G.: 1974, *ARA&A* **12**, 71
- Wheeler, J. C., Mazurek, T. J., et Sivaramakrishnan, A.: 1980, *ApJ* **237**, 781
- Williams, J. P. et McKee, C. F.: 1997, *ApJ* **476**, 166
- Winkler, C.: 1997, in C. Winkler, T. J.-L. Courvoisier, et P. Durouchoux (eds.), *The Transparent Universe*, ESA SP-382, p. 573, ESA Publications Division
- Woosley, S. E., Hartmann, D. H., Hoffman, R. D., et Haxton, W. C.: 1990, *ApJ* **356**, 272
- Zeldovich, Y. B. et Raizer, Y. P.: 1967, *Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena*, New York: Academic

- Zobel, W., Maienschein, F. C., Todd, J. H., et Chapman, G. T.: 1968, *Nucl. Sci. Eng.* **32**, 392
- Zweibel, E. G. et Shull, J. M.: 1982, *ApJ* **259**, 859

Annexe A

Publications

Voici, pour finir, les publications auxquelles ont donné lieu certains des travaux présentés dans ce rapport de thèse :

1. Astronomy and Astrophysics :

- Parizot E., Cassé M. and Vangioni-Flam E., 1997, A&A 328, 107: ‘Wolf-Rayet stars and OB associations as gamma-ray line sources’
- Parizot E., 1998, A&A 331, 726: ‘The Orion gamma-ray emission and the Orion-Eridanus bubble’

2. 2nd INTEGRAL Workshop, 1996, Saint-Malo :

- Parizot E., Lehoucq R., Cassé M. and Ellison D. C., 1997, ‘Gamma-ray lines and LiBeB from massives stars: I. Stellar winds’
- Parizot E., Lehoucq R., Cassé M., Vangioni-Flam E., 1997: ‘Gamma-ray lines and LiBeB from massives stars: II. WC star explosion’
- Parizot E., Ellison D. C., Lehoucq R. and Cassé M., 1997, ‘Gamma-ray lines and LiBeB from massives stars: III. SNR expansion’

3. 4th Compton GRO symposium, 1997, Williamsburg :

- Parizot E., 1997: ‘On the Origin of the Orion Energetic Particles’
- Parizot E., Paul J. and Cassé M., 1997: ‘Gamma-ray lines from OB associations at $Z = Z_{\odot}$ and $Z = 2Z_{\odot}$ ’

4. 25th ICRC, 1997, Durban :

- Parizot E., Paul J., Cordier B., Vangioni-Flam, E. and Cassé M.: ‘Metal rich Wolf-Rayet stars and the gamma-ray line emission of the inner Galaxy’
- Cassé M., Vangioni-Flam E., Paul J., Cordier B. and Parizot E.: ‘Gamma-ray lines and LiBeB production by massive stars of various metallicities’