

La propagation des noyaux chargés dans la Galaxie

David Maurin

Service d'Astrophysique – CEA/Saclay
Orme des Merisiers, 91191 Gif/Yvette Cedex, France

Richard Taillet

Laboratoire de Physique Théorique (LAPTH)
74941 Annecy-le-Vieux, France

Abstract. Ce cours¹ présente la propagation des rayons cosmiques chargés dans la Galaxie dans la gamme d'énergie comprise entre 100 MeV/nuc et 1 PeV. Il se découpe en trois axes principaux : i) des considérations générales sur l'environnement Galactique et les rayons cosmiques; ii) une présentation des observables et leur interprétation à l'aide d'un modèle simple (le modèle de la boîte qui fuit – “Leaky Box” pour les intimes) et pour finir iii) une plongée au cœur des équations de propagation. En conséquence, plus vous avancez dans la lecture de ce cours, plus l'aspect formel – nécessaire à la description fine des processus de propagation – devient important. Nous avons fait le choix de ne mettre aucune référence (le lecteur peut en trouver quelques kg dans `astro-ph/0212111` et encore plus dans la thèse de l'un des auteurs). Nous avons aussi essayé de ne pas multiplier les exemples à l'infini, mais au contraire d'extraire, comme il est d'usage de la nommer, la substantifique moëlle du problème. Si vous souhaitez racler l'os avec encore plus de vigueur, n'hésitez pas à nous contacter.

Table des matières

I Introduction

172

¹Des modifications de certains aspects de ce cours ayant été refusées par les auteurs, nous leur laissons l'entière responsabilité de la présente version (NDE).

II Description générale : de la terre à la Galaxie 175

1. La Terre	176
2. Le soleil et ses effets	178
2.1 Les rayons cosmiques solaires	178
2.2 La modulation solaire	180
3. Le milieu interstellaire local (quelques centaines de pc)	181
4. La Galaxie et le milieu interstellaire (quelques kpc)	183
5. Les interactions	183
5.1 Les spallations	184
5.2 Noyaux instables	185
6. Bon...c'est quoi les CR Galactiques!!!	187

III Les observables du rayonnement cosmique : un modèle simple 188

7. Préambule	189
8. Les observables	190
8.1 Les flux	190
8.2 Les abondances	192
8.3 Les rapports	193
9. Grammages et Leaky Box	195
9.1 Les RC ont traversé de la matière : grammages et PLD, ordres de grandeur	195
9.2 Confinement et échappement	196
9.3 Leaky Boxes	197
9.4 Les radioactifs et le temps d'échappement	198
9.5 Extraction des abondances sources \bar{q}^j	198
9.6 Limitation du modèle	200
10. Pour finir et élargir la discussion	201
10.1 Délai nucléosynthèse/accélération	201
10.2 Taux de réaccélération	202
10.3 ...et encore!	203
10.4 Des réponses...des questions	203

IV Les modèles de diffusion	204
11. Modèles de diffusion	205
11.1 Introduction	205
11.2 Un modèle de diffusion plus réaliste : disque mince + halo diffusif	206
11.3 Intermède technique	206
11.4 L'échappement par les bords du halo	209
11.5 Le vent	210
11.6 Les spallations	211
11.7 Tout ensemble	211
11.8 Les pertes d'énergie et la réaccélération	211
11.9 Le cas des espèces instables	213
11.10 Détermination des paramètres de diffusion	218
11.11 La distribution des grammages dans les modèles de diffusion – Lien avec le Leaky Box	219
11.12 Les approches de type cascade et numériques	221
11.13 Un mot sur la physique nucléaire en jeu	221
12. Au-delà des hypothèses de continuité et stationnarité	221
12.1 Quelles sources contribuent au flux actuel?	222
12.2 Conséquences	222
13. Compléments sur le modèle disque fin + halo	223

Première partie

Introduction

Selon de vieilles légendes indiennes, il y aurait autant de façons d'organiser un cours sur le rayonnement cosmique que le nombre de plumes dans la coiffe d'un vieux chef indien... Sans être exhaustif et en dresser la liste complète, voici les présentations que nous ne suivront pas...

L'approche sociologique L'exégète poussiéreux du rayonnement cosmique pourrait commencer ainsi :

“Il était une fois un petit rayon nommé cosmique qui, telle une fourmi dans une colonie de fourmis, cherchait à se démarquer de l'innombrable assemblée de ses frères accélérés, au comportement plus que primaire. Tant va le petit rayon qu'à la fin il se casse, créant le précédent nécessaire à l'apparition d'un comportement secondaire. C'est en se mesurant à ses frères primaires qu'il s'aperçoit qu'avec 0.3, il ne s'est divisé que pour être noyé dans une autre quantité. Tel le hollandais volant, condamné à sillonner la galaxie d'un bout à l'autre notre petit rayon au comportement erratique choisira de se désintégrer...”

Un tel traitement est malheureusement trop parabolique pour espérer un comportement convergent de la fonction de compréhension. Elle démontre tout au moins, que ce qui n'est pas faux, n'est pas suffisamment “absolument” vrai ni assez précis pour être ni montré, ni accepté par une majorité. De fait, une telle formulation résistera à toute réfutation, ce qui agrandi sa durée de vie, et montre par la même occasion comment s'inscrivent les légendes dans la psyché humaine.

L'approche linguistique Il faut donc revenir au langage codifié du physicien, et plus particulièrement, de celui de l'astrophysicien du rayon cosmique. L'avantage de ce langage est qu'il tient à la concision, l'efficacité et bien d'autres choses. Dans chaque domaine, le néophyte doit tout d'abord s'approprier un certain nombre de mots clefs. Sans cela, au mieux il ne comprendra rien, au pire il aura l'impression de comprendre. Introduisons l'application : nous allons parler de basse et haute énergie, de rayonnement primaire ou secondaire. Si nous ne précisons pas plus, chacun aura une idée ou une image précise de ce que seront ou signifieront ces quantités. Malheureusement, il y a fort à parier que 5m plus loin ou 45mn plus tôt l'orateur pensait à une autre chose encore.

L'approche historique Mais reprenons plutôt notre récit avec Victor F. Hess - Nobel Lecture December 12, 1936 :

From a consideration of the immense volume of newly discovered facts in the field of physics, especially atomic physics, in recent years it might well appear to the layman that the main problems were already solved and that only more detailed work was necessary.

This is far from the truth, as will be shown by one of the biggest and most important newly opened fields of research, with which I am closely associated, that of cosmic rays.

When, in 1912, I was able to demonstrate by means of a series of balloon ascents, that the ionization in a hermetically sealed vessel was reduced with increasing height from the earth (reduction in the effect of radioactive substances in the earth), but that it noticeably increased from 1,000 m onwards, and at 5 km height reached several times the observed value at earth level, I concluded that this ionization might be attributed to the penetration of the earth's atmosphere from outer space by hitherto unknown radiation of exceptionally high penetrating capacity, which was still able to ionize the air at the earth's surface noticeably. Already at that time I sought to clarify the origin of this radiation, for which purpose I undertook a balloon ascent at the time of a nearly complete solar eclipse on the 12th April 1912, and took measurements at heights of two to three kilometres. As I was able to observe no reduction in ionization during the eclipse I decided that, essentially, the sun could not be the source of cosmic rays, at least as far as undeflected rays were concerned.

Many esteemed physicists in Europe and America have tried since then to solve the problems of the origin of cosmic rays. The fluctuations of intensity of the radiation already incidentally observed by me in 1912 have been thoroughly studied using apparatuses which have been constantly improved and perfected. An influence from specific sky zones which individual research workers (1923-1927) believed they had found, could not be confirmed later.

In the autumn of 1931 a small observatory for the continuous recording of the fluctuations in intensity of the cosmic rays was set up by me on a 2,300 m high mountain, the Hafelekar at Innsbruck in Austria. A great number of results are already available from there which will only be mentioned here briefly. The determination of a small, regular, daily fluctuation of radiation according to solar time (maximum at midday), which were attributed to atmospheric influences, particularly electrical and magnetic effects in the highest layers of the atmosphere. Further indications of a still smaller fluctuation according to stellar time, which would speak in favour of Prof. A.H. Compton's hypothesis published a year ago, according to which the cosmic rays come from milky-way systems external to, and far-distant from, our own. Further, evidence of simultaneous radiation fluctuations from day to day at two measuring devices spaced at 6 km from each other at heights of 600 and 2,300 m (fitted with ionization chambers, as well as with counting tubes).

On what can we now place our hopes of solving the many riddles which still exist as to the origin and composition of cosmic rays? It must be emphasized here above all that to attain really decisive progress greater funds

must be made available. The further improvement of the method of sending up automatically recording instruments to heights above 25 km using pilot balloons, so successfully employed by Prof. Regener (Stuttgart), must be still further expanded and perfected. In conjunction, the many trial methods of automatic radiotelegraphic transmission of observation data as used in America for stratospheric flights will serve a useful purpose. It may well be said that the answer to the question : Of what do the cosmic rays in fact consist before they produce their familiar secondary radiation phenomena in the earth's atmosphere? can only be obtained from numerous measurements in the stratosphere. In conjunction with this, the study of the occurrence of the so-called showers and Hoffmann's bursts (release of enormous quantities of ions resulting from atomic disintegration processes) of cosmic rays at various heights will provide new knowledge about the effects of these rays.

In addition, the tracing of the occurrence of these "showers" in the depths of the earth, in mines and through the immersion of recording apparatus in water to some hundreds of metres depth will yield very important results.

In order to make further progress, particularly in the field of cosmic rays, it will be necessary to apply all our resources and apparatus simultaneously and side-by-side ; an effort which has not yet been made, or at least, only to a limited extent. Simultaneous recording with superimposed ionization chambers and Wilson chambers, ionization chambers and sets of counting tubes, has not yet been carried out. The photographic method of observing the tracks of the particles of cosmic radiation, first successfully tried out by Prof. Wilkins (Rochester, USA) merits great attention. The application of a strong magnetic field enables the measurement of the energy of the most penetrating particles to be carried out, and the method may be capable of still further extension and improvement.

The investigation into the possible effects of cosmic rays on living organisms will also offer great interest.

The investigation of the tracks of cosmic rays in strong magnetic fields by means of the Wilson cloud chamber method has led to the discovery of the positron (positively charged electrons), that is, one of the hitherto unknown fundamental components of matter ; this was carried out by Prof. Carl Anderson (Pasadena) who was in 1936 awarded the Nobel Prize for this work, at the same time as I myself received the award.

It is likely that further research into "showers" and "bursts" of the cosmic rays may possibly lead to the discovery of still more elementary particles, neutrinos and negative protons, of which the existence has been postulated by some theoretical physicists in recent years.

From Nobel Lectures, Physics 1922-1941.

Ce petit topo ne fait qu'esquisser la tripotée de problématiques et d'enjeux qui sont apparus lorsque l'*homo astrophysicus* a tourné

son détecteur de particules pour la première fois vers le ciel². Entre la physique des particules, la géophysique (phénomènes liés au champ magnétique terrestre) et la physique solaire, puis l'astrophysique galactique et aujourd'hui l'extraphysique astrogalactique (on finit par y perdre son savoyard) et la cosmologie, un mot suffit pour définir le rayonnement cosmique : multiforme. Nous voyons aussi au discours de Hess ci-dessus, qu'il y avait un grand espoir en direction de la physique des particules. Notons que c'est dans le rayonnement cosmique que le muon est observé en 1936 par Anderson et Neddermeyer, le pion en 1948 (Powell et Occhialini), le Kaon (appelé particule étrange) en 1946 par Rochester et Butler, le "lambda" (premier hypéron) en 1951. Après cela, ce sont les découvertes en accélérateurs qui prendront le relais, mais ceux-ci ne cloront pas l'histoire de l'astroparticule.

L'approche post-newtonienne Vous pouvez introduire la constante cosmologique, mettre des branes à 128 dimensions, et éventuellement prendre en compte la désintégration du sphaléron en antiproton si vous le souhaitez vraiment. Sachez seulement, que dans la plupart des situations, vous (en particulier) et la physique (en général) n'aurez rien à y gagner. . .

L'approche de la fin Vous avez certainement compris le principe, alors nous allons nous arrêter là pour "ce que ne sera pas" notre approche. Si vous pensez par contre qu'il sera difficile après cette introduction de considérer les auteurs comme "sérieux" (au sens consacré par le physicien sérieux) et si vous vous demandez si ce que vous allez lire par la suite est digne de foi, et bien, sachez que c'est normal; la plupart des gens auraient réagi comme vous.

²On entend parfois ça et là que la découverte du rayonnement Solaire est le fait de la femme de Victor Hess. Celle-ci aurait, par mégarde, après avoir confondu le détecteur avec un toaster, reposé ce dernier à l'envers alors qu'elle nettoyait l'atelier de son mari absent. Ceci aurait permis finalement au célèbre physicien de découvrir que le rayonnement cosmique venait du ciel et non pas du sol... Ce ne sont que pures calomnies. . .

Deuxième partie

Description générale : de la terre à la Galaxie

Ainsi, ce cours commence sans volonté précise de s'attaquer à une problématique très ciblée. Il faut dire que le rayonnement cosmique (que nous appellerons CR dans la suite de ce cours) fournit un catalogue de questions suffisamment touffu pour qu'on s'intéresse à ses caractéristiques principales. Nous définirons plus loin les CRs dont il est question ici et nous verrons en cours de route où cela nous mène.

Quoi qu'il en soit, nous allons d'abord survoler et présenter brièvement l'ensemble des physiques qui interviennent dans la question de la propagation. Pour situer un peu plus précisément le contexte, disons que nous nous intéressons aux noyaux chargés qui se promènent dans toute la Galaxie, du GeV au PeV, qui se transforment, perdent de l'énergie et qui, parce qu'ils sont des particules chargées, sont soumis aux caprices des champs magnétiques (tout champ électrique tend à disparaître extrêmement rapidement dans le milieu interstellaire de telle sorte qu'il n'y en a quasiment nulle part...). Il faut donc connaître quelques éléments d'astrophysique, de physique nucléaire, et d'astronomie. Aucune justification ne sera donnée. Il n'y aura donc que les faits nus, faits qui restent, quoi qu'on en dise, "chargés de théorie".

1. La Terre

Les premières observations ont eu lieu en ballon avec des détecteurs rudimentaires qui ne faisaient, somme toute, que compter un "nombre de quelque chose ayant un effet ionisant" arrivant sur terre. En remarquant que ce nombre était d'autant plus élevé que la mesure était faite à haute altitude, une conclusion s'imposait : le soleil ou autre chose envoyait des particules ionisantes. Sautons les détails concernant l'intérêt et la beauté des aurores boréales, des ceintures de Van Allen et concentrons-nous sur ce qui nous intéresse (les points qui suivent découlent les uns des autres) :

1. le champ magnétique terrestre correspond à peu de choses près à un dipôle ;
2. les particules chargées ont plus de mal à atteindre l'équateur que les pôles³ ;

³Il existe aussi ce que l'on appelle l'anomalie de l'Atlantique Sud qui est une sorte de "trou" dans le champ magnétique.

3. on peut définir une rigidité de coupure R_c telle qu'une particule chargée ayant une rigidité $R \equiv p/Z < R_c$ ne pourra pas atteindre la terre. Cette rigidité de coupure est de l'ordre de 10 GV (la rigidité a la même unité qu'une tension, ce n'est pas une énergie, on l'exprime en GV et non en GeV).

Un rayon cosmique, pour atteindre un détecteur placé au sol, doit donc faire une percée à travers le champ magnétique (Störmer a réalisé cette étude en 1955 pour un champ complètement dipolaire) et traverser ensuite plusieurs km d'atmosphère. Ceci a toutes sortes de conséquences, que le détecteur soit effectivement au sol ou autour de la terre sur une orbite quelconque :

- la mesure sur terre est un inconvénient pour les rayons cosmiques de basse énergie (aux alentours du GeV) parce que la mesure est polluée par les réinteractions dans l'atmosphère. À titre d'information, un rayon cosmique détecté par un ballon comme BESS (qui vole à plusieurs km dans l'atmosphère), voit autant de matière à la fin de son parcours qu'il en a vu pendant sa propagation, plusieurs millions d'année durant, dans la Galaxie (environ 10 g/cm^2). L'atmosphère devient par contre un avantage pour les particules très énergétiques dont le flux est tellement faible qu'une grosse surface détectrice est nécessaire. L'air sert alors de "calorimètre" et l'on peut observer les gerbes atmosphériques qui s'y développent.
- Pour les seconds, le champ magnétique terrestre est quantité négligeable. Pour les premiers, il est un facteur limitant empêchant les mesures dans des secteurs d'énergie très recherchés et ceci nécessite l'utilisation, soit de ballons dans des zones proche des pôles (BESS), soit de satellites (HEAO-3, AMS).
- Hormis la question de la mesure, les rayons cosmiques génèrent du bruit sur les détecteurs et il est bon de connaître leur flux en tout point puisque les satellites ont parfois des trajectoires bizarres. Deux exemples : les instruments de l'expérience AMS-phase 1, qui mesuraient les flux de rayons cosmiques saturaient complètement au passage de l'anomalie magnétique citée plus haut. L'expérience INTEGRAL qui s'occupe de toute autre chose (c'est un instrument pour les hautes énergies, c'est à dire de 20 KeV à 10 GeV, mais en photons!!!) doit couper ses détecteurs lorsqu'elle s'approche trop des ceintures de radiation (le flux de particules de basse énergie devient trop important).

Bref, la connaissance du champ magnétique terrestre est importante. Terminons par un exemple récent qui montre comment un point considéré comme relativement maîtrisé a des conséquences tout à fait inattendues. Il s'est trouvé que l'expérience AMS-phase 1 a mesuré un flux de protons et noyaux légers très élevé en dessous de la rigidité de coupure. On avait

oublié que la rigidité de coupure était issue d'un modèle simpliste et que les trajectoires de particules chargées dans le champ magnétique terrestre, tout dipolaire qu'il soit, étaient tout sauf simples! Ce résultat indiquait en particulier que la reconstruction du flux d'antiprotons autour du GeV d'une expérience ballon comme BESS n'était peut-être pas totalement maîtrisée. Par ailleurs, ceci remettait aussi en question la production de neutrinos atmosphériques qui pouvait être plus élevée que ce que l'on pensait.

2. Le soleil et ses effets

Ainsi donc, le soleil est la source la plus proche de particules chargées. Nous allons passer un peu de temps sur le soleil, car cette source est représentative à plusieurs niveaux : tout d'abord, elle indique qu'il existe des objets, les étoiles, en grande quantité dans le ciel qui accélèrent des noyaux chargés. Elles ne seront néanmoins pas assez puissantes pour fournir le rayonnement qui est observé à partir de la centaine de MeV/nuc⁴. Leur intérêt réside finalement dans le fait que le soleil a constitué un laboratoire en miniature et à portée de main pour l'étude des effets de propagation. On peut ainsi mesurer les abondances des différents noyaux des rayons cosmique solaires, et essayer de comprendre pourquoi on retrouve la même dans les rayons cosmiques Galactiques ; on a un accès direct, via les mesures du champ magnétique en satellite, au spectre de turbulence généré par le soleil. Ainsi on observe un spectre de Kolmogorov (diffusion en $K(E) \propto R^{1/3}$), alors que pour la turbulence dans la Galaxie, on en est réduit aux conjectures (on reviendra plus tard sur ce coefficient de diffusion $K(E)$ et sa pente). Pour finir, le soleil a indirectement un effet très important sur les rayons cosmiques Galactiques : c'est la modulation solaire.

2.1 Les rayons cosmiques solaires

Aux énergies les plus basses, il existe différents types de flux (issus principalement du soleil) qui sont distinguables par leur composition, leur spectre et leur degré d'ionisation. Certains prennent le pas sur le flux des CR Galactiques en deçà de la cinquantaine de MeV/nuc. La situation, assez complexe, est résumée par la Fig. 1 (le lecteur peut sauter cette

⁴L'unité employée dans ce domaine d'énergie est l'énergie cinétique par nucléon. La raison en est que cette quantité est conservée lors de la spallation des noyaux. On trouve parfois (mais très rarement) des graphes exprimés en fonction de la rigidité : cette dernière est d'actualité aussi puisque la rigidité est l'unité "naturelle" qui caractérise la propagation.

description puisque c'est à ce sous-ensemble de rayons cosmiques que nous ne nous intéresserons pas par la suite!).

Événement épisodiques Les particules émises représentent un échantillon du matériel solaire et servent à étudier les mouvements les plus énergétiques du soleil ainsi que sa composition atmosphérique. Elles sont éjectées par des éruptions qui correspondent à un relâchement de l'énergie stockée dans le champ magnétique situé au niveau des tâches solaires (elles sont d'abord chauffées jusqu'à des dizaines de milliers de degrés puis sont violemment accélérées jusqu'à quelques MeV). Nous pouvons distinguer deux types d'éruptions :

- Les éruptions impulsives sont très courtes (\sim quelques minutes à quelques heures, \sim 1000/an durant les maxima solaires) et leur composition indique que le matériel éjecté provient des tâches solaires.
- Les éruptions graduelles sont plus longues (\sim quelques jours principalement autour des pôles, \sim 100/an) et leur état d'ionisation reflète une provenance de la couronne solaire.

Ces deux catégories représentent les SEP (“Solar Energetic Particles”) dont la composition de base reste celle de la chromosphère (région située juste en dessous de la couronne solaire).

Composante anormale (AC) Dans les années 70, un flux anormalement élevé est mesuré pour les espèces He, C, N, O, Ne, Ar, S entre 1 et 300 MeV/nuc (en énergie cinétique). Le modèle qui explique cette observation est le suivant : les AC sont issus d'atomes neutres interstellaires qui (i) dérivent lentement dans l'héliosphère puis (ii) sont ionisés par le vent solaire et/ou les photons UV. A partir de là comme ils ont une charge, (iii) ils subissent l'action du vent solaire qui les repousse jusqu'à la limite de l'héliosphère et (iv) l'onde de choc terminale du vent solaire les accélère et les renvoie à des énergies de quelques MeV/nuc. En particulier, si c'est bien ce mécanisme qui a lieu, le flux détecté doit être dans un état de charge bien particulier, correspondant à une ionisation simple (différent par cela des GCR – complètement ionisés – et des SEP). La deuxième propriété que doivent avoir ces noyaux est d'avoir la même composition que le milieu interstellaire. Tout cela a été vérifié par différentes expériences. Il faut remarquer un dernier point : la composante anormale de l'hydrogène est plus difficile à détecter car elle a la même charge dans les AC et les GCR. Sa mesure a quand même été rendue possible en tenant compte de sa variation avec le rayon héliosphérique (sondes VOYAGER).

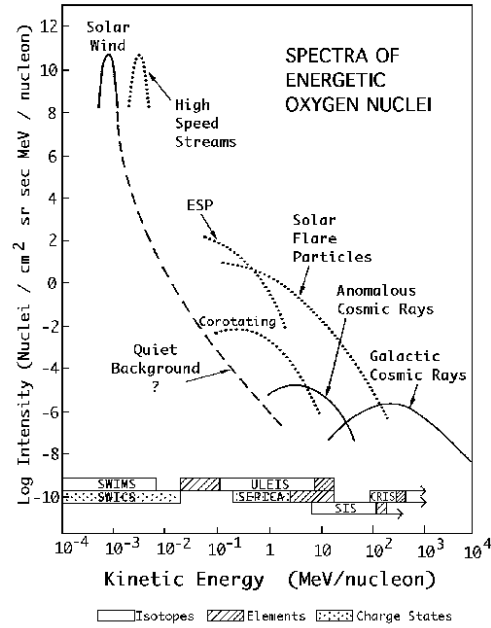


Figure 1.: Représentation des différentes composantes de flux détecté au niveau de la terre et gammes d'énergies pour lesquelles les différents modules embarqués sur l'expérience ACE prennent des mesures. ([http : /helios.gsfc.nasa.gov/ace/ace_s.cience.html](http://helios.gsfc.nasa.gov/ace/ace_s.cience.html))

2.2 La modulation solaire

Nous venons de voir qu'au-dessus de quelques centaines de MeV/nuc, les différents flux émis par le soleil étaient totalement négligeables par rapport au flux des rayons cosmiques Galactiques. Cependant, ils ont une influence indirecte par le biais du champ magnétique qu'ils transportent : c'est le *vent solaire*. Celui-ci est constitué d'un plasma complètement ionisé se déplaçant approximativement à $\sim 400 \text{ km s}^{-1}$ suivant la direction radiale. Comme c'est le cas dans la plupart des situations astrophysiques, les équations magnéto-hydrodynamiques décrivant ce fluide impliquent que le champ magnétique est *gelé* et qu'il suit donc la matière éjectée. Le soleil étant en rotation, nous obtenons une géométrie en spirales de Parker pour ce champ. Nous nous retrouvons donc ici avec un problème totalement similaire au problème de la propagation des rayons cosmiques dans la galaxie, mais avec une géométrie différente : lorsqu'ils rentrent dans la cavité solaire, les rayons cosmiques diffusent sous l'action du champ magnétique. Il faut aussi tenir compte de l'expansion adiabatique

du vent solaire. Tout ceci implique une redistribution des énergies des rayons cosmiques : c'est la modulation solaire. Elle a été étudiée en détail depuis la fin des années 50. Finalement, moyennant une approximation simple, le problème de la diffusion dans la cavité solaire se ramène formellement à une équation de Boltzmann sans collision dans un champ électrique radial. Ainsi, la modulation solaire peut s'exprimer en fonction d'un simple paramètre qui peut être interprété comme le potentiel électrique au niveau de la terre correspondant à un hypothétique champ électrique héliocentrique. C'est le paramètre de modulation pour l'approximation du *champ de force* ("Force-Field Approximation").

Avec cette approximation, le flux au niveau de la terre, dans la cavité solaire, est relié au flux interstellaire (hors de la cavité solaire dont la frontière est estimée se trouver à ~ 100 u.a.) par une relation simple. Cette relation nous apprend que la modulation solaire, qui peut varier entre $\Phi = 250$ MV (modulation minimum) et $\Phi = 750$ MV (modulation moyenne) sur une période de 11 ans (cycles solaires)⁵ est représentative de l'énergie moyenne perdue par le CR Galactique pour atteindre la terre. Pour un paramètre de modulation élevé, les CR ont de grandes difficultés à pénétrer dans la cavité solaire (ils perdent beaucoup d'énergie), et donc ceci veut dire que l'on ne peut pas mesurer le flux Galactique en dessous de quelques centaines de GeV par nucléon. Notons enfin que l'approximation du champ de force ne doit pas être utilisée pour des énergies ≤ 100 MV.

Encore une fois, l'existence de la modulation est cruciale pour les expérience satellite de tous types qui voient un flux ou un bruit de fond (c'est selon) multiplié par 2. C'est aussi un facteur limitant pour mesurer les flux Galactiques de très basse énergie qui sont intéressants à plus d'un titre (voir par exemple les antiprotons exotiques qui sont discutés dans le cours de Pierre Salati).

3. Le milieu interstellaire local (quelques centaines de pc)

Avant de passer à une description des caractéristiques générales de la Galaxie, il n'est pas inutile de se concentrer sur les quelques centaines de parsecs autour du soleil. C'est une zone importante puisque les noyaux radioactifs dont la durée de vie est de l'ordre de 10^6 ans parcourent justement à cause du caractère diffusif de la propagation des longueurs typiques de cet ordre. Nous y reviendrons plus loin.

⁵Elle est aussi décrite à l'aide de la quantité équivalente ϕ telle que $\Phi = |Z|\phi/A \sim \phi/2$ (pour les protons $\Phi = \phi$).

Le milieu interstellaire local (LISM) est la région située dans une sphère centrée autour du système solaire et de rayon ~ 200 pc. L'image communément acceptée (voir figure 2) est que le soleil est situé à la frontière d'un *nuagelet* chaud ayant une densité d'hydrogène $n_{\text{HI}} \sim 0.1 \text{ cm}^{-3}$ et une température $T \sim 10^4$ K; cette zone est appelée le *mouvement local* ("Local fluff" ou encore "Local Interstellar Cloud" – LIC). Autour d'elle, il existe probablement de nombreux autres petits

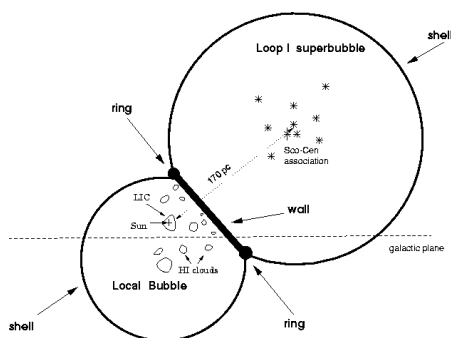


Figure 2.: Représentation schématique du LISM autour du système solaire (Breitschwerdt, D. et al; 2000, *A&A* 361 303).

nuages, mais le tout est plongé dans une région de densité anormalement basse par rapport au reste de l'ISM : c'est la *bulle locale* ($n_{\text{HI}} < 0.01 \text{ cm}^{-3}$ et $T > 10^5$ K) dont la dimension est au moins de 50 pc autour du soleil. Cette image est confortée par des simulations obtenues en faisant exploser une SN il y a moins de 10 000 ans. Cette bulle est elle-même en contact avec une autre superbulle bien connue (Loop I).

Il est bien sûr possible ensuite de raffiner cette description du LISM (mouvement du soleil dans le LIC, dans la bulle locale, champs magnétiques, composition, etc. . .). Ce que nous voudrions souligner, c'est que la géométrie présentée ci-dessus joue un rôle important pour les noyaux radioactifs. A l'aide d'ordres de grandeur sur le coefficient de diffusion, il est simple d'estimer la sphère explorée par un noyau radioactif (cet exercice sera refait plus loin). Pour le carbone 14, $l \sim 20$ pc, et pour les radioactifs classiques (béryllium, aluminium, chlore et manganèse), $l \sim 100 - 200$ pc. Nous voyons que pour le premier ceci correspond à la zone du LIC, alors que pour les autres, c'est la bulle locale qui est explorée. Or cette dernière étant sous-dense, la production des noyaux radioactifs y sera grandement affectée.

4. La Galaxie et le milieu interstellaire (quelques kpc)

Le Soleil se trouve à environ 8.5 kpc du centre de la galaxie spirale qu'on appelle Voie Lactée (rayon ~ 20 kpc). Les étoiles et le gaz sont contenus dans un disque mince, d'épaisseur $h \sim 200$ pc. Ce disque contient les étoiles, dont certaines ont évolué pour donner des supernovae, lesquelles laissent derrière elles des étoiles à neutrons que l'on peut observer en tant que pulsars. Le disque contient aussi du gaz sous plusieurs formes, neutre, ionisée et moléculaire. Il est principalement constitué d'hydrogène et d'hélium, avec une masse moyenne par atome de $1.4 m_p$. Enfin, l'activité stellaire crée un plasma qui entraîne avec lui les lignes de champ magnétique. Ce plasma s'échappe du disque Galactique et crée un *halo* ($\sim 5 - 10$ kpc) qui implique que les particules sont confinées dans une zone plus étendue que le disque.

Toutes ces composantes ont une structure complexe, qu'on peut décrire sur plusieurs échelles spatiales (mais qui reste en première approximation confinée à un disque mince). La densité moyenne d'étoiles varie radialement, avec une concentration plus forte dans les bras spiraux (~ 100 pc). La distribution de gaz devient inhomogène dès qu'on s'intéresse à des échelles inférieures à quelques centaines de pc, formant des nuages et des bulles sous-denses. En particulier, le système solaire se trouve dans une bulle sous-dense de rayon $\sim 100 - 200$ pc (voir ci-dessus). Enfin, le champ Galactique a lui aussi une composante régulière, ayant une structure analogue à celle des bras spiraux, et une composante inhomogène sur des petites échelles.

En vérité, la dynamique du gaz, du champ magnétique et des rayons cosmiques est tellement complexe qu'en première approximation, le traitement de la propagation tel qu'on le présentera plus loin pourra ressembler à une grossière plaisanterie. Il y a en effet quasiment équipartition de l'énergie entre ces trois composantes, ce qui donne lieu à des structures (trous, cheminées et fontaines Galactiques) liant la dynamique du gaz et du champ magnétique dans le disque et le halo. Ces points sont traités plus en détail dans un autre cours de cette école, mais pour ce qui nous concerne, il suffit de préciser que les modèles de propagation donnent de très bons résultats en se contentant de modéliser la galaxie avec deux zones, i.e. disque plus halo (ce résultat est en accord avec ce qui sort de simulations MHD complètes et complexes).

5. Les interactions

Pour les noyaux chargés, le traitement des interactions est relativement simple et ces dernières sont regroupées en deux classes : les pertes continues et les pertes catastrophiques. Débarrassons-nous tout d'abord

des premières. Les noyaux perdent de l'énergie (ils sont freinés) lors des interactions avec la matière du milieu interstellaire. Leur effet sur le spectre des CR est de repeupler les basses énergies. Cet effet est suffisamment important pour qu'on le prenne en compte dans les calculs de propagation, mais ne mérite pas spécialement qu'on s'arrête dessus des heures. Il est cependant important de préciser que si cette remarque s'applique aux noyaux chargés, les pertes continues sont fondamentales pour comprendre la propagation des électrons et positrons. Pour les pertes catastrophiques, il faut rentrer un peu plus dans le détail et nous allons faire un peu de physique nucléaire.

5.1 Les spallations

Les *spallations* jouent un grand rôle dans notre histoire. Ce terme désigne les réactions nucléaires qui peuvent se produire lorsqu'un noyau du rayonnement cosmique (le projectile N) interagit avec un noyau du milieu interstellaire (la cible C). Elles induisent un changement de composition du rayonnement cosmique et du milieu interstellaire. La probabilité par unité de temps qu'une réaction donnée donne les produits P est reliée par la section efficace de cette réaction

$$\frac{dP \{N + C \rightarrow P\}}{dt} = n_C v \frac{d\sigma \{N + C \rightarrow P\}}{dE}$$

Elle dépend de l'énergie du projectile. En toute rigueur, les produits de réaction ont une distribution en énergie, mais dans la plupart des cas, la réaction conserve l'énergie cinétique par nucléon. Les sections efficaces sont des éléments *cruciaux* pour la compréhension de la composition des noyaux cosmiques. Malheureusement, ce sont des quantités pas si bien connues expérimentalement (disons plutôt qu'elles sont assez bien connues, mais pas suffisamment pour la physique des rayons cosmiques).

Il est utile de rappeler qu'il y a deux quantités à distinguer : i) la section efficace de réaction (ou section efficace inélastique totale) indique la probabilité avec laquelle un noyau disparaît quand il interagit avec un noyau du milieu interstellaire. Elles sont assez bien connues (voir la figure, ci-dessous, pour leur tête typique) et ii) la section efficace de production qui est de loin la plus difficile à évaluer. En effet, pour la déterminer, il faut que l'ensemble des fragments produits par un noyau donné soient détectés. Les tables ci-dessous montrent un exemple de la fragmentation du Carbone, et quels noyaux produisent effectivement les isotopes du Bore et du Béryllium lors de la propagation.

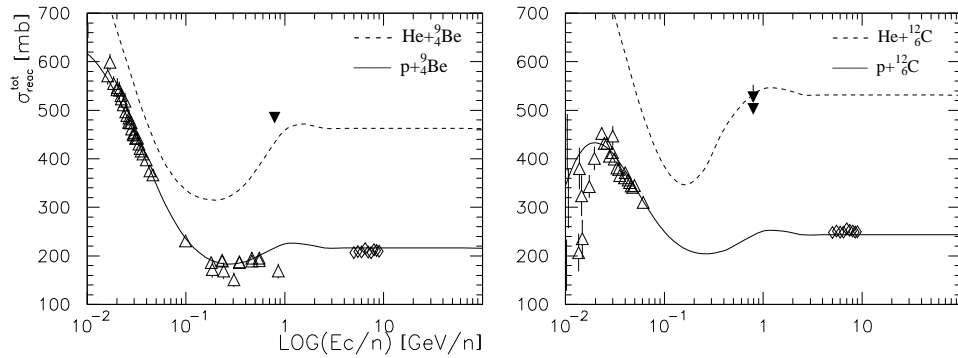
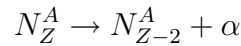


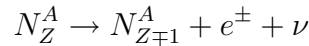
Figure 3.: *Section efficace inélastique totale*

5.2 Noyaux instables

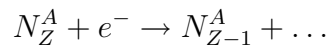
Certains noyaux peuvent se désintégrer spontanément, au bout d'un temps de l'ordre de leur temps de vie τ , en un noyau plus léger par émission d'un noyau d'hélium (désintégration α)



ou d'un électron ou d'un positron (désintégration β)



Il existe un troisième mode, la désintégration par capture électronique, qui a lieu par absorption d'un électron selon la réaction



Cette désintégration ne peut se faire que si un électron occupe la couche K du noyau (pour laquelle la probabilité de présence au niveau du noyau est appréciable), et donc que si le noyau se trouve dans un environnement riche en électrons. Le temps de vie effectif est déterminé par le temps de vie du couple noyau-électron, mais aussi par le temps nécessaire pour que le noyau capture un électron.

Il y a donc trois choses à avoir en tête :

- Certains noyaux se désintègrent spontanément, et seul un facteur de Lorentz élevé peut allonger leur durée de vie.
- Etant entendu que le temps moyen mis par un noyau entre le moment où il commence à se propager et le moment où il nous atteint est au moins de plusieurs millions d'années, les noyaux

Table 1.: (à gauche) section efficace de production isotopique pour la fragmentation de ^{12}C sur une cible de proton à une énergie de 3.66 GeV/n. (Adapté de Korejwo, A. et al; 1999, ICRC 26, OG 3.2.22)

Réaction $^{12}\text{C} + p$ \rightarrow	$\sigma_{prod} \pm \Delta\sigma_{prod}$ (mb)
^{11}C	29.2 ± 2.5
^{10}C	3.6 ± 0.5
^9C	0.24 ± 0.05
^{12}B	0.12 ± 0.05
^{11}B	27.7 ± 0.7
^{10}B	12.3 ± 3.0
^8B	0.44 ± 0.04
^{10}Be	4.2 ± 0.6
^9Be	6.7 ± 0.9
^7Be	10.1 ± 1.3
^9Li	0.25 ± 0.06
^8Li	1.47 ± 0.23
^7Li	12.5 ± 1.8
^6Li	19.8 ± 2.7
^6He	0.87 ± 0.31
^4He	$159 \pm 21.$
^3He	24.8 ± 3.2
^3H	$88. \pm 31.$
^2H	$138 \pm 41.$
^1H	$143. \pm 42.$

$\begin{matrix} \rightarrow \\ (p, He) \\ + \end{matrix}$	^{11}B (%)	^{10}Be (%)	^{10}B (%)	^9Be (%)	^7Be (%)
^{28}Si	-	1.7	-	1.9	1.9
^{24}Mg	2.3	2.7	2.5	3.0	3.1
^{20}Ne	2.1	2.6	2.2	2.8	3.0
^{16}O	20.3	20.0	23.0	21.7	22.7
^{15}N	3.2	5.5	1.1	4.2	2.9
^{14}N	5.4	5.0	5.6	5.5	5.7
^{13}C	4.2	1.2	1.2	2.9	1.9
^{12}C	56.9	22.8	44.8	26.5	27.9
^{11}B	-	30.6	16.1	15.6	9.5
^{10}Be	-	-	-	1.6	1.2
^{10}B	-	-	-	7.3	7.0
^9Be	-	-	-	-	6.9
Total	94.4	92.1	96.5	93.0	93.7

Table 2.: (à droite) liste de tous les noyaux du CR qui contribuent à plus de 1 % à la formation des éléments B et Be. Le calcul est réalisé à 1.8 GeV/n de la manière suivante : chaque noyau est propagé dans un modèle réaliste, et les flux obtenus sont utilisés pour pondérer les rapports de branchement des sections efficaces de production de B et Be. Ceci permet d'obtenir les réelles contributions des différents isotopes et de voir quelles sections efficaces sont les plus importantes du point de vue des RCs

ayant des temps de vie très inférieurs à cette durée n'existent pas du point de vue des cosmiques (ce sont des noyaux fantômes).

- Le cas de la capture électronique est particulier, car aux énergies considérées, les noyaux sont complètement ionisés. Cependant ils ont une faible probabilité d'attacher un e^- sur des échelles de temps du million d'années. C'est un bon moyen pour transformer un noyau qui se désintègre normalement en quelques secondes en

un noyau ayant une durée de vie de quelques Myr du point de vue du rayonnement cosmique.

Notons que pour les mesures de sections efficaces du point de vue des RCs, on doit sommer sur tous les fragments produits, stables ou métastables (ceci implique la connaissance de toutes les chaînes de réaction incluant tous les noyaux intermédiaires/fantômes avec des durées de vie courte, i.e. de la ms au kyr).

6. Bon...c'est quoi les CR Galactiques!!!

Ne nous affolons pas. Nous avons vu ce qu'ils n'étaient pas, avons discutés de l'endroit d'où ils venaient, où ils allaient et finalement ce qui pouvait leur arriver pendant leur long voyage, et en particulier à la fin de leur voyage. Tout ça mérite un petit résumé ne serait-ce que pour clarifier les idées et les points sur lesquels nous ne nous sommes pas étalés

Quelque part (partout), dans le disque, avec une certaine distribution radiale, voire angulaire, suivant les bras spiraux de la Galaxie, des noyaux de tout Z sont accélérés par certains mécanismes. Ceux-ci sont discutés dans un autre cours, mais sans vendre la mèche, on peut dire que c'est du processus de Fermi dans les ondes de choc liées à l'existence d'événements extrêmement violents : les supernovae. Sous l'effet d'un champ magnétique confinant le rayon cosmique dans un halo magnétique d'une hauteur de plusieurs kpc, les rayons cosmiques sont confinés dans la Galaxie (c'est ce que nous montrent par exemple les cartes radio, traceurs des électrons et du champ magnétique dans le halo). Sous l'effet d'une composante turbulente du champ magnétique, les noyaux diffusent (i.e. ils suivent des trajectoires erratiques) et mettent des millions d'années pour parcourir quelques kpc. Ils n'ont donc pas le choix : soit ils parviennent à se propager jusqu'à la Terre où ils pourront être détectés, soit ils finissent par sortir de la Galaxie, soit ils subissent des interactions qui les détruisent ou changent seulement leur énergie avant qu'ils soient détectés. Arrivés en proche banlieue, le vent solaire leur fait des misères et ne laisse pas passer les plus lents, mais c'est une étape que l'on peut complètement séparer de la discussion des modèles de propagation (nous n'en parlerons donc plus). Arrivés près de la terre, il reste à savoir à quel endroit ces cosmiques seront détectés, pour éventuellement tenir compte des effets géomagnétiques. Là aussi, c'est une discussion séparée.

Avant de rentrer dans la zoologie et l'éthologie du cosmique chargé, nous pouvons lister un ensemble choisi de questions qui se rapportent de près ou de loin aux mesures que nous allons discuter :

- Qu'est-ce qui est accéléré, où, comment et en quelles proportions ?

- Jusqu'à quel point les noyaux mesurés, les paramètres de propagation que l'on va déduire sont représentatifs du reste de la Galaxie et de ce qu'il s'est passé il y a des millions d'années?
- Les rayons cosmiques ont-ils encore aujourd'hui un intérêt pour l'astrophysique, pour la physique des particules, mais surtout pour la physique des rayons cosmiques?

Réponse à la fin du prochain épisode. . .

Troisième partie

Les observables du rayonnement cosmique : un modèle simple

Nous appellerons *Rayons Cosmiques de moyenne énergie* les noyaux atomiques⁶ qui se propagent dans la Galaxie avec des énergies comprises entre quelques centaines de MeV et quelques centaines de TeV. Ceci les oppose aux Rayons Cosmiques de basse énergie – pour lesquelles la composante issue directement du Soleil devient dominante – et à ceux de haute (ou ultra-haute) énergie pour lesquels le libre parcours moyen devient plus grand que la taille de la Galaxie, ce qui change drastiquement leur mode de propagation. Ceci les oppose aussi aux photons et aux électrons-positrons, que nous ne considérerons pas ici.

Il est très vraisemblable que ces noyaux qui composent les rayons cosmiques ayant des énergies comprises entre 1 GeV et quelques TeV ont été accélérées à ces énergies (nous dirons "créées" à partir de maintenant, car même si la particule existait déjà avant, c'est seulement après son accélération qu'elle acquiert le statut de Rayon Cosmique) au sein de notre galaxie. Nous appellerons *sources* les zones dans lesquelles cette accélération est susceptible de se produire, et par extension les objets astrophysiques qui en sont responsables. Par exemple, il a été proposé que les restes de supernovae soient les sites de l'accélération des rayons cosmiques. rayons cosmiques.

⁶Aux énergies considérées, ces noyaux ne sont accompagnés d'aucun électron.

7. Préambule

Il y a plusieurs manières de mesurer les flux de rayons cosmiques. On peut détecter directement les noyaux cosmiques, et dans l'idéal déterminer

- le type de noyau (A, Z) . Le nombre Z caractérise l'espèce chimique alors que le nombre A caractérise l'isotope. Il est plus difficile de séparer les isotopes pour les espèces lourdes, auquel cas on ne détermine que Z .
- son énergie. Cette information spectrale est cruciale : tous les effets ont des dépendances différentes en l'énergie et dans l'idéal, la donnée du spectre permet de démêler tous ces effets. Il convient de faire une remarque sur les *unités* utilisées dans ce domaine. Etant donné que les réactions nucléaires ont tendance à conserver l'énergie par nucléon, on trouvera souvent les spectres exprimés en fonction de l'énergie cinétique par nucléon $E_{c/nuc}$. Quand on s'intéresse à la propagation proprement dite, il est plus naturel de considérer la *rigidité* \mathcal{R} définie en fonction de l'impulsion p et la charge $Z|q_e|$ par $\mathcal{R} \equiv p/(Z|q_e|)$. On peut rappeler les relations relativistes

$$E^2 = p^2 + m^2 \quad , \quad E_{cin} \equiv E - mc^2 = (\gamma - 1)mc^2$$

$$\beta \equiv \frac{v}{c} = \frac{p}{E} \quad , \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$$

qui conduisent à

$$E_{c/nuc} \equiv \frac{E_c}{A} = (\gamma - 1) \frac{mc^2}{A}$$

$$\mathcal{R} = \frac{A}{Z|q_e|m} \sqrt{E_{c/nuc}(E_{c/nuc} + 2m/A)}$$

On peut noter que la plupart des noyaux ayant des Z/A similaires ($\sim 1/2$), des noyaux d'une énergie cinétique par nucléon donnée ont des rigidités par nucléon similaires.

- la direction de laquelle il semble provenir. Cette information directionnelle est intéressante à deux titres. D'une part on observe que la répartition des provenances est assez homogène sur le ciel, ce qui est une indication du caractère diffusif de la propagation, D'autre part la déviation par rapport à cette homogénéité, assez naturellement appelée *anisotropie*, donne des informations sur la distribution des sources et les caractéristiques de la diffusion.
- son temps d'arrivée. Aux énergies qui nous intéressent, l'information temporelle sert surtout à démêler les effets du vent solaire, qui peuvent varier sur une échelle de quelques mois.

On peut aussi chercher les traces laissées par les noyaux cosmiques, ou bien dans le ciel en cherchant les photons gamma qu'ils émettent quand ils interagissent avec la matière interstellaire, ou bien dans les échantillons de matière avec lesquels ils ont interagi (météorites, calottes glaciaires, sol lunaire).

8. Les observables

8.1 Les flux

Le spectre du rayonnement cosmique au-delà de quelques GeV/nuc se ramène à une simple loi de puissance en énergie,

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (1)$$

où γ est l'indice spectral qui prend trois valeurs pour les trois régimes différents observés (voir figure 4). Ce flux différentiel est exprimé en unité de⁷ $(\text{m}^2 \text{ sr s GeV/n})^{-1}$. Pour toute la gamme d'énergie, nous avons (ce qui correspond au rayonnement solaire n'est pas représenté sur la figure qui suit)

- 0.1 GeV/n – 10 TeV/n : les modèles d'explosion de supernovae plus propagation peuvent expliquer le spectre observé en $\gamma \sim -2.7$ pour tous les noyaux et ces cosmiques proviennent certainement de notre galaxie (flux ~ 1 particule $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ à 100 GeV/n).
- $10^{16} - 10^{18}$ eV : d'après les mesures les plus récentes, il y a un changement dans l'indice spectral γ qui passe de ~ 2.72 à ~ 3.22 autour de ~ 1 PeV (1 PeV = 10^{15} eV) . Ceci peut indiquer qu'un mécanisme d'accélération entre en jeu, soit au niveau galactique, soit au niveau d'un processus extra-galactique, ou encore que le processus de diffusion change de régime. L'objectif actuel du point de vue expérimental est de mesurer à la fois la position précise de ce coude, mais aussi la composition *après* le coude. Comme seuls les détecteurs de type atmosphérique font ces mesures (flux ~ 1 particule $\text{m}^{-2} \text{an}^{-1}$ à 10^{16} GeV), il est difficile de reconstruire la masse. Les données favorisent un enrichissement graduel des CR en éléments lourds, mais les barres d'erreur ne permettent pas d'exclure une composition similaire à celle des CR classiques. Du point de vue théorique, il semble que ce changement soit dû au

⁷Il faut parfois faire face à une subtilité supplémentaire qui consiste à exprimer l'énergie qui est à l'intérieur de la puissance en GeV ou en GeV/nuc. Ceci peut conduire à des facteurs de normalisation surprenants d'un papier à l'autre pour peu que l'on n'y prenne pas garde.

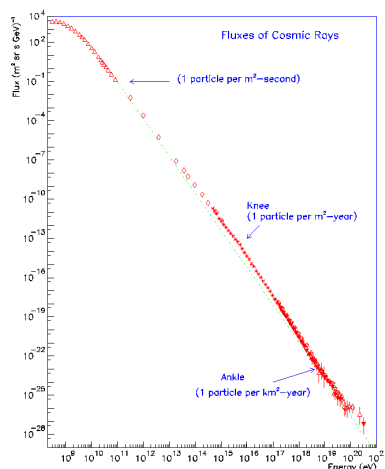


Figure 4.: *Les trois régimes en énergie pour la propagation des noyaux (Bat-tachargee, P. B. & Sigl, G ; 2000, Phys. Rept. 327 109).*

fait que les mécanismes d'accélération traditionnels par les SN deviennent inefficaces ; cependant, ceci pourrait aussi correspondre, de manière totalement fortuite, à la mise en route d'autres types de sources. De bonnes mesures sont donc cruciales pour distinguer les différents modèles.

- Au-delà de 10^{18} eV : c'est le deuxième coude du spectre, et les événements observés sont quelque peu problématiques (flux ~ 1 particule $\text{km}^{-2} \text{an}^{-1}$). Pour expliquer ces énergies ~ 10 EeV hors de portée de mécanismes à l'œuvre dans les SN, deux classes d'hypothèses sont en concurrence ;

1. Pas de nouvelle physique : accélération dans des objets exotiques de type noyaux actifs de galaxie (AGN). Contre cette hypothèse, il faut noter que ces objets sont assez éloignés et qu'il existe alors un effet appelé coupure GZK (perte d'énergie de ces noyaux par photoproduction de pions sur les photons du rayonnement de fond cosmologique à 3 K) qui limite à quelques \sim Mpc l'origine des noyaux chargés. La critique souvent faite à ces modèles est qu'il faut pousser jusqu'à leur extrême limite l'ensemble des paramètres intervenant dans le processus d'accélération.
2. Une nouvelle physique : pour éviter l'effet GZK, l'autre hypothèse est de faire appel à la désintégration de particules ultra-lourdes ($m_X \gg 10^{20}$ eV) situées dans le halo de notre

galaxie (solutions cosmologiques de type défauts topologiques ou particules reliques métastables).

Quoi qu'il en soit, à l'heure actuelle, personne ne sait vraiment ce que sont exactement ces événements détectés (noyaux, photons, etc...). Si les caractéristiques de la gerbe permettent en principe de discriminer entre un hadron et un photon, cette séparation est à la limite du pouvoir de résolution des instruments. Ceci limite d'autant plus les analyses du rayonnement UHECR (cf. cours de Marin Lemoine).

8.2 Les abondances

Oublions maintenant les très grandes énergies, et discutons de la composition des flux de noyaux observés. La figure 5 montre les charges les plus courantes du rayonnement cosmique galactique (GCR). Nous re-

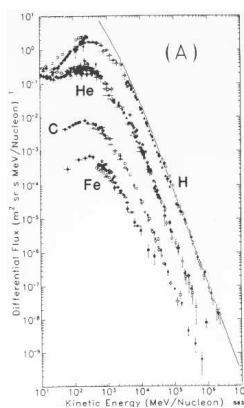


Figure 5.: *Spectre des principaux constituants des rayons cosmiques dans la gamme du GeV/nuc (Simpson, J. A. ; 1983, Ann. Rev. Nucl. Particle Sci. 33, 323).*

trouvons ces compositions présentes tout aussi bien au niveau du système solaire que dans le milieu interstellaire (ISM) et dans la galaxie en général – H : He : C : Fe = 10 : 1 : 0.1 : 0.01.

Les flux de nombreuses espèces chimiques ont été mesurés. C'est le fait que tous les noyaux n'ont pas la même histoire qui permet de tirer de l'information des données. On peut partitionner l'ensemble des noyaux selon plusieurs critères.

Primaires/secondaires Les sources produisent préférentiellement certains noyaux, alors que d'autres sont peu ou pas du tout produits

par ces sources. On appelle *primaires*⁸ ceux de la première catégorie et *secondaires* ceux de la seconde qui, même absents des sources, peuvent être produits par spallations sur le milieu interstellaire. En fait, il y a une grande variété de cas intermédiaires entre les primaires purs et les secondaires purs, l'origine d'une grande partie des noyaux étant mixte. La figure 6 présente une classification complète entre primaires, secondaires et mixtes pour l'ensemble des isotopes entre $Z = 3$ et 30.

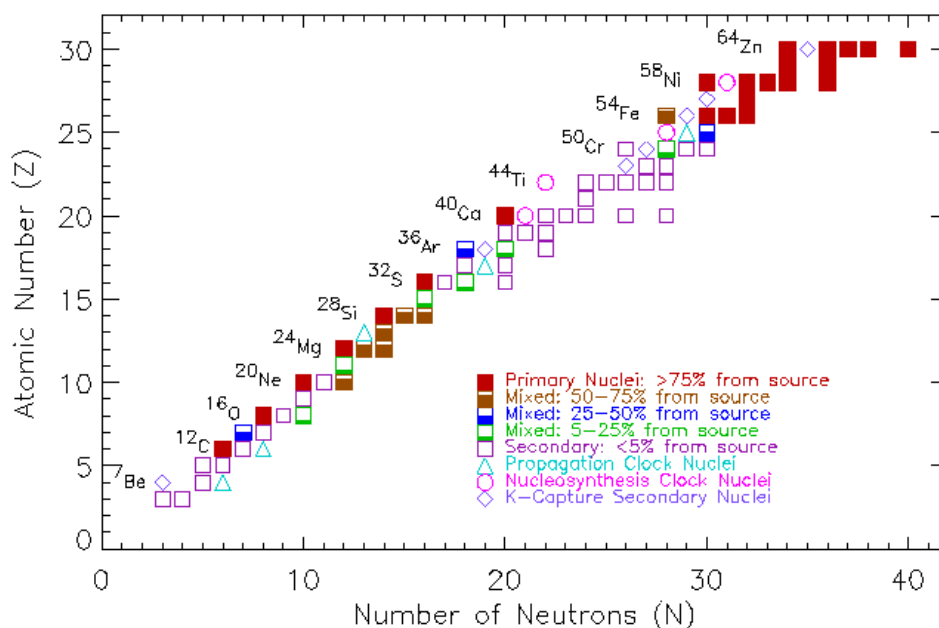


Figure 6.: Classification primaire-secondaire pour l'ensemble des isotopes $Z = 3 - 30$. ([http : /www.srl.caltech.edu/ACE/ACENews/ACENews_Archives.html](http://www.srl.caltech.edu/ACE/ACENews/ACENews_Archives.html))

8.3 Les rapports

Les espèces primaires principales sont les noyaux d'hydrogène, d'hélium, de carbone, d'azote, d'oxygène et de fer. Les secondaires étant toujours plus légers que les primaires, les espèces situées entre O et Fe

⁸Attention, il existe une autre distinction primaire/secondaire utilisée dans le contexte des détecteurs atmosphériques. On appelle alors primaire le noyau incident au sommet de l'atmosphère et secondaires toutes les particules qui sont créées en cascade lorsque ce primaire interagit avec l'atmosphère.

(on les appelle sub-Fe) sont des secondaires du Fe, et on peut étudier le rapport sub-Fe/Fe indépendamment des autres espèces. Ensuite, le CNO étant beaucoup plus abondant que le fer dans les sources, parmi les espèces secondaires légères (LiBeB), ceux issus du Fe sont négligeables devant ceux issus de CNO, et on peut étudier les rapports LiBeB/CNO indépendamment du groupe du fer. Enfin, pour une raison similaire, les protons, l'hélium et le deutérium, tritium et antiprotons peuvent être étudiés sans se préoccuper des noyaux plus lourds.

$(d, {}^3\text{He})/(p, {}^4\text{He})$, LiBeB/CNO et SubFe/Fe Les rapports secondaires/primaires sont particulièrement étudiés car ils caractérisent la propagation. Le rapport B/C est le mieux placé car c'est le mieux mesuré et c'est celui dont les sections efficaces sont le mieux connues. Nous pouvons voir la forme de ce rapport dans la figure qui suit (le rapport sub-Fe/Fe n'est pas radicalement différent).

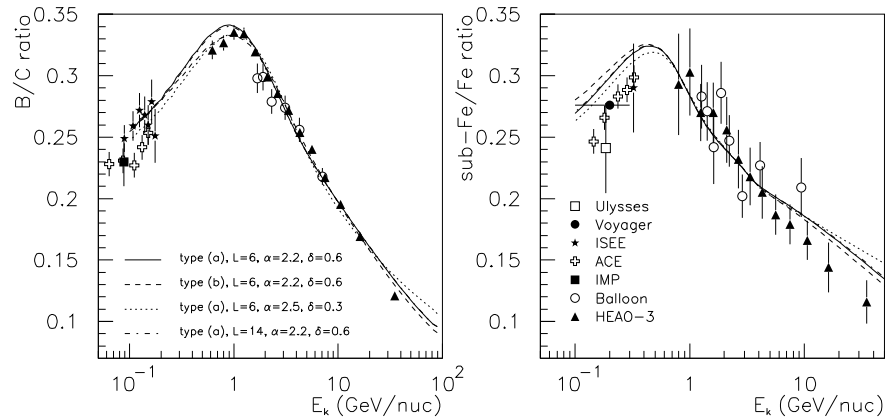


Figure 7.: *Rapports B/C et Sub-Fe/Fe mesurés.*

${}^{10}\text{Be}/{}^9\text{Be}$, ${}^{26}\text{Al}/\text{Al}$, ${}^{36}\text{Cl}/\text{Cl}$ La séparation isotopique des éléments dans les expériences est d'autant plus difficile que l'énergie est élevée. Les rapports en particulier des isotopes radioactifs sur l'ensemble des isotopes est très précieuse, car ces derniers se sont propagés beaucoup moins longtemps que les stables. Nous allons y revenir dans un instant.

9. Grammages et Leaky Box

9.1 Les RC ont traversé de la matière : grammages et PLD, ordres de grandeur

Définition du grammage Les noyaux des rayons cosmiques sont produits (accélérés) dans des sources galactiques, se propagent dans la Galaxie, puis certains d'entre eux sont détectés au niveau de la Terre. Parmi ceux-ci, certains interagissent avec le milieu interstellaire et forment de nouvelles espèces, par spallations. L'étude de certains rapports secondaires/primaires (notamment B/C), permet de déterminer la quantité de matière traversée x . Elle s'exprime en g/cm^2 , et représente la masse de matière qu'aurait ramassé un rayon cosmique au cours de son périple galactique si on l'équipait d'un filet de 1 cm^2 de surface.

Lien avec la composition des RC La section efficace de destruction du primaire σ permet alors de calculer la probabilité de réaction, et donc le nombre de secondaires produits (ainsi que le nombre de primaires ayant survécu). Des équations d'évolution

$$\frac{dN_p}{dx} = -\frac{\sigma_p}{m}N_p \quad \text{et} \quad \frac{dN_s}{dx} = +\frac{\mathcal{B}(p \rightarrow s)\sigma_p}{m}N_p - \frac{\sigma_s}{m}N_p$$

on déduit

$$N_p = \exp\left(-\frac{x\sigma}{m}\right) N_p^0$$

$$N_s = \left\{ \exp\left(-\frac{x\sigma_p}{m}\right) - \exp\left(-\frac{x\sigma_s}{m}\right) \right\} \frac{N_p^0 \sigma_s \mathcal{B}(p \rightarrow s)}{\sigma_s - \sigma_p}$$

où on a noté m la masse moyenne des atomes du milieu interstellaire, \mathcal{B} le rapport d'embranchement de la réaction particulière $p \rightarrow s$ et N_p^0 la densité de primaires initiale. Le rapport secondaire/primaire vaut alors

$$\frac{N_s}{N_p} = \left\{ \exp\left(\frac{x\sigma_s}{m} - \frac{x\sigma_p}{m}\right) - 1 \right\} \frac{N_p^0 \sigma_s \mathcal{B}}{\sigma_s - \sigma_p} \quad (2)$$

En utilisant des couples secondaires/primaires différents, on peut déterminer le grammage traversé pour plusieurs espèces⁹, et on trouve $x \sim 5 \text{ g}/\text{cm}^2$ pour la plupart des noyaux, à l'exception notable des noyaux lourds, en particulier ceux du groupe du Fer, pour lequel $x_{Fe} \sim 2 \text{ g}/\text{cm}^2$. Ceci est dû au fait que les noyaux lourds sont très sensibles aux spallations. Nous allons développer ce point dans un instant.

⁹Pour une introduction claire et détaillée, voir Longair (1994).

Distribution des grammages En fait, parmi tous les rayons cosmiques qui atteignent la Terre, tous n'ont pas traversé la même quantité de matière. La quantité x que donne (2) est le grammage moyen traversé par les RC, nous le noterons dorénavant \bar{x} . On introduit la distribution des grammages (PLD pour Path Length Distribution). Plus précisément, on appelle PLD la probabilité $\mathcal{P}_0(x)$ qu'un RC atteignant la Terre aurait de traverser une quantité de matière x si les spallations étaient éteintes. La distribution des grammages en présence de spallations (section efficace σ) vaut alors

$$\mathcal{P}_\sigma(x) = \mathcal{P}_0(x) e^{-\sigma x/m}$$

et on a la relation

$$\boxed{\bar{x} = \int_0^\infty x \mathcal{P}_\sigma(x) dx = \int_0^\infty x \mathcal{P}_0(x) e^{-\sigma x/m} dx} \quad \text{avec} \quad \boxed{1 = \int_0^\infty \mathcal{P}_\sigma(x) dx}$$

Pour les noyaux lourds, la moyenne \bar{x} est décalée vers les basses valeurs par le facteur exponentiel.

Remarque Les spallations affectent la densité

$$N_p(\sigma) = \int_0^\infty \mathcal{P}_0(x) e^{-\sigma x/m} dx \times N_p(\sigma = 0)$$

La densité, comme fonction de σ , est la *Transformée de Laplace* de la distribution des grammages $\mathcal{P}_0(x)$.

9.2 Confinement et échappement

En comparant la quantité de secondaires observée dans les rayons cosmiques (en particulier le rapport B/C) aux prédictions des modèles, on peut dégager les deux aspects fondamentaux suivants :

- La longueur λ d'un trajet nécessaire pour traverser un grammage x dans un milieu de densité ρ est donné par $\lambda = x/\rho$. Avec la densité du disque galactique (un atome d'hydrogène par cm^3), on trouve $\lambda \sim v\tau \sim 1$ Mpc. En comparant avec la taille typique de la Galaxie (~ 10 kpc), on voit que la trajectoire du RC dans la galaxie doit être assez repliée : les RC sont *confinés*.
- De plus, cette longueur est inférieure à la longueur typique au bout de laquelle la particule disparaît par spallation, $\lambda_{spal} = m/\sigma\rho \sim 100$ Mpc pour $\sigma = 100$ mb. Les rayons cosmiques peuvent s'*échapper*.

9.3 Leaky Boxes

Définition Un modèle de propagation des rayons cosmiques qui se respecte doit prendre en compte le confinement et l'échappement. Le moyen le plus simple de le faire conduit au modèle Leaky Box, la boîte qui fuit, dans lequel ces deux aspects sont modélisés simultanément par un terme de fuite

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau_e} \quad (3)$$

où τ_e est un paramètre appelé *temps d'échappement*. En régime stationnaire, on a alors

$$-\frac{N_i}{\tau_e} - \frac{N_i}{\tau_i} + \sum_j \frac{N_j}{\tau_{j \rightarrow i}} = q_i$$

où $\tau_i = 1/nv\sigma_i$ est le terme de destruction spallative.

Solutions simples Pour un primaire, cette équation se réduit à

$$-\frac{N_p}{\tau_e} - \frac{N_i}{\tau_i} = q_i \quad (4)$$

ce qui donne

$$N_p = \frac{q_p}{1/\tau_e + 1/\tau_p} \propto \frac{1}{1 + nv\sigma\tau_e}$$

A partir de (9.1), on en déduit après un petit calcul la distribution des grammages

$$\mathcal{P}_0(x) \propto \exp\left(-\frac{x}{\lambda_e}\right) \quad \text{et} \quad \langle x \rangle = \lambda_e$$

avec $\lambda_e = mnv\tau_e$. D'après ce qui précède, la mesure du grammage moyen traversé indique que $\lambda_e \sim 5 \text{ g/cm}^2$.

Dépendance en énergie En fait, le grammage moyen traversé dépend de l'énergie à laquelle on mesure les abondances relatives, et on trouve souvent dans la littérature la fonction $\lambda_e(E)$ dans le cadre du Leaky Box. On observe qu'à haute énergie, $\lambda_e \sim E^{-0.6}$. Comme les sections efficaces ne dépendent plus de l'énergie à grand E , le spectre d'un primaire et d'un secondaire (généralisé par ce même primaire) sont respectivement donnés par (en négligeant N_i/τ_i devant N_p/τ_e)

$$P = \bar{q}^j \times \tau_{esc} \quad \text{et} \quad S = \bar{q}^j \times \tau_{esc} \times \tau_{esc} \quad (5)$$

Comme on observe pour les primaires une pente de 2.6 – 2.8, cela signifie que la pente source est de 2.0 – 2.2. Le succès des modèles d'accélération est justement basé sur le fait qu'ils produisent ces pentes.

9.4 Les radioactifs et le temps d'échappement

Dans le cas d'une espèce radioactive, il faut ajouter un terme de décroissance dans l'équation de propagation, qui s'écrit alors

$$-\frac{N_i}{\tau_e} - \frac{N_i}{\tau_{\text{rad}}} - \frac{N_i}{\tau_i} + \sum_j \frac{N_j}{\tau_{j \rightarrow i}} = q_i$$

Pour simplifier l'écriture, considérons une espèce dont le temps de vie τ_{rad} est court devant les autres temps caractéristiques. On a alors

$$N_{\text{rad}} = q_{\text{rad}} \tau_{\text{rad}}$$

La densité ne dépend que du taux de production et du temps de vie, le noyau n'a pas le temps de se propager (ni de s'échapper ni de faire des spallations) avant de se désintégrer. Si on compare sa densité à une autre espèce qui est produite de façon similaire (par exemple en comparant les densités d'un secondaire radioactif et d'un secondaire stable issus d'un même noyau primaire), alors on peut déterminer τ_e . En effet,

$$\frac{N_{\text{rad}}}{N_{\text{stable}}} = \frac{\tau_{\text{rad}}}{\tau_e} + \frac{\tau_{\text{rad}}}{\tau_p}$$

Les radioactifs sont parfois appelés des horloges cosmiques : ils donnent un temps caractéristique τ_{rad} auquel on peut comparer τ_e . Avec les rapports observés, on trouve $\tau_e \sim 20$ Myr. En comparant avec λ_e , on s'aperçoit que les rayons cosmiques voient une densité du milieu interstellaire assez faible, de l'ordre de $n \sim 0.3 \text{ cm}^{-3}$, à comparer avec la valeur dans le milieu interstellaire galactique $n \sim 1 \text{ cm}^{-3}$. Il semble donc que les RC passent les 2/3 de leur temps dans une zone vide de matière, le *halo*.

9.5 Extraction des abondances sources \bar{q}^j

Un seul rapport secondaire sur primaire et un seul rapport radioactif secondaire sur secondaire nous ont permis de déterminer à la fois λ_{esc} et \bar{n} . Nous n'avons encore nulle part fait intervenir les abondances sources. L'équation 4 nous indique que l'ensemble des q^j peut être extrait itérativement par une comparaison aux flux des noyaux mesurés après propagation.

Maintenant que nous avons compris comment tout ceci fonctionnait, il n'est pas inutile de revenir sur la notion de primaire, de secondaire et comment les noyaux les plus abondants finissent par recevoir des contributions par un mécanisme de cascade de proche en proche. Regardons pour cela de plus près la figure 8 (le modèle de propagation choisi est un simple "Leaky-Box" sans pertes d'énergie).

Les abondances sources : en hachuré, nous avons représenté les abondances sources déduites des mesures du satellite ULYSSE normalisées arbitrairement à 100 pour le silicium. Nous pouvons déjà voir l'importance relative de tous les éléments jusqu'à $Z = 30$.

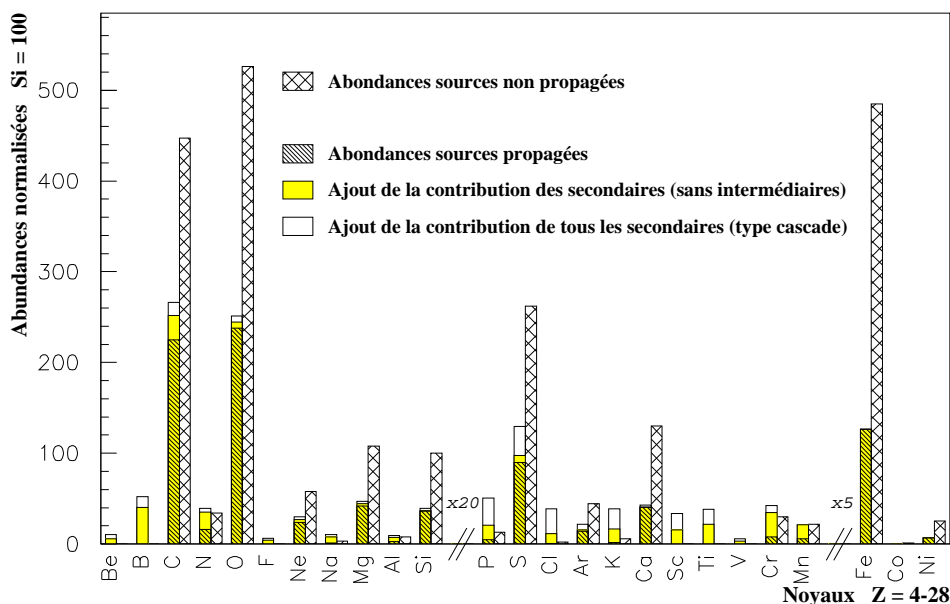


Figure 8.: Propagation des noyaux et importance des contributions secondaires et du traitement du type cascade à une énergie donnée (voir dans le texte pour le détail). L'échelle a été multipliée par 20 pour les noyaux allant de P à Mn, et par 5 pour les noyaux suivants.

Contribution primaire : les abondances sources sont propagées (traits parallèles) avec un coefficient d'échappement ayant une forme canonique tirée de la littérature. La première conclusion que nous pouvons tirer est que la propagation a un effet beaucoup plus sévère sur les éléments lourds ($Fe_{prop} \sim Fe_{source}/4$) que sur les éléments légers ($CNO_{prop} \sim CNO_{source}/2$). Ceci est un effet des sections efficaces de *destruction* (interactions sur l'ISM durant la propagation qui sont plus importantes pour les éléments lourds).

Contribution secondaire : les deux abondances restantes correspondent à la prise en compte des contributions des noyaux plus lourds que l'élément propagé. Par exemple, pour obtenir B, nous avons propagé l'abondance source associée, plus la contribution de C qui donne B par spallation sur le milieu interstellaire, puis $N \rightarrow B$, $O \rightarrow B$, etc. . . ceci jusqu'à $Z = 30$.

1. La deuxième conclusion à laquelle nous arrivons est qu'il existe dans les CR des espèces purement *primaires* (O-Ca-Fe) – contribution des abondances sources dominantes (traits parallèles) ; et d'autres qui sont purement *secondaires* (Be-B-Sc-Ti-V) – pour lesquels la contribution par spallation des noyaux plus lourds domine (grisé ou blanc). En fait, seuls les éléments plus légers que Si contribuent à BeB, ce qui nous permettra de *déconnecter* le problème des noyaux légers des noyaux plus lourds (nous l'avons dit avant, mais nous en voyons plus clairement la raison ici).
2. La différence entre la barre grisée et la barre vide, est que dans le second cas, nous n'avons pas seulement $C \rightarrow B + N \rightarrow B + O \rightarrow B + \dots$ mais $C \rightarrow B + (N \rightarrow B + N \rightarrow C \rightarrow B) + \dots$ c'est-à-dire que nous passons par toutes les étapes. La troisième conclusion qui ressort alors de cette figure est que la résolution doit être faite en partant du noyau le plus lourd, puis en déroulant le calcul jusqu'au noyau choisi (nous reviendrons aussi sur ce point plus tard).

Il ne faut pas perdre de vue que ce calcul est purement illustratif. En effet, les compositions isotopiques de chaque élément n'ont pas été prises en compte ni l'effet des pertes d'énergie.

9.6 Limitation du modèle

Cette modélisation pose plusieurs problèmes. Pour commencer, elle ne donne pas d'*explication* physique aux phénomènes de confinement et d'échappement, elle en fournit seulement une *description*. Il semblerait assez surprenant a priori que les processus physiques responsables de la propagation conduisent à une loi aussi simple que (3). Il se trouve qu'en bonne approximation, c'est le cas pour les espèces stables (nous le verrons plus loin), ce qui explique le succès du Leaky Box. Malgré ce succès, on peut avoir besoin d'aller au-delà de ce modèle, par exemple si on veut relier les propriétés de propagation des rayons cosmiques à celles de la Galaxie, comprendre l'origine de ces rayons cosmiques (quelles sont les sources ?) et les propriétés spatiales du RC (où sont les sources ? Comment varie la densité de RC avec la position dans la Galaxie ?), et étudier les espèces radioactives, pour lesquelles le Leaky Box n'est pas adapté.

L'approximation de stationnarité quant à elle sera aussi utilisée pour les modèles plus physiques, mais nous verrons quelques pistes dans la prochaine partie pour la dépasser (la prise en compte d'une dépendance en temps commence à devenir nécessaire, puisque des effets très fins commencent à être recherchés). Pour conclure, nous voyons que ce modèle simple (le Leaky Box) permet une analyse directe des mesures de flux

en fonction de trois paramètres (le temps d'échappement, la densité moyenne de matière et les abondances sources) et rend assez bien compte de plusieurs observations. En fait, nous allons voir que les modèles de diffusion que nous allons maintenant discuter sont toujours au moins aussi bons que les LBs, et permettent même d'aller au-delà. Ils présentent en plus l'avantage de faire apparaître les processus physiques de façon explicite, ce qui permettra notamment d'interpréter les résultats de futures expériences à *grande* statistique comme AMS dans un contexte plus réaliste.

10. Pour finir et élargir la discussion

Nous allons terminer en mentionnant deux points importants sur les noyaux à capture électronique : le premier effet est complètement décorrélé de la propagation (il se passe en amont) et le deuxième est lié à un mécanisme fin, i.e. la diffusion en énergie accompagnant la diffusion spatiale. Enfin, nous mentionnerons très brièvement d'autres directions qui sont liées aux rayons cosmiques chargés.

10.1 Délai nucléosynthèse/accélération

Lors de la nucléosynthèse stellaire, les éléments en bout de chaîne sont issus du groupe du fer (Ni, Co, Fe). A la fin de leur vie, certaines étoiles massives passent par une phase supernova. En particulier ces étoiles brillent par le biais de la désintégration de ^{56}Ni et de son noyau fils ^{56}Co qui se désintègre lui-même en ^{56}Fe (ces deux désintégrations produisent des raies γ à 0.847 et à 1.238 MeV et ont été observées lors de la supernovae SN 1987A dans le nuage de Magellan). Passée l'explosion initiale, il s'écoule du temps avant que l'accélération ne distribue le spectre à des énergies auxquelles la capture électronique est inefficace. Il faut alors distinguer les abondances produites en sortie d'étoile que nous nommerons $q_{SN}^{(-1)}$ des abondances $q_{CR}^{(0)}$ obtenues en fin de processus d'accélération et avant propagation. Ce sont elles qu'il faut propager pour comparer à ce qui est mesuré sur terre. Inversement, partant des rapports trouvés au niveau de la terre, il est tout aussi possible de remonter aux abondances $q_{CR}^{(0)}$ et de les comparer aux $q_{SN}^{(-1)}$ prédits par les modèles de supernovae. Le rapport $q^{(0)}/q^{(-1)}$ nous donne alors le temps qu'il s'est produit entre la nucléosynthèse et l'accélération.

$$q_{CR}^{(0)} = q_{SN}^{(-1)} \exp(-\Gamma_{EC} T_a) \quad (6)$$

où $\Gamma_{EC} = \ln(2)/t_{1/2}^{EC}$ est le taux de décroissance par capture électronique du noyau traceur considéré, et T_a est le temps écoulé jusqu'à l'accélération.

Ceci peut être appliqué à la triade Fe-Co-Ni, qui fournit les couples isobares $^{55}\text{Fe} - ^{55}\text{Mn}$, $^{56}\text{Ni} - ^{56}\text{Fe}$, $^{57}\text{Co} - ^{57}\text{Fe}$ et $^{59}\text{Ni} - ^{59}\text{Co}$. La figure 9, en application directe de la formule 6 illustre l'effet du temps d'accélération sur les abondances Ni-Co-Fe. Ce temps est de plus de 10^5 ans...

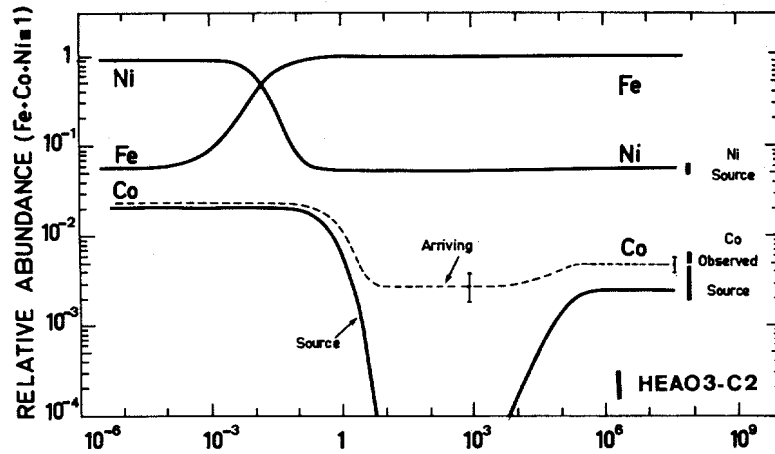


Figure 9.: Les abondances de Fe, Co, Ni produites dans les SN et leur évolution au cours du temps sont comparées aux abondances rétro-propagées de HEAO-3 (barres verticales). En pointillé est aussi donné le Co après propagation du Co source). L'axe des abscisses représente le temps écoulé entre la nucléosynthèse et l'accélération en années. Le comportement de Co s'explique d'une part par la désintégration de ^{57}Co (271.8^d) et plus tardivement par le repeuplement par la désintégration de ^{59}Ni (80^{kyr}). (Koch-Miramond, L. ; 1981, ICRC 17, 12 21)

10.2 Taux de réaccélération

Une fois accélérés, les noyaux se propagent en diffusant. Ils subissent également des pertes d'énergie et de la réaccélération. Il se trouve que les noyaux instables par CE peuvent fournir des informations sur ce dernier effet. Schématiquement, un noyau détecté à une énergie E a passé en réalité une grande partie de son temps à une autre énergie $E' < E$, pour laquelle l'effet de la capture électronique (qui a une forte dépendance en $E_{c/nuc}$) était différent. Le flux que l'on observe, pour ces noyaux instables par EC, a donc été modifié d'une façon qui dépend des caractéristiques de la réaccélération. La prise en compte des observations suivantes

- L'effet de la réaccélération décroît lorsque l'énergie augmente,

- La section efficace d’attachement d’un électron décroît lorsque l’énergie augmente et croît lorsque la charge augmente,
- La modulation solaire tue les cosmiques de trop basse énergie.

permet de montrer que la fenêtre optimale pour observer l’effet de la réaccélération se situe dans l’intervalle [50 MeV/n – 1 GeV/n] (énergie modulée), et que l’effet est maximum pour les noyaux les plus lourds. Le nombre de noyaux testables n’est en définitive pas immense. En étudiant les noyaux ^{51}Cr et ^{49}V , certains en ont conclu que le niveau de réaccélération était un gain de 100 MeV/nuc pour un noyau à 500 MeV/nuc.

L’importance de cet effet provient en partie de la difficulté à réconcilier l’observation d’un spectre de diffusion en 0.6 alors que les théories prévoient 1/3 comme ce qui est observé pour la turbulence solaire. La réaccélération permet ainsi en principe d’autoriser des pentes de diffusion plus faible. L’idée de la réaccélération a toutefois été utilisée pour la première fois dans le cadre des noyaux à capture électronique pour expliquer certaines anomalies au niveau de leurs abondances.

10.3 ...et encore!

Dans le désordre le plus total :

- les noyaux lourds et super-lourds ($Z > 30$) pour lesquels les données sont très rares et les sections efficaces de production sont assez mal connues;
- Abondance de certains isotopes (e.g. le ^{22}Ne) anormalement élevée par rapport aux abondances dans le système solaire, ce qui semble être la signature de sources de RC de type étoiles Wolf-Rayet présentant les mêmes excès (et qui accélèrent des noyaux via un vent solaire extrêmement important);
- les antinoyaux légers et lourds dont l’intérêt probable ou passé est discuté dans le cours de Pierre Salati;
- les noyaux autour du PeV qui sont discutés dans un autre cours;
- les électrons et positrons qui présentent la caractéristique singulière d’avoir une origine très locale (quelques centaines de pc aux alentours du GeV), étant donné qu’ils subissent des pertes d’énergie incroyables;
- comment les protons et électrons du CR donnent des γ aux alentours du GeV et quelle information supplémentaire ceci nous apporte...

Bref, il y a encore des kg de A&A à éplucher.

10.4 Des réponses...des questions

La quantité de matière traversée par un noyau de C ayant une énergie de 1 GeV/nuc vaut environ $x \sim 4.8 \text{ g cm}^{-2}$. Ces particules sont relati-

vistes, i.e. $v \sim c$, ce qui implique qu'ils ont passé dans le disque de matière (densité $n \sim 1 \text{ cm}^{-3}$) un temps $\tau = x/mnc \sim 3 \text{ Myr}$. Ce temps est très supérieur à celui qu'il faudrait à la particule pour traverser la Galaxie de part en part en ligne droite ($\sim 60 \text{ kyr}$) : les noyaux sont *confinés* dans une zone qui contient le disque. D'autre part, l'analyse des abondances relatives des isotopes radioactifs et non radioactifs de secondaires indique que le temps de confinement est en fait plus grand que 3 Myr, ce qui montre que la zone de confinement des noyaux est plus étendue que le disque. Ces mêmes radioactifs sont en réalité sensibles à la distribution du gaz localement, dans un rayon de quelques centaines de pc. Par ailleurs, une étude fine de la propagation montre qu'il est nécessaire de raffiner encore et encore les modèles (distribution réaliste du gaz, réaccélération, vent de convection). Dans un avenir sans doute assez proche, il faudra regarder de plus près la question d'un modèle non stationnaire, mais aussi la possibilité de diffusion anisotrope qui plus est dépendant de la position. Etant donné que les modèles actuels marchent relativement bien sans ces effets, on pourrait conclure que la propagation est bien comprise. Malheureusement, il y a trop de contradiction entre les paramètres que nous donnent les modèles effectifs et ce que nous donne la théorie.

En ce qui concerne les sources et les spectres, on sait que les noyaux ne sont pas accélérés directement, mais restent dans le milieu interstellaire plus de 10^5 ans avant de se faire balayer par les ondes de chocs et être accélérés. Le comportement spectral n'est pas encore complètement élucidé. La façon dont l'accélération agit (sur des grains, sur des particules thermalisées, sur des noyaux pré-accélérés) pour produire les abondances observées, n'est pas encore résolu non plus. Le problème majeur, c'est que l'on n'a toujours pas de signature directe des sites d'accélération des noyaux chargés. On sait par contre, qu'en dehors des supernovae comme synthétiseurs des éléments, il existe d'autres étoiles à fort vent solaire (les étoiles Wolf-Rayet) qui contribuent substantiellement au flux de certains isotopes. Pour finir, alors que les modèles d'accélération et les modèles de propagation vivaient jusqu'à maintenant leur petite vie chacun de leur côté, la situation va probablement aussi bientôt changer.

Quatrième partie

Les modèles de diffusion

La propagation des particules chargées dans la Galaxie est un phénomène complexe, car d'une part elles interagissent avec le champ magnétique Galactique, mais d'autre part elles l'affectent par leur présence. Du fait de ce couplage, il faut traiter le problème en utili-

sant les outils de la magnétohydrodynamique en considérant l'évolution simultanée du plasma de rayons cosmiques et du champ magnétique.

Cette approche est très lourde du point de vue technique, et on peut procéder en deux étapes. Dans un premier temps, on utilise la magnétohydrodynamique pour dériver la forme de l'équation de transport des rayons cosmiques. On obtient ainsi une équation de diffusion, dans laquelle apparaissent des effets supplémentaires : un vent convectif, des créations et destructions par spallations, de la réaccélération diffusive, des pertes par énergie et de la modulation solaire. Nous allons revenir sur chacun de ces points dans la suite. Malheureusement, l'équation de diffusion qu'on obtient dépend de plusieurs caractéristiques physiques de notre Galaxie et du milieu interstellaire qu'on ne connaît pas (degré de turbulence du plasma interstellaire, ...). On peut alors, dans un deuxième temps, adopter une approche phénoménologique et partir de l'équation de diffusion dans laquelle on choisit une modélisation des effets mal connus. Cette modélisation fait intervenir des paramètres qu'on tente de déterminer en comparant les prédictions – obtenues en résolvant cette équation de diffusion – aux observations.

C'est sur cette deuxième étape que nous allons maintenant nous concentrer.

11. Modèles de diffusion

11.1 Introduction

Situation simplissime Il semble établi que la propagation des rayons cosmiques d'énergie inférieure au PeV est de nature *diffusive*. C'est la diffusion qui est responsable du confinement et de l'échappement. L'équation de diffusion la plus simple est, en régime stationnaire,

$$K(E)\Delta N(\vec{r}, E) = q(\vec{r})Q(E) \quad (7)$$

où l'on a supposé dans le terme source que la dépendance spectrale était découplée de la dépendance spatiale (le spectre est le même pour toutes les sources). Dans un milieu infini sans bords, une source ponctuelle donne une densité

$$N_{\text{point}}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi K(E)r}$$

C'est le propagateur, et on peut montrer que la solution générale, toujours dans le cas infini sans bord, s'écrit

$$N(\vec{r}_0, E) = \frac{Q(E)}{K(E)} \iiint \frac{q(\vec{r}) d^3\vec{r}}{4\pi\|\vec{r} - \vec{r}_0\|}$$

On voit deux choses. Le spectre propagé est différent du spectre source, et la distribution spatiale des RC est différente de celle des sources, elle est dans ce cas simple lissée par un terme en $1/r$.

Les autres effets Il est probable que le volume dans lequel diffusent les rayons cosmiques soit limité dans l'espace. La *géométrie* du volume de diffusion peut avoir des effets importants, comme nous allons le voir plus loin (effet de L). De plus, il faut inclure dans l'équation (7) l'effet des spallations, ainsi que celui d'un vent convectif qu'on soupçonne d'être présent.

11.2 Un modèle de diffusion plus réaliste : disque mince + halo diffusif

La Galaxie Nous allons présenter quelques résultats dans le cadre d'un modèle simplifié de Galaxie. On peut modéliser la Galaxie comme un disque de rayon $R \sim 20$ kpc contenant les sources de rayons cosmiques et la matière interstellaire (la masse contenue dans les étoiles n'a pas d'influence sur les RC). La hauteur sur laquelle se distribue cette matière est de l'ordre de 200 pc, et dans la plupart des situations, on peut négliger cette épaisseur et considérer un disque infiniment fin de densité de surface $\Sigma = 6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ (c'est-à-dire une densité volumique d'une particule par cm^3 intégrée sur une épaisseur de 200 pc), ce qui avec une masse moyenne de $1.4m_p$ donne une densité de masse surfacique de $6 M_\odot \text{ pc}^{-2}$ ou $1.3 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^{-2}$. C'est de l'ordre de grandeur de la densité de masse surfacique d'une feuille de papier ordinaire ($6 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^{-2}$). On considère de plus un halo de diffusion qui s'étend de part et d'autre du disque, jusqu'à une distance L . Enfin, on considère un vent convectif dirigé de part et d'autre du disque, avec une norme et une direction constante $\vec{V}_c = \pm V_c \vec{u}_z$.

L'équation de diffusion La densité obéit à une équation du type

$$K \Delta N_i - \frac{\partial(V_c N)}{\partial z} - n(\vec{r}) v \sigma_i N_i + n(\vec{r}) v \sum_j \sigma_{i \rightarrow j} N_j = q(\vec{r}, E) \alpha_i \quad (8)$$

Si on connaît la distribution $q(\vec{r}, t)$ et la composition α_i des sources, la géométrie du volume de diffusion, les propriétés de la diffusion (K) et la distribution de matière $n(\vec{r})$, alors on peut espérer obtenir la densité $N_i(\vec{r}, t)$ de toutes les espèces.

11.3 Intermède technique

Nous présentons ici la méthode standard pour résoudre l'équation de diffusion en géométrie cylindrique.

Résolution de l'équation de diffusion l'équation de diffusion se résoud simplement en développant la densité sur une base de fonctions orthogonales particulières :

$$g_i(r) : r \rightarrow J_0\left(\zeta_i \frac{r}{R}\right)$$

où J_0 est la fonction de Bessel de première espèce et d'ordre 0 et où ζ_i est le i -ème zéro de cette fonction. Toute fonction f peut alors s'écrire,

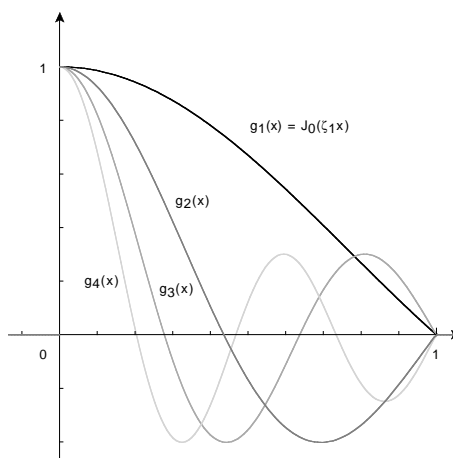


Figure 10.: Les premières fonctions du développement de Fourier-Bessel.

entre 0 et R , comme

$$f(r) = \sum_i f_i J_0\left(\zeta_i \frac{r}{R}\right) \quad \text{avec} \quad f_i = \frac{2}{J_1^2(\zeta_i) R^2} \int_0^R r J_0\left(\zeta_i \frac{r}{R}\right) f(r) dr$$

La densité d'un primaire stable, d'un secondaire stable issu d'un stable et la distribution des sources s'écrivent¹⁰

$$\boxed{N_{\text{prim}}(r, z = 0) = \sum_i \frac{q_i}{A_i} J_0\left(\zeta_i \frac{r}{R}\right)}, \quad \boxed{N_{\text{sec}}(r, z = 0) = \sum_i \frac{q_i}{A_i^2} J_0\left(\zeta_i \frac{r}{R}\right)} \quad (9)$$

¹⁰Il y a des formes plus compliquées pour des instables ou des stables issus de la désintégration d'un instable, mais ceci dépasse largement l'ambition de cette introduction.

$$q(r) = \sum_i q_i J_0 \left(\zeta_i \frac{r}{R} \right) \quad (10)$$

avec

$$A_i = 2K \left\{ \frac{1}{r_{\text{sp}}} + \frac{1}{r_w} + S_i \coth(S_i L) \right\}, \quad S_i = \sqrt{\frac{1}{r_w^2} + \frac{\zeta_i^2}{R^2}} \quad (11)$$

et

$$r_w = \frac{2K}{V_c} \quad \text{et} \quad r_{\text{sp}} = \frac{2K}{\Sigma \sigma v} \quad (12)$$

On voit mieux ce qui se passe dans le cas de diffusion pure :

$$N(r, z=0) = \sum_i \frac{Rq_i}{2K\zeta_i} J_0 \left(\zeta_i \frac{r}{R} \right) \quad \text{à comparer à} \quad q(r) = \sum_i q_i J_0 \left(\zeta_i \frac{r}{R} \right)$$

La diffusion agit comme une fonction de transfert qui tue les contributions ayant un i élevé : c'est un filtre passe-bas, qui gomme les variations sur des petites échelles spatiales. Ceci correspond à l'idée intuitive de la diffusion, qui étale toute variation brusque. L'échappement, le vent et les spallations jouent plutôt sur les grandes échelles spatiales. On peut

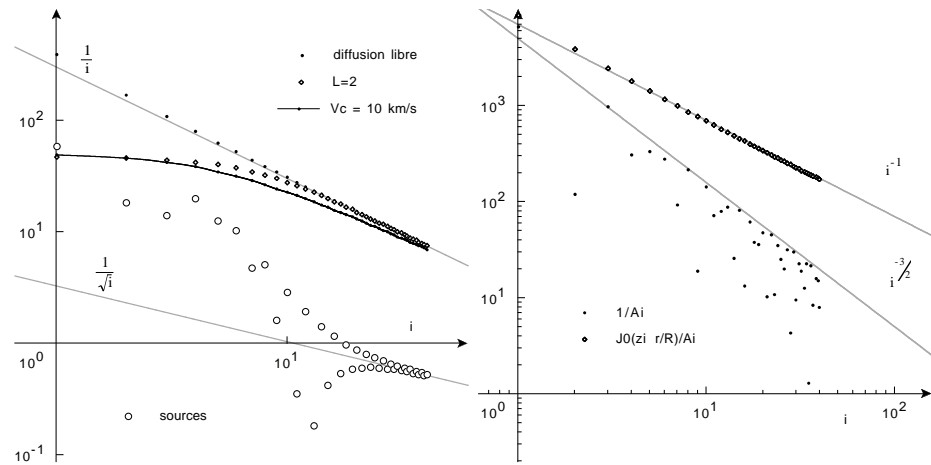


Figure 11.: Les coefficients de Fourier-Bessel et leur filtrage par diffusion. A gauche, les coefficients $|q_i|$ de la source et leur filtrage $1/A_i$ sont montrés dans différents cas, à droite le comportement à grand i est mis en évidence : la série converge car les termes sont en $1/i^2$, dont $1/i$ vient du A_i , $1/\sqrt{i}$ du $J_0(\zeta_i r/R)$ et $1/\sqrt{i}$ du terme source.

remarquer que si la distribution des sources est assez lisse, les q_i seront donnés pour les grandes valeurs de i par le cas $q = cte$, c'est-à-dire

$$q_i \stackrel{i \gg 1}{\sim} \frac{2q}{J_1^2(\zeta_i)} \int_0^R r J_0\left(\zeta_i \frac{r}{R}\right) f(r) dr = \frac{2q}{\zeta_i J_1(\zeta_i)} \sim \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{2q(-1)^i}{\sqrt{\zeta_i}}$$

Nous allons maintenant détailler les différents effets, en considérant un coefficient de diffusion

$$K(\mathcal{R}) = K_0 \beta \left(\frac{\mathcal{R}}{1 \text{ GV}} \right)^\delta$$

avec $\delta = 0.5$ pour fixer les idées¹¹. Nous allons aussi écrire la source sous la forme $q_i(E) = q_i Q(E)$, en considérant une distribution en anneau (représentée en gras sur les figures suivantes)

$$q(r) \propto r^2 \exp \left\{ -3.3 \left(\frac{r}{R_\odot} - 1 \right) \right\}$$

11.4 L'échappement par les bords du halo

Commençons par ne prendre en compte que l'échappement par les bords de la boîte. On a alors (eq. 10 et 12 avec $1/r_{\text{sp}} = 1/r_w = 0$)

$$N(r, z = 0) = \frac{Q(E)}{K(E)} \sum_i \frac{Rq_i}{2\zeta_i} \tanh\left(\frac{\zeta_i L}{R}\right) J_0\left(\zeta_i \frac{r}{R}\right) \quad (13)$$

La figure 12 montre N en fonction de r pour différentes valeurs de L , ainsi que le rapport $N(E)/Q(E)$, qui indique la quantité par laquelle il faut multiplier le spectre source pour obtenir la densité. On voit sur la courbe de gauche que la densité décroît quand L diminue. En fait, quand L est petit, on peut approximer la tangente à son argument pour les premiers termes de la somme (ceux qui contribuent le plus), ce qui donne

$$N_i \sim \frac{q_i L}{K}$$

Ceci explique deux choses. D'une part la densité est en $Q(E)/K(E)$, ce qu'on voit bien sur la figure, avec la pente de $N(E)/Q(E)$ en $\mathcal{R}^{-\delta}$ à haute énergie et $\mathcal{R}^{-1-\delta}$ à basse énergie (à cause du β dans K). D'autre part, la densité ne permet de déterminer que le rapport K/L , mais pas un des deux paramètres pris séparément.

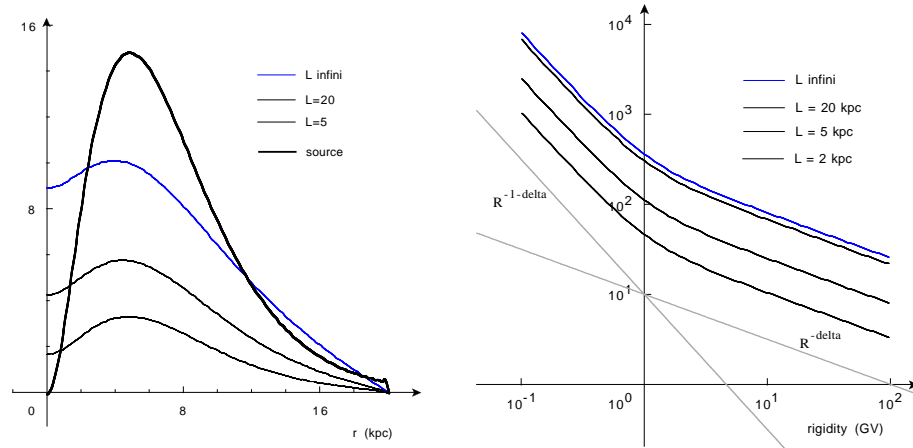


Figure 12.: *Effet de L sur la distribution spatiale (gauche) et spectrale (droite) des primaires. A droite est représenté $N(E)/Q(E)$.*

11.5 Le vent

En ne considérant que l'effet du vent, on a

$$N(r, z = 0) = \frac{Q(E)}{K(E)} \sum_i \frac{q_i}{V_c/K + \sqrt{V_c^2/K^2 + 4\zeta_i^2/R^2}} J_0\left(\zeta_i \frac{r}{R}\right)$$

Il apparaît deux régimes. A petit V_c/K , on retrouve la diffusion pure et à grand V_c/K , la densité suit beaucoup mieux le profil des sources. Cette grandeur a la dimension de l'inverse d'une distance, et Jones (1978) introduit $L^* \equiv K/V_c$, en notant qu'en gros, cette grandeur joue le rôle d'une taille de halo effective. Les cosmiques qui diffusent jusqu'à la hauteur L^* ont très peu de chances de revenir vers le disque. En effet, un cosmique arrivant à une hauteur z mettrait un temps $t_{\text{back}} \sim z^2/K$ pour revenir vers le disque en diffusant, et pendant ce temps le vent lui fait parcourir une distance $d \sim V_c t_{\text{back}}$. Dès que $z \gtrsim L^*$, on montre facilement que $d > z$, c'est-à-dire que l'effet du vent est assez fort pour que le cosmique ne revienne jamais vers le disque.

Notons que l'effet du vent sur le spectre est différent de celui de L , car la taille effective L^* dépend de l'énergie (via K), contrairement à L .

On voit sur la figure que l'effet du vent est en effet de rendre la distribution radiale plus proche de celle des sources. Tout se passe alors

¹¹La valeur $1/3$, correspondant au spectre dit de Kolmogorov, est parfois préférée pour des raisons théoriques.

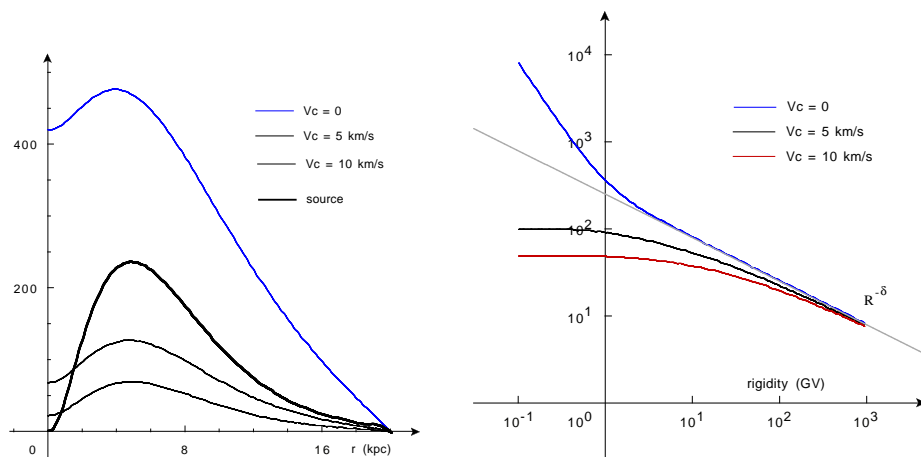


Figure 13.: Effet du vent sur la distribution spatiale (gauche) et spectrale (droite) des primaires. A droite est représenté $N(E)/Q(E)$.

comme si on avait un coefficient de diffusion effectif qui ne dépend plus de l'énergie à basse énergie. C'était une des raisons originales pour considérer le vent galactique dans la propagation des RC (Jones 1979).

11.6 Les spallations

A titre indicatif, nous montrons l'effet des spallations, en supposant que la section efficace ne dépend pas de l'énergie (ce qui est faux). A basse énergie, K est faible et le terme $\Sigma\sigma v$ domine dans A_i , ce qui explique le comportement en $1/\mathcal{R}$ qu'on observe sur les courbes. En fait, quand K est petit, le terme de diffusion peut être négligé dans l'équation de diffusion et on a

$$N \sim \frac{q}{\Sigma\sigma v}$$

11.7 Tout ensemble

Les effets que nous venons d'introduire ont des dépendances en énergie différentes, et la mesure des spectres doit permettre de déterminer les paramètres de diffusion. Les effets du vent et des spallations se font surtout sentir à basse énergie.

11.8 Les pertes d'énergie et la réaccélération

Plusieurs phénomènes peuvent conduire à un changement d'énergie des RC au cours de leur propagation :

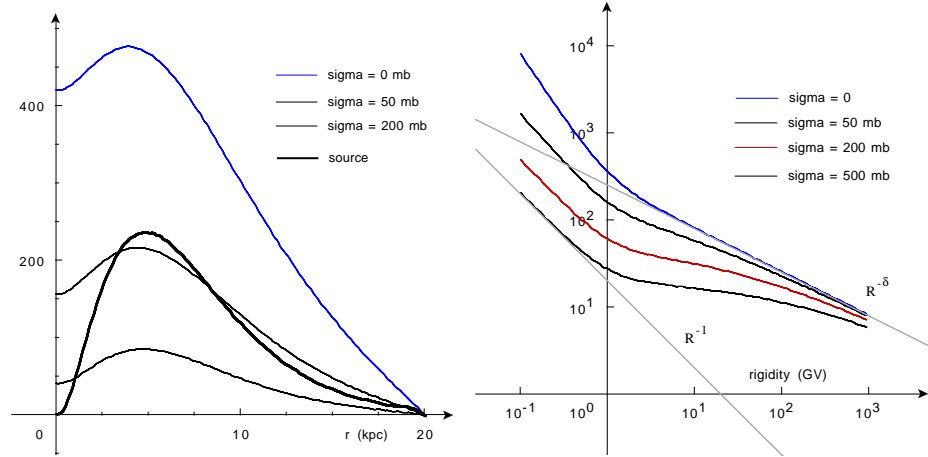


Figure 14.: *Effet des spallations sur la distribution spatiale (gauche) et spectrale (droite) des primaires. A droite est représenté $N(E)/q(E)$.*

- L’interaction du RC avec le milieu interstellaire : pertes coulombiennes si la cible est un ion, pertes par ionisation si c’est un atome,
- l’expansion adiabatique due à une variation de vent galactique. Dans le modèle du disque mince avec un vent discontinu, on peut évaluer cet effet de la manière suivante (voir Jones 1979 pour les détails). Un terme supplémentaire apparaît dans l’équation de diffusion, qu’on peut estimer en supposant un spectre $N \sim E^{-\gamma}$. Dans le cas où le spectre varie plus rapidement que $K(E)$, on montre que

$$\frac{1}{3} \frac{\partial V_c}{\partial z} \frac{\partial}{\partial E} (EN) \sim \frac{2(1-\gamma)}{3} V_c \delta(z) N$$

C’est un terme de type spallation, équivalent à $\sigma \sim V_c/v\Sigma \sim 0.05$ mb.

- La réaccélération diffusive,
- La modulation solaire, lors de l’entrée du RC dans la cavité solaire (perte d’énergie).

Nous n’allons pas écrire ici les équations correspondantes. Notons simplement que ces effets sont d’autant plus importants que le spectre a une pente élevée. La réaccélération diffusive est un phénomène de diffusion dans l’espace des énergies, qui tend à augmenter l’énergie des particules tout en adoucissant la pente du spectre. Notons finalement que les pertes d’énergies sont fondamentales pour comprendre la propagation

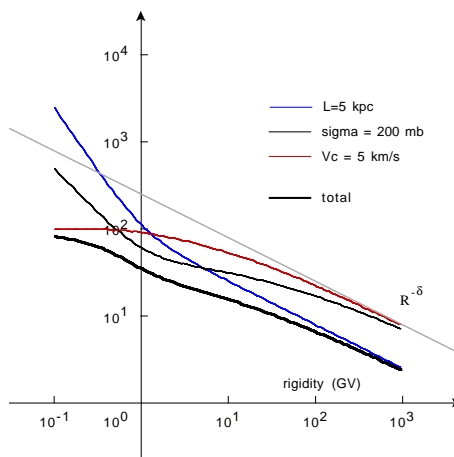


Figure 15.: *Effets séparés et combinés du vent, de l'échappement et des spallations sur la distribution spectrale des primaires, plus précisément sur $N(E)/Q(E)$.*

des électrons et des positrons. Ces particules légères peuvent d'ailleurs, dans une certaine mesure, être traitées comme des espèces instables (en considérant qu'elles ont "disparu" quand elles ont perdu trop d'énergie).

11.9 Le cas des espèces instables

Généralités Plusieurs espèces sont instables et peuvent se désintégrer spontanément (processus β) ou en capturant un électron au préalable (capture électronique). Parmi les premiers, certains ont des temps de vie assez longs pour se propager sur des distances astronomiques, mais assez courts pour que leur désintégration ait un effet sur la composition des RC. Les instables par β^- sont

$^{10}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{B}$	1.51 Myr
$^{14}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N}$	5.73 Myr
$^{60}\text{Fe} \rightarrow ^{60}\text{Co} \xrightarrow{\beta} ^{60}\text{Ni}$	1.5 Myr

Solution pour un radioactif Pour une espèce instable, la densité s'écrit encore

$$N(r, z = 0) = \sum_i \frac{q_i}{A_i} J_0 \left(\zeta_i \frac{r}{R} \right)$$

avec cette fois, en notant $\tau = \gamma\tau_0$ le temps de vie,

$$A_i = 2K \left\{ \frac{1}{r_{\text{sp}}} + \frac{1}{r_w} + S_i \coth(S_i L) \right\} \quad \text{et} \quad S_i = \sqrt{\frac{1}{r_w^2} + \frac{\gamma\tau_0}{K} + \frac{\zeta_i^2}{R^2}}$$

L'allure générale du spectre est assez similaire à celui dû aux spallations,

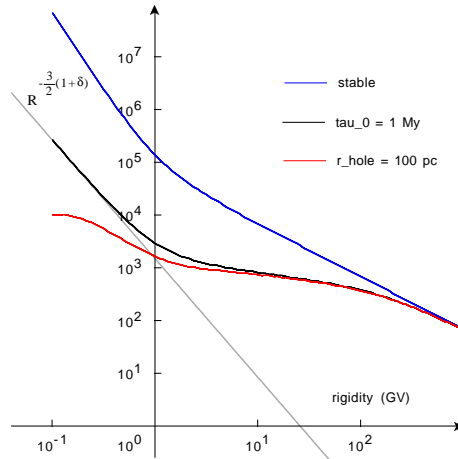


Figure 16.: *Effet du temps de vie fini et de la distribution locale sur la distribution spectrale des secondaires $(N(E)/q(E))$, pour $\tau_0 = 1 \text{ Myr}$. L'influence d'une bulle locale de 100 pc de rayon est aussi montrée (voir plus loin).*

dans les deux cas c'est un terme destructif proportionnel à la densité. Aux hautes énergies, il se comporte comme un stable à cause du facteur de dilatation des temps. Aux basses énergies, il n'est plus sensible qu'à K , car il se désintègre avant d'avoir eu le temps d'être affecté par les spallations, le vent, ou d'avoir atteint les bords du volume de diffusion. Dans ce dernier cas, l'équation de diffusion se réduit à

$$\frac{K}{r^2} \frac{d}{dr} \left\{ r^2 \frac{dN}{dr} \right\} - \Gamma N = q(\vec{r})$$

dont la solution est donnée dans le cas général par

$$N = \int q(\vec{r}') \frac{e^{-\sqrt{\Gamma/K}r}}{4\pi K r} d^3\vec{r}' \quad (14)$$

soit dans le cas d'une distribution homogène (en intégrant sur r entre 0 et ∞), respectivement bi- et tri-dimensionnelle

$$N_{2D} \propto \frac{q}{\sqrt{KT}} \quad \text{et} \quad N_{3D} \propto \frac{q}{\Gamma} \quad (15)$$

L'utilisation habituelle des radioactifs Il est courant d'étudier ensemble deux isotopes produits lors de la spallation d'un même parent, dont l'un est instable. Si on appelle σ_{stable} et σ_{rad} les sections efficaces de production respectives, et si on note N_{parent} la densité du parent, alors la densité de l'espèce stable s'écrit, en introduisant t_{moyen} , le *temps moyen* que les rayons cosmiques arrivant sur Terre passent dans la zone contenant la matière,

$$N_{\text{stable}} \propto \sigma_{\text{stable}} t_{\text{moyen}}$$

Par contre, la densité de l'espèce instable sature à la valeur

$$N_{\text{rad}} \propto \sigma_{\text{rad}} \tau$$

dès que $t_{\text{moyen}} \gg \tau$, car tous les radioactifs qui pourraient être plus vieux que τ se sont désintégrés. Du coup, on peut calculer le rapport entre stable et instable

$$\frac{N_{\text{rad}}}{N_{\text{stable}}} \sim \frac{\sigma_{\text{rad}}}{\sigma_{\text{stable}}} \times \frac{\tau}{t_{\text{moyen}}}$$

Ce type de rapport est souvent utilisé dans la littérature. Il est assez intéressant du point de vue expérimental, car les deux noyaux ont des caractéristiques assez proches, ce qui permet de s'affranchir d'un certain nombre d'erreurs systématiques. En général, il est déduit de t_{moyen} la taille du halo de diffusion. Il y est en effet sensible, comme le montre la figure (17) (pour $\tau_0 = 1$ Myr).

Une remarque sur t_{moyen} Ce temps est différent du temps de résidence des RC dans la Galaxie et de l'âge moyen des rayons cosmiques qu'on détecte. Pour se convaincre que pour commencer, ces deux derniers temps sont distincts, considérons une situation d'école dans laquelle tous les RC de la Galaxie proviennent d'une source unique située à 100 pc du Soleil. L'âge moyen est très court, c'est le temps qu'il faut pour diffuser sur 100 pc, alors que le temps de résidence peut être très long, si le halo est gros. Le temps t_{moyen} sera inférieur à l'âge moyen si les RC passent beaucoup de temps dans le halo.

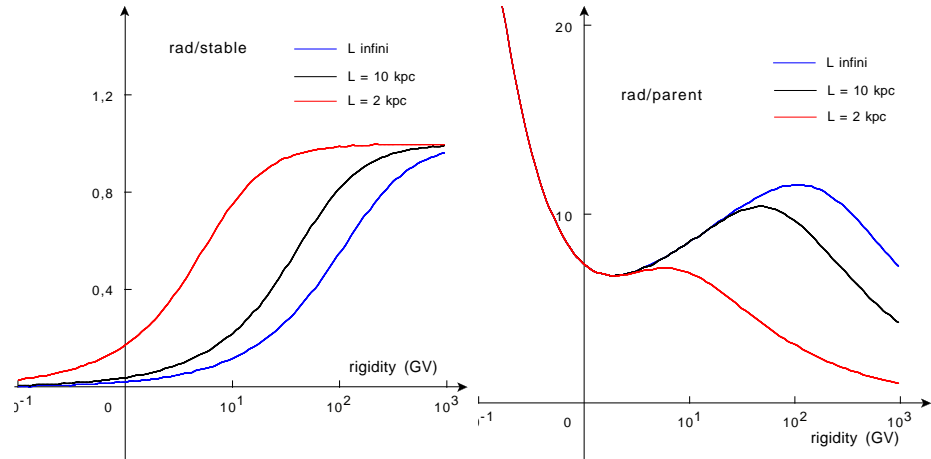


Figure 17.: *Effet de L sur le rapport rad/stable (à gauche). Ce qui est représenté est $(N_{\text{rad}}/N_{\text{stable}})/(\sigma_{\text{rad}}/\sigma_{\text{stable}})$. Avec $\tau_0 = 1$ Myr, les courbes donnent en fait $1/t_{\text{moyen}}$ en Myr^{-1} . A droite, on voit que le rapport rad/parent ne dépend pas de L à basse énergie : le radioactif se propage dans un milieu dont il ne voit pas les bords.*

Les rapports rad/parents En fait, d'après ce qui précède, il apparaît plus judicieux d'étudier les rapports rad/parent, qui ne sont sensibles qu'aux propriétés locales de la propagation. Plus précisément, l'expression (15) dans laquelle la densité de source q est en fait la densité du primaire susceptible de donner le radioactif en question, montre que ce rapport permet de déterminer K . Les courbes des figures (17) et (18) représentent ce rapport en fonction de L , puis en fonction de V_c et K_0 pour $L = 10$ kpc. On voit nettement la non dépendance en L (figure 17, courbe de droite) aux basses énergies et la faible dépendance à V_c (figure 17, courbe de gauche). Aux plus hautes énergies, le facteur de Lorentz augmente la durée de vie des instables, qui se comportent alors comme des stables, ce qui se traduit par un écart entre les différentes courbes de la partie droite de la figure (17). Par contre, et comme pouvait le laisser penser l'expression (15), le rapport rad/parent est très sensible à la valeur de K (figure 17, courbe de droite), et peut être utilisé pour le déterminer ou au moins le contraindre. Il faut noter que la prise en compte des pertes d'énergie associées au vent et de la réaccélération peut rendre ces conclusions moins nettes, même si la tendance générale n'est pas changée.

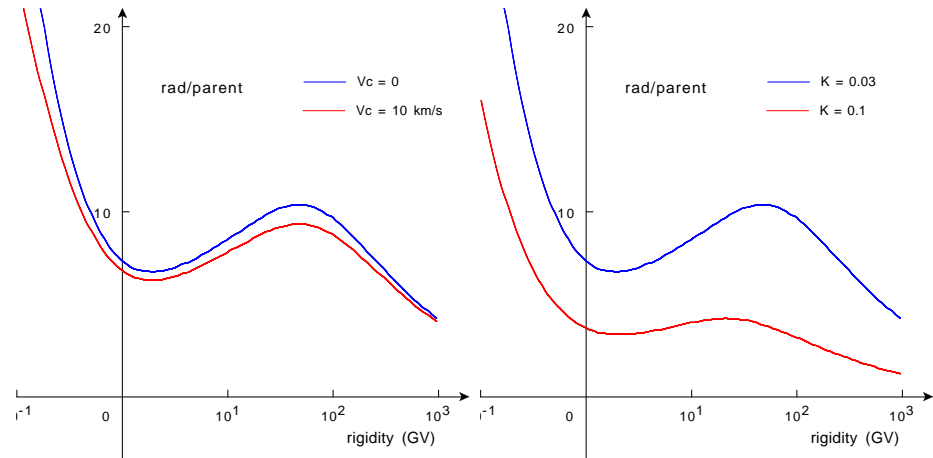


Figure 18.: *Effet de V_c (à gauche) et K (à droite) sur le rapport rad/parent. L'effet du vent est assez faible (si on néglige les pertes adiabatiques qui doivent lui être associées), alors que celui de K est assez important.*

Des sondes pour le milieu local La portée d'une source de RC instables est limitée à $\sim l_{\text{rad}} \equiv \sqrt{\gamma\tau_0 K}$. Il est assez clair alors que si le milieu interstellaire local est inhomogène sur cette échelle spatiale, le flux de radioactifs va s'en ressentir. Par exemple, si on est dans une bulle locale de rayon $r_{\text{hole}} = 100$ pc, alors en calculant l'intégrale (14) en excluant cette bulle, on arrive à (voir la fig. 16)

$$N_{\text{rad}}(r_{\text{hole}}) = N_{\text{rad}}(r_{\text{hole}} = 0) \times \exp\left(-\frac{r_{\text{hole}}}{l_{\text{rad}}}\right)$$

Il est absolument indispensable de prendre cet effet en compte pour les radioactifs tels que $l_{\text{rad}} \lesssim r_{\text{hole}}$. En considérant un coefficient de diffusion réaliste $\sim 0.03 \text{ kpc}^2 \text{ Myr}^{-1}$, nous obtenons un effet non négligeable qui est donné dans le tableau 3 ci-dessous. Les flux de radioactifs sont montrés ci-

Espèces	τ_0 (Myr)	l_{rad} (pc)	κ
^{10}Be	2.17	351	0.57
^{26}Al	1.31	273	0.48
^{36}Cl	0.443	159	0.28

Table 3.: *Facteur d'atténuation $\kappa \equiv \exp(-r_{\text{hole}}/l_{\text{rad}})$ dû à la bulle locale.*

dessous pour un modèle sans et avec sous-densité locale. C'est une figure purement illustrative, car il serait un peu compliqué d'entrer ici dans les détails. Notons que seul le flux d'Aluminium semble poser un problème au

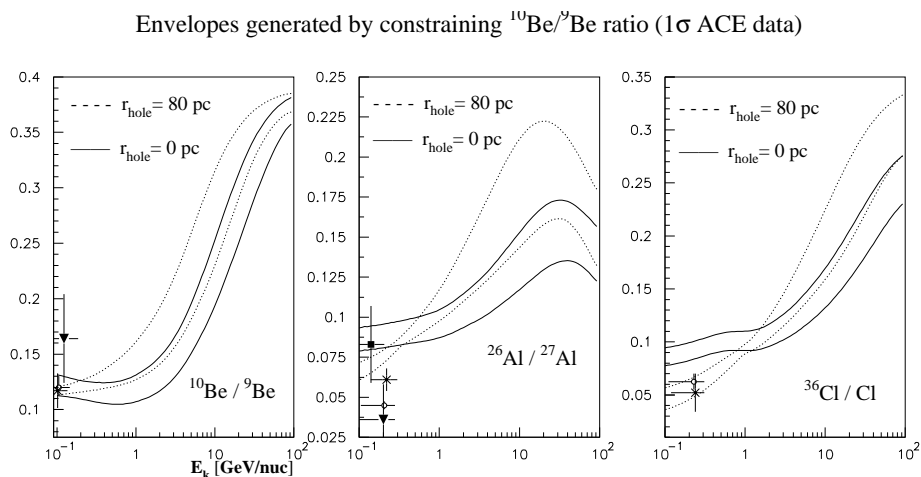


Figure 19.: *Rapports des isotopes radioactifs dans le cas de l'existence d'une bulle locale.*

vu de cette hypothèse. Il a été suggéré très récemment que cela pourrait provenir d'une surestimation de sa section efficace de production.

11.10 Détermination des paramètres de diffusion

Tous les noyaux ne sont pas sensibles à ces effets de la même façon. Tout d'abord, leurs sections efficaces de destruction sont différentes et donc ils ne sont pas sensibles de la même façon aux spallations. Ensuite, les noyaux ayant une durée de vie courte ne sont pas sensibles à l'échappement car ils se désintègrent avant d'avoir eu la moindre chance d'atteindre les bords. Enfin, les primaires et les secondaires ne sont pas aussi sensibles à la diffusion, ces derniers diffusant deux fois, d'une certaine manière (les primaires qui leur ont donné naissance ont déjà dû diffuser depuis la source). Potentiellement, l'ensemble des spectres de tous les noyaux contiennent énormément d'information sur la Galaxie, sur la diffusion et sur les sources. En étudiant plus particulièrement certains types de rapports, on peut espérer tirer une partie de cette information des données.

- B/C et sub-Fe/Fe : comme tous les rapports secondaire/primaire, ils donnent des informations sur le grammage moyen vu par le primaire. Comme le Fe est beaucoup plus sensible aux spallations

que C, il explore un volume galactique plus petit que C, et nous informe sur la structure *locale* de la distribution de matière.

- \bar{p}/p : C'est aussi un rapport secondaire/primaire, et on peut montrer que les modèles dont les paramètres sont déduits de B/C donnent des rapports \bar{p}/p en très bon accord avec les observations.
- Espèces radioactives : Le volume exploré par ces espèces peut être très faible, et on peut espérer en tirer des informations sur la structure très locale de la Galaxie, comme l'existence et les propriétés, le cas échéant, d'une bulle locale.

11.11 La distribution des grammages dans les modèles de diffusion – Lien avec le Leaky Box

La technique des tranches pondérées Nous avons négligé les processus qui modifient l'énergie des RC (pertes d'énergie, réaccélération). Sous cette approximation, et en supposant de plus que les spallations se font à énergie par nucléon fixée, l'équation précédente est valable à chaque énergie par nucléon. On peut montrer que sous ces hypothèses, on peut séparer le problèmes en deux parties indépendantes : propagation et réactions nucléaires, en utilisant la technique des *tranches pondérées*. Pour cela, on introduit la distribution des grammages $G(\vec{r}, t, x)$ (une version plus élaborée du $\mathcal{P}_0(x)$ introduit au début, en ce sens que G dépend maintenant de \vec{r} et t) en écrivant

$$N_i(\vec{r}) = \int_0^\infty G(\vec{r}, t, x) f_i(x) dx \quad \text{avec} \quad \frac{df_i}{dx} = -\frac{\sigma_{i \rightarrow X}}{m} f_i + \sum_j \frac{\sigma_{j \rightarrow i}}{m} f_j$$

En insérant cette expression dans l'équation de diffusion (8), on obtient

$$\int_0^\infty \frac{\partial G(\vec{r}, t, x)}{\partial t} f_i(x) dx + K \int_0^\infty \Delta G(\vec{r}, t, x) f_i(x) dx + vmn(\vec{r}) \int_0^\infty G(\vec{r}, t, x) \frac{df_i}{dx} dx = q(\vec{r}, t) \alpha_i \quad (16)$$

Une intégration par parties conduit à

$$\frac{\partial G(\vec{r}, t, x)}{\partial t} + K \int_0^\infty \Delta G(\vec{r}, t, x) f_i(x) dx - vmn(\vec{r}) \int_0^\infty \frac{dG(\vec{r}, t, x)}{dx} f_i(x) dx + vmn(\vec{r}) G(\vec{r}, t, 0) f_i(0) = q(\vec{r}, t) \alpha_i \quad (17)$$

Si on pose comme conditions initiales

$$vmn(\vec{r}) G(\vec{r}, t, 0) = q(\vec{r}, t) \quad \text{et} \quad f_i(0) = \alpha_i \quad (18)$$

alors la fonction G (qui ne dépend pas de l'espèce) et vérifie une équation de diffusion généralisée sans spallations

$$\boxed{\frac{\partial G(\vec{r}, t, x)}{\partial t} + K \Delta G(\vec{r}, t, x) - v m n(\vec{r}) \frac{\partial G(\vec{r}, t, x)}{\partial x} = 0} \quad (19)$$

Interprétation physique On aurait pu écrire directement cette équation, en introduisant le terme supplémentaire décrivant la variation de la distribution des grammages dans les régions où se trouve la matière. En effet, dans une région de densité n et en oubliant les autres effets

$$\begin{aligned} \frac{\partial G(\vec{r}, t, x)}{\partial t} &= v m n(\vec{r}) G(\vec{r}, t, x - dx) - v m n(\vec{r}) G(\vec{r}, t, x) \\ &= -v m n(\vec{r}) \frac{\partial G(\vec{r}, t, x)}{\partial x} \end{aligned}$$

Cette fonction compte la quantité de matière traversée par un RC atteignant le point \vec{r} .

Comparaison avec le Leaky Box En particulier on peut déterminer expérimentalement la distribution des grammages au niveau du Soleil, soit $G(\vec{r}_\odot, t = 0, x)$. On peut donc en déduire l'évolution du grammage moyen avec l'énergie, et comparer avec des résultats exprimés en termes de Leaky Boxes. Dans le cas général, on peut montrer (Jones) que la distribution des grammages donnée par les modèles de diffusion sont de la forme (voir le complément dans ce cours pour un exemple explicite)

$$G(\vec{r}, x) = \sum_{i=1}^{\infty} G_i(\vec{r}) \exp\left(-\frac{x}{x_i}\right) \quad (20)$$

On peut aussi montrer que pour les espèces stables, cette fonction est proche d'une simple exponentielle, c'est-à-dire que le modèle ressemble en tout point à un Leaky Box (ce n'est pas le même en tout point, cependant!), d'où le succès des LB. Dans le cas d'un disque infini de densité constante, on trouve un résultat assez simple

$$\boxed{\lambda_e \sim m \Sigma \frac{vL}{K} = 10^{-3} \text{g/cm}^{-2} \times \frac{vL}{K}} \quad \text{et} \quad \boxed{\tau_e \sim \frac{L^2}{K}}$$

11.12 Les approches de type cascade et numériques

La séparation précédente en une partie astrophysique et une partie nucléaire est bien pratique pour comprendre ce qui se passe, mais elle n'est qu'approchée. Elle devient inadéquate quand on considère les processus qui changent l'énergie des RC. Il faut alors s'attaquer directement à la résolution de l'équation de diffusion.

L'approche "cascade" de cette équation est basée sur la remarque suivante : la spallation d'un noyau donné ne crée pas de noyau plus lourd. Le plus lourd des noyaux $N^{j_{\max}}$ n'a donc pas de composante secondaire, et on peut calculer sa densité indépendamment des noyaux plus légers. Le noyau suivant $N^{j_{\max}-1}$ n'a de contribution secondaire que de $N^{j_{\max}}$, dont on vient de dire qu'on peut le calculer. On a donc accès aussi à $N^{j_{\max}-1}$. On peut dérouler le calcul de cette façon, en calculant les densités des noyaux par ordre décroissant de masse. Cette méthode a l'inconvénient qu'il faut refaire le calcul dès qu'on change un paramètre de diffusion. D'un autre côté, elle est assez facile à mettre en œuvre, et avec des modélisations analytiques assez simples des différents effets, on peut exprimer de façon analytique la relation entre les densités de tous les noyaux.

Si on veut une description fine du milieu interstellaire, de la distribution des sources, et du phénomène de diffusion, l'approche cascade conduit à des équations qu'on ne peut résoudre que de manière numérique. C'est la voie adoptée par Strong et collaborateurs.

11.13 Un mot sur la physique nucléaire en jeu

Les calculs de propagation des RC font intervenir les sections efficaces de réaction à des énergies supérieures à ~ 100 MeV. Dans la limite des grandes énergies, ces sections efficaces deviennent constantes et sont relativement bien connues. Par contre, autour du GeV/nuc, la situation est beaucoup plus floue. Les données expérimentales sont rares, anciennes, et ne suffisent pas à calibrer les modèles. Au niveau théorique, c'est aussi le domaine d'énergie où les modèles sont le moins développés. . . Les incertitudes d'origine nucléaire sont encore grandes (10 %). A titre d'illustration, mentionnons que ce n'est qu'en 1998 qu'une incohérence persistante entre des mesures de B/C et de sub-Fe/Fe a été comprise (Webber et al. 1998), grâce à de nouvelles mesures de sections efficaces.

12. Au-delà des hypothèses de continuité et stationnarité

Le flux de RC est créé par une multitude de sources, probablement reliées supernovae. De notre point de vue, on peut considérer que ces événements ont lieu de manière aléatoire, c'est-à-dire que leur position

\vec{r}_i et leur age t_i sont des variables aléatoires. Le flux est alors donné par

$$\mathcal{N}(\vec{r}_0) = \sum_i N(\vec{r}_i, t_i, \vec{r}_0) \quad (21)$$

Si les sources sont assez proches les unes des autres et assez fréquentes, on peut approcher cette somme par une intégrale et écrire

$$\mathcal{N}(\vec{r}_0) \approx \int d^2\vec{r} \int dt N(\vec{r}, t, \vec{r}_0) \quad (22)$$

C'est le modèle stationnaire dont nous venons de parler. On peut remettre en question la validité de cette hypothèse, en se demandant quelles sont les différences entre les prédictions physiques de (21) et de (22). Deux types d'effets sont à prévoir :

- la discrétude temporelle pourrait impliquer des variations temporelles de flux ; il se trouve que de telles variations ont été mises en évidence, sur une échelle de quelques Myr.
- La discrétude spatiale pourrait changer la distribution des grammages, en abaissant l'importance des faibles grammages. Cet effet a été proposé par Lezniak & Webber (1979) pour expliquer une apparente anomalie de la distribution des grammages.

12.1 Quelles sources contribuent au flux actuel ?

Parmi toutes les sources de rayons cosmiques présentes dans la Galaxie, certaines (les plus lointaines) contribuent très peu au flux local. Il est possible de déterminer la contribution $\mathcal{P}(\mathcal{S})$ de toute partie du disque \mathcal{S} au flux local. Pour cela, on peut tirer profit de la linéarité de l'équation de propagation et calculer le flux $\mathcal{F}(\mathcal{S})$ que la seule source \mathcal{S} produirait dans le voisinage solaire. La contribution relative de la source \mathcal{S} est alors simplement donnée par

$$\mathcal{P}(\mathcal{S}) = \frac{\mathcal{F}(\mathcal{S})}{\mathcal{F}(\mathcal{D})}$$

où $\mathcal{F}(\mathcal{D})$ représente le flux total, dû à l'ensemble des sources situées dans le disque \mathcal{D} . On peut interpréter $\mathcal{P}(\mathcal{S})$ comme la probabilité qu'un noyau détecté dans le voisinage solaire ait été émis dans la surface \mathcal{S} . On peut alors chercher les plus petits contours englobant les sources qui contribuent pour une fraction donnée, par exemple 90 %, du flux total.

12.2 Conséquences

Sans aller plus loin, nous signalons quelques conséquences de la "portée" finie de la diffusion :

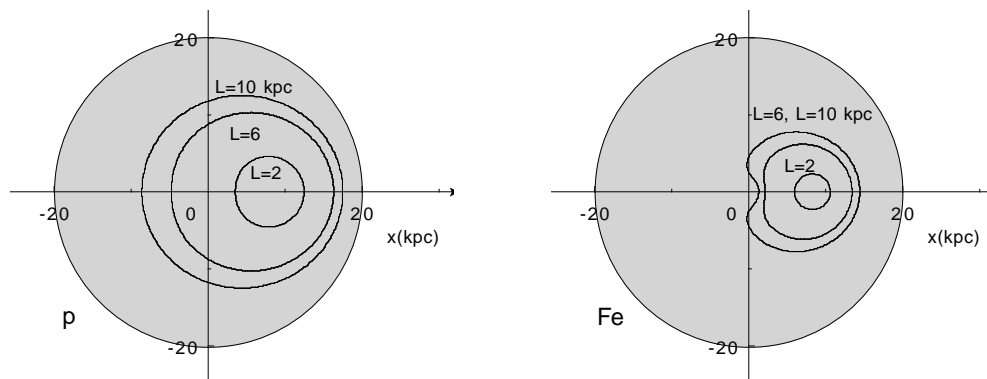


Figure 20.: Contours contenant les sources dont 99 % des RC détectés sur Terre sont issus, pour plusieurs valeurs de L , pour des protons (à gauche) et des noyaux de Fer (à droite).

- Une partie non négligeable du flux local peut être dû à quelques sources seulement.
- Les paramètres de diffusion que l'on détermine par les mesures de noyaux au niveau du voisinage solaire n'ont peut-être qu'une validité locale (le coefficient de diffusion et le vent galactique n'est peut-être pas le même partout, le halo diffusif peut avoir une hauteur variable).
- Les sources lointaines jouent peu. Cette remarque peut avoir son importance quand par exemple on cherche à déterminer l'importance du centre Galactique en tant que source exotique de rayons cosmiques (SUSY ou autre).

On peut remarquer que certains auteurs (Wolfendale et Erlykin) poussent le bouchon plus loin en expliquant le genou de la distribution spectrale par une source unique.

13. Compléments sur le modèle disque fin + halo

Nous voulons donner ici la distribution des grammages dans le cas le plus simple (sans vent et sans spallations), pour le lecteur curieux qui voudrait explorer par lui-même les arcanes de ce modèle de diffusion. Le lecteur encore plus curieux peut nous contacter pour des compléments !

On peut trouver la distribution des grammages en prenant la transformée de Laplace inverse de la densité. Nous allons ici explorer une autre voie, consistant à résoudre l'équation (19) dans le cas stationnaire. En uti-

lisant la symétrie cylindrique et une distribution de matière $n(\vec{r}) = \Sigma\delta(z)$,

$$\frac{K}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \frac{\partial G}{\partial r} \right\} + K \frac{\partial^2 G}{\partial z^2} - vm\Sigma\delta(z) \frac{\partial G(r, z, x)}{\partial x} = q(r)\delta(x)\delta(z)$$

Comme indiqué précédemment, on décompose G sur les fonctions de Bessel

$$G(r, z, x) = \sum_i G_i(z, x) J_0 \left(\zeta_i \frac{r}{R} \right)$$

ce qui en utilisant les propriétés de J_0 donne

$$\frac{\partial^2 G_i}{\partial z^2} - \frac{\zeta_i^2}{R^2} G_i - \frac{vm\Sigma}{K} \delta(z) \frac{\partial G_i(z, x)}{\partial x} = \frac{q_i}{K} \delta(z)\delta(x). \quad (23)$$

Pour $z \neq 0$, l'équation se simplifie, et en imposant que $G_i(z = \pm L) = 0$, on trouve simplement

$$G_i(z, x) = G_i^0(x) \sinh \left(\frac{\zeta_i(L - |z|)}{R} \right)$$

Cette fonction n'est pas dérivable en $z = 0$. Toutefois, au sens des distribution,

$$\begin{aligned} G_i(z, x) &= G_i^0(x) \sinh \left(\frac{\zeta_i(L + z)}{R} \right) \\ &+ \Theta(z) G_i^0(x) \left\{ \sinh \left(\frac{\zeta_i(L - z)}{R} \right) - \sinh \left(\frac{\zeta_i(L + z)}{R} \right) \right\} \end{aligned} \quad (24)$$

soit en dérivant deux fois

$$\frac{\partial^2 G_i(z, x)}{\partial z^2} + \frac{\zeta_i^2}{R^2} G_i(z, x) = -2G_i^0(x) \frac{\zeta_i}{R} \delta(z) \cosh \left(\frac{\zeta_i L}{R} \right)$$

En insérant cette expression dans (23), on arrive finalement à

$$2G_i^0(x) \frac{\zeta_i}{R} \cosh \left(\frac{\zeta_i L}{R} \right) + \frac{vm\Sigma}{K} \sinh \left(\frac{\zeta_i L}{R} \right) \frac{\partial G_i^0(x)}{\partial x} = \frac{q_i}{K} \delta(x).$$

C'est une simple équation différentielle du premier ordre en x , à coefficients constants. Elle se résoud en

$$G_i^0(x) = G_i^0(0) \exp \left\{ -\frac{x}{x_i} \right\} \Theta(x)$$

avec

$$x_i = \frac{vm\Sigma R}{2K\zeta_i} \tanh\left(\frac{\zeta_i L}{R}\right)$$

et où on trouve $G_i^0(0)$ en reportant cette expression dans l'équation de diffusion. La dérivée de $\Theta(x)$ donne un $\delta(x)$ qui s'identifie avec le terme source. On trouve $G_i^0(0) = q_i/mv\Sigma \sinh(\zeta_i L/R)$. Finalement

$$G(r, z, x) = \sum_i \frac{q_i}{mv\Sigma} \frac{\sinh(\zeta_i(L - |z|)/R)}{\sinh(\zeta_i L/R)} \exp\left\{-\frac{x}{x_i}\right\} \Theta(x) J_0\left(\zeta_i \frac{r}{R}\right)$$

Ceci est bien de la forme (20), et redonne bien la densité (13) en intégrant sur tous les grammages.

Bibliographie (très) sommaire

- Jones, F.C ; 1978, ApJ **222** 1097 ;
 Jones, F.C ; 1979, ApJ **229** 747 ; *The dynamical halo and the variation of cosmic-ray path-length with energy.*
 Lezniak, J.A., Webber, W.R. ; 1979, Ap&SS **63** 35 ; *Evidence for the deficiency of short cosmic ray pathlengths and a physically realistic explanation – the no-near-sources model.*
 Longair ; 1994, vol. 2, chap. 20, Cambridge University Press ; *High Energy Astrophysics.*
 Webber, W.R. et al. ; 1998, ApJ **508** 940 ; *Production cross sections of fragments from beams of 400-650 MeV per nucléon ^9Be , ^{11}B , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{20}Ne , ^{22}Ne , ^{56}Fe and ^{58}Ni nuclei interacting in a liquid hydrogen target. I. Charge changing and total cross sections.*

Remerciements

Nous remercions chaleureusement le comité d'organisation de PARC pour avoir permis cette rencontre qui aura permis des discussions très intéressantes. Nous remercions également toute l'équipe du château de Goutelas pour son accueil formidable !

Résumé des notations et définitions

pc	parsec ($1 \text{ pc} = 3.086 \times 10^{16} \text{ m}$)
TeV	$10^{12} \text{ eV} = 10^3 \text{ GeV}$
PeV	$10^{15} \text{ eV} = 10^6 \text{ GeV}$ (le genou)
EeV	$10^{18} \text{ eV} = 10^9 \text{ GeV}$ (le second genou)
L	Hauteur du halo de diffusion (1-10 kpc)
R	Rayon du disque galactique et du halo diffusif (20 kpc)
(r, z)	position dans la galaxie en coordonnées cylindriques
R_{\odot}	Distance entre le soleil et le centre galactique (8.5 kpc)
Σ	Densité surfacique du disque galactique ($6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$)
V_c	Vent galactique, selon z vers l'extérieur du disque (0-20 km/s)
K	Coefficient de diffusion (en kpc^2/Myr), ici $K = K_0 \beta (\mathcal{R}/1 \text{ GV})^\delta$
K_0	Normalisation de K (0.01 - 1 kpc^2/Myr)
β	notation relativiste usuelle, $\beta \equiv v/c$
δ	"pente spectrale" de K (0.3-0.8)
$q(\vec{r})$	Distribution spatiale des sources
$Q(E)$	Spectre des source
\mathcal{R}	Rigidité (impulsion/charge)
σ	Section efficace
m	Masse atomique moyenne dans le milieu interstellaire
N	Densité ou flux de rayons cosmiques
x	Grammage en g/cm^2
λ_e	Grammage moyen dans le Leaky Box (en g/cm^{-2})
τ_e	Temps d'échappement dans le Leaky Box (en Myr)
τ_0	Temps de vie d'une particule instable
A_i	Défini en (12), dimension d'une vitesse
S_i	Défini en (12), dimension inverse d'une longueur
l_{rad}	Longueur de diffusion définie par $\sqrt{\Gamma \tau_0 K}$
r_w	Longueur caractéristique associée au vent Galactique, cf (12)
r_{sp}	Longueur caractéristique associée aux spallations, cf (12)