

## **Interactions du rayonnement cosmique avec le milieu ambiant : aspects nucléaires**

Jürgen Kiener

*Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse,  
IN2P3-CNRS et Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France*

**Abstract.** The slowing down of modestly energetic cosmic rays due to the interaction with interstellar matter, and therein principally with the atomic nuclei, gives rise to many interesting phenomena. In this lecture the different phenomena encountered with decreasing energy of the cosmic rays, starting with pion production and going to spallation reactions and finally nuclear gamma-ray production, are schematically described. Parallely, their importance for the understanding of low-energy cosmic rays is indicated.

### **Table des matières**

<b>1. Introduction</b>	<b>158</b>
<b>2. Pertes d'énergie</b>	<b>158</b>
2.1 Pertes d'énergie dues aux électrons . . . . .	159
2.2 Pertes d'énergie dues aux interactions nucléaires . . . . .	160
<b>3. Réactions de spallation</b>	<b>162</b>
<b>4. Raies gamma nucléaires</b>	<b>165</b>

## 1. Introduction

Dans ce cours, l'accent sera mis sur la partie hadronique du rayonnement cosmique (RC) en dessous de quelques GeV par nucléon. C'est précisément à ces faibles énergies qu'on observe la plus grande diversité de phénomènes liés aux collisions de ces particules avec les atomes du milieu interstellaire. Parallèlement aux interactions avec les électrons du cortège atomique qui peuvent avoir une grande importance pour l'ionisation du milieu interstellaire et l'émission X associée, les interactions avec le noyau atomique modifient la composition du rayonnement cosmique, contribuent à la nucléosynthèse des éléments et produisent un rayonnement gamma caractéristique de l'interaction. Les deux types d'interaction sont toujours accompagnées de pertes d'énergie cinétique et contribuent ainsi au ralentissement des particules du rayonnement cosmique.

Le but de ce cours est de décrire ces différents phénomènes dans les interactions nucléaires et d'indiquer leur importance pour la compréhension du rayonnement cosmique. Les descriptions commencent avec la production des pions dans les interactions hadroniques aux énergies les plus élevées considérées ici (aux alentours du GeV) dont l'intérêt réside dans le ralentissement, mais surtout dans la production des particules secondaires, comme des pions et l'émission gamma associée à la décroissance des  $\pi^0$ . À des énergies légèrement plus basses les processus de spallation sont d'une grande importance pour la nucléosynthèse des éléments légers Li, Be et B et la modification de la composition du rayonnement cosmique. Aux plus basses énergies - typiquement vers 10 MeV per nucléon - les interactions nucléaires peuvent produire efficacement des rayonnements gamma caractéristiques du projectile ou du noyau cible. Leur éventuelle détection donnerait des informations inédites sur le rayonnement cosmique et le milieu ambiant.

## 2. Pertes d'énergie

Les pertes d'énergie des hadrons ayant des énergies en dessous de quelques GeV par nucléon sont essentiellement dues aux collisions avec les atomes et les ions du milieu interstellaire, les pertes d'énergie continues par rayonnement synchrotron ou par l'interaction avec des photons étant complètement négligables. Les phénomènes liés aux collisions avec les électrons et les noyaux atomiques sont assez différents, donc traités séparément par la suite.

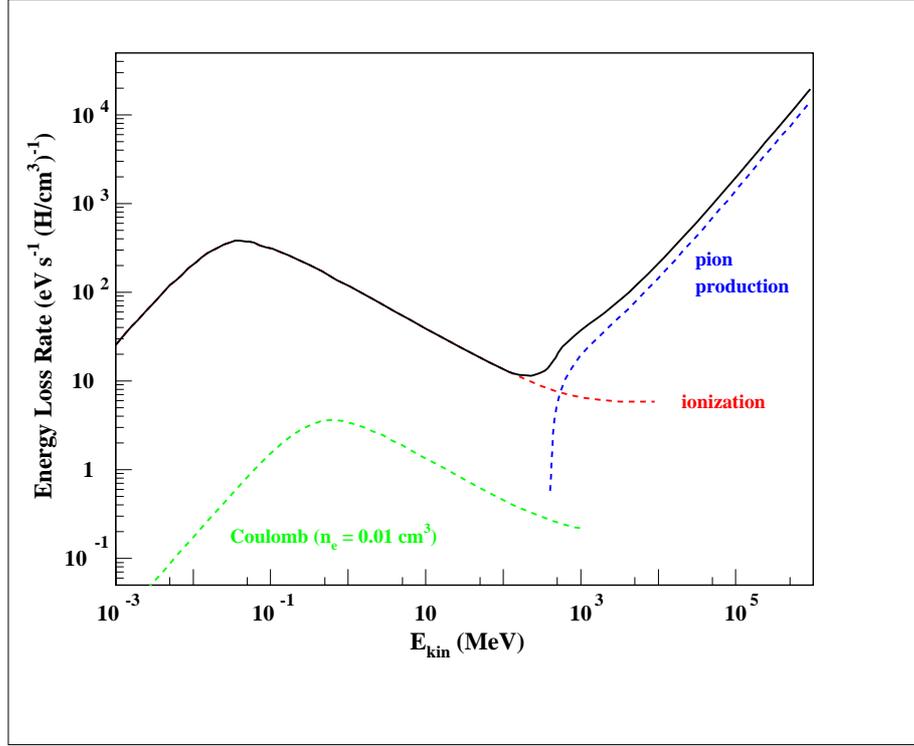


Figure 1.: Taux de perte d'énergie d'un proton dans le milieu interstellaire, dues à l'ionisation, la diffusion sur des électrons libres (Coulomb) et la production des pions.

### 2.1 Pertes d'énergie dues aux électrons

Dans un milieu non-ionisé les pertes d'énergie électroniques pour une particule (moyennement) relativiste sont principalement dues à l'ionisation et peuvent être calculées par la formule de Bethe-Bloch :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4 N_e}{m_e v^2} \left[ \ln\left(\frac{2\gamma^2 m_e v^2}{I}\right) - v^2/c^2 \right] \quad (1)$$

avec  $Z, v$  : charge et vitesse de la particule,  $e$  : charge élémentaire (dans cette notation :  $e^2 = 1.44 \text{ MeV fm}$ ),  $N_e$  : densité d'électrons dans le milieu,  $m_e$  : masse de l'électron,  $\gamma$  : facteur de Lorentz, et  $I$  : potentiel moyen d'ionisation de l'atome, constante dépendant du matériau. Il y a cependant des restrictions à l'utilisation de cette formule : elle est uniquement valide pour des ions complètement épluchés et des vitesses bien supérieures à la vitesse typique des électrons du cortège atomique. En dessous typiquement d'une centaine de keV pour des ions d'hydrogène

et une centaine de MeV par nucléon pour des ions d'Uranium, on peut utiliser des logiciels comme SRIM pour voir l'influence de ces effets.

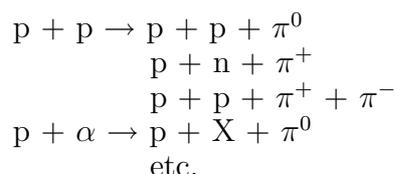
Pour les milieux ionisés, les collisions avec des électrons libres conduisent à des pertes d'énergies des particules relativistes légèrement supérieures à celles subies dans un milieu neutre de même densité électronique. Pour le milieu interstellaire, ces pertes sont cependant généralement négligables, comme on peut le voir sur la figure 1.

## 2.2 Pertes d'énergie dues aux interactions nucléaires

Contrairement aux pertes par ionisation, ou typiquement seulement des dizaines d'eV sont perdus par collision, les pertes d'énergie dans les collisions nucléaires peuvent atteindre des fractions importantes de l'énergie cinétique, et on parle de pertes catastrophiques.

(a) Pertes d'énergie des protons

La source principale de pertes d'énergie est liée aux collisions inélastiques avec les noyaux d'hydrogène et d'hélium qui forment l'essentiel du nombre d'atomes du milieu interstellaire :



Les sections efficaces pour la production des pions par  $p + p$  et la production de  $\pi^0$  par  $p + \alpha$  sont tracées sur la figure 2. Les sections efficaces croient rapidement au dessus du seuil et atteignent une centaine de mb ( $1 \text{ mb} = 10^{-27} \text{ cm}^2$ ) aux énergies ultrarelativistes pour des collisions entre protons. Les seuils de production des pions sont plus bas pour des collisions avec des noyaux d'hélium (ou particules  $\alpha$ ), en raison d'un effet cinématique (transformation laboratoire  $\rightarrow$  centre de masse) et du mouvement de Fermi des nucléons dans les noyaux d'hélium. La section efficace est aussi plus élevée pour les noyaux d'hélium, parce que plusieurs nucléons peuvent participer à la production des pions.

Les  $\pi^0$  ont un intérêt supplémentaire, parce qu'ils décroissent par l'émission de deux rayons gamma d'environ 70 MeV :



Cette émission gamma est une des signatures les plus prometteuses de l'interaction du rayonnement cosmique dans les milieux denses de la galaxie, et pourrait nous renseigner sur les sites d'accélération et la distribution spatiale du rayonnement cosmique dans notre galaxie. Cette

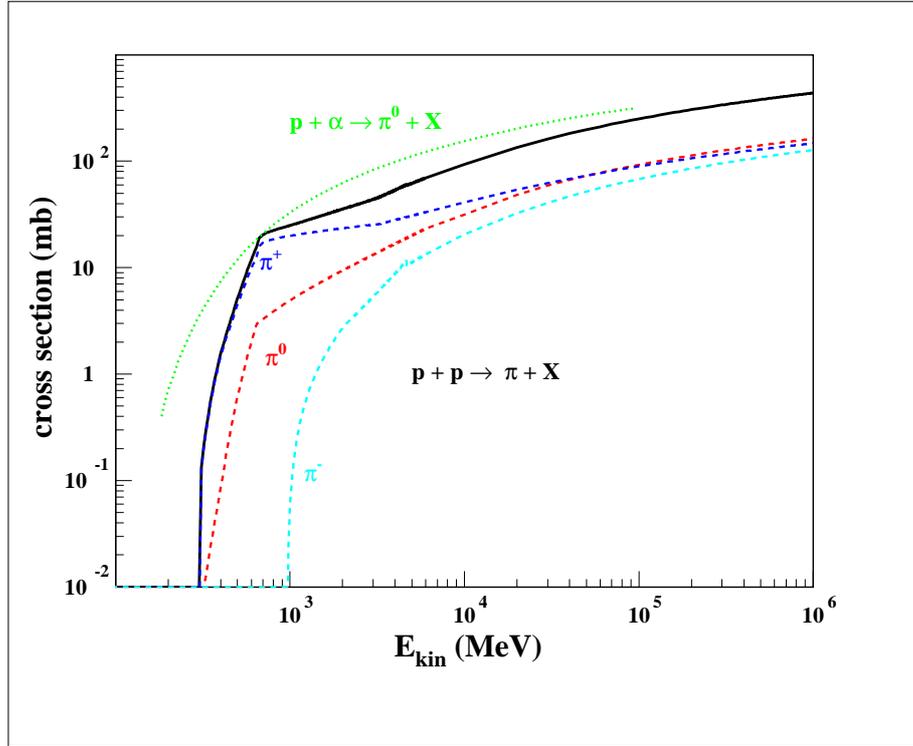


Figure 2.: Sections efficaces de production des mesons  $\pi$  par interaction  $p + p$  et de production des  $\pi^0$  par interaction  $p + \alpha$  (courbes en pointillés) en fonction de l'énergie cinétique du proton  $E_{kin}$ . La courbe en trait continu est la somme des sections efficaces de production de  $\pi^0$ ,  $\pi^+$  et  $\pi^-$  par  $p + p$ .

problématique est traitée plus en détail dans le cours de Vincent Tatischeff.

En dessous des seuils de production des pions, les protons peuvent uniquement diffuser élastiquement sur les noyaux d'hydrogène et d'hélium ou faire la spallation de ces derniers (oubliant toujours complètement tous les autres noyaux). Ces processus ne contribuent pas beaucoup à la perte d'énergie, comparativement aux pertes par ionisation, qui dominent totalement en dessous  $\approx 200$  MeV, comme on peut le voir sur la figure 1.

(b) Perte d'énergie des ions

Pour tous les autres noyaux, les collisions nucléaires sont dans la plupart des cas destructives, c.à.d. les noyaux atomiques perdent un ou plusieurs nucléons ou se cassent en plusieurs morceaux lors de l'interaction. Les interactions inélastiques non-destructives et les interactions

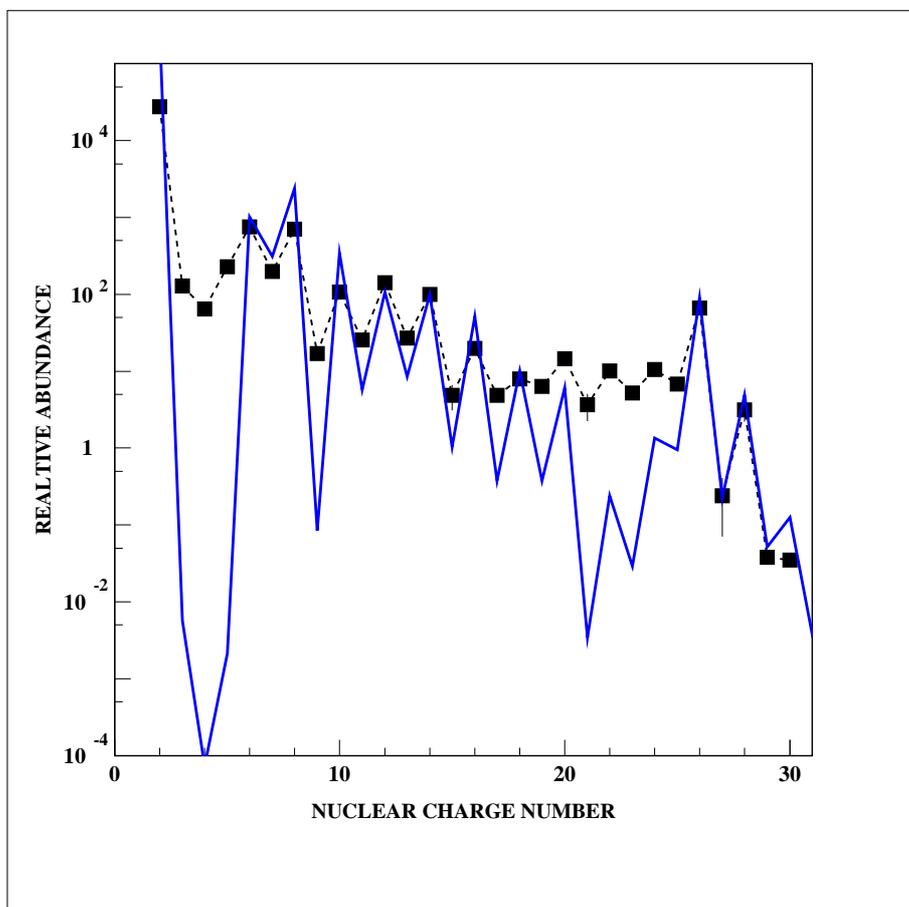


Figure 3.: Abondances relatives ( $S_i := 100$ ) des éléments dans le système solaire (courbe continue) et dans le rayonnement cosmique (carrés noirs).

élastiques sont complètement négligables par rapport à la perte d'énergie par ionisation. La notion de perte d'énergie n'a plus de sens dans ce cas ; le paramètre important est la longueur de radiation ou le “mean free path”, la densité de matière moyenne traversée avant une collision destructive. Ces réactions de spallation seront traitées dans le chapitre suivant.

### 3. Réactions de spallation

Si on compare la composition du rayonnement cosmique local, observé par des instruments à bord de satellites, avec la composition du système solaire pour des éléments de l'hydrogène au zinc, on remarque la similitude globale avec deux exceptions notables : une surabondance spectaculaire (environ six ordres de grandeur !) des éléments Li, Be et B

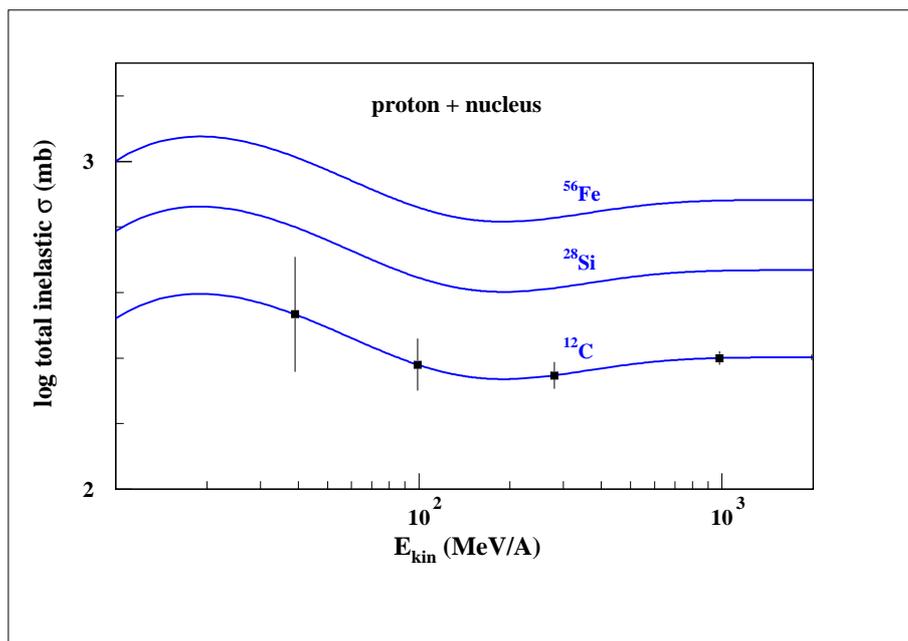


Figure 4.: Sections efficaces totales inélastiques en fonction de l'énergie  $E_{kin}$  dans le référentiel du centre-de-masse pour l'interaction de protons avec trois noyaux différents. Les traits pleins sont le résultat d'un simple calcul paramétrique. Les barres d'erreur sur la courbe de  $^{12}\text{C}$  représentent l'incertitude estimée sur la valeur de la section efficace dans la gamme d'énergie correspondante.

dans le rayonnement cosmique et une surabondance notable des éléments en dessous du fer : Sc - Mn (figure 3). Ces écarts entre les deux compositions s'expliquent naturellement par la spallation, qui "remplit" les trous d'abondances Li - B et Sc - Mn par la transformation de noyaux abondants voisins, c.à.d. C,N,O pour Li - B, et Fe pour Sc - Mn.

L'observation et l'analyse détaillées de l'abondance de ces noyaux secondaires par rapport aux noyaux primaires, en fonction de l'énergie, donnent de précieuses informations sur la composition du RC à l'origine et la densité de matière traversée par les particules du RC depuis le site d'accélération jusqu'au système solaire. Des noyaux radioactifs présents dans le RC peuvent aussi renseigner sur la durée moyenne du trajet (voir le cours de David Maurin et Richard Taillet).

Les réactions de spallation du RC sont notamment aussi responsables, presque exclusivement, pour la nucléosynthèse des éléments Be et B et du  $^6\text{Li}$  et d'une grande partie du  $^7\text{Li}$ , qui ne peuvent être synthétisés par les étoiles. Pour la nucléosynthèse, il faut noter la contribution des

réactions en cinématique directe, comme  $p, \alpha$  incidents sur carbone, azote ou oxygène du milieu interstellaire, et en cinématique inverse : C, N, O incidents sur hydrogène et hélium.

Des ingrédients de base nucléaires pour les analyses quantitatives sont les sections efficaces de spallation. Le modèle normalement utilisé pour le calcul des sections efficaces est la cascade intranucléaire suivi d'une stade d'évaporation. Le principe est, de façon très schématique, le suivant : il s'agit de calculer la propagation des nucléons et pions dans un milieu particulier, qui est le noyau atomique.

Dans un premier stade, un proton incident (ou deux protons et deux neutrons pour une particule  $\alpha$ ) diffuse de façon élastique ou inélastique sur des nucléons du noyau jusqu'à ce qu'il quitte le noyau ou que son énergie tombe en dessous d'un seuil, e.g. l'énergie nécessaire pour quitter le noyau. Les particules secondaires, nucléons et pions, sont suivis de même chacun à son tour. Les ingrédients sont les sections efficaces élastiques et inélastiques  $p + n$ ,  $p + p$ ,  $n + n$  et  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0 + p$ ,  $n$ , des propriétés nucléaires comme la distribution de densité des nucléons  $\rho_{p,n}(r)$  et le potentiel nucléaire dans lequel se propagent les différentes particules, ainsi que des effets quantiques comme le blocage de Pauli. Après ce stade de la réaction, il reste un noyau résiduel chaud. L'énergie d'excitation ce noyau est dans une deuxième phase évacuée par émission de particules - nucléons principalement, mais aussi des particules plus complexes comme des particules  $\alpha$  ou des fragments encore plus lourds. Les noyaux lourds peuvent aussi fissionner à ce stade. À la fin, généralement, la désexcitation se fait par des rayons gamma.

Cette simple image explique assez bien la section efficace totale inélastique proton + noyau au dessus d'environ 200 MeV par nucléon. Le noyau apparait pour le proton comme un volume bien défini d'une densité de nucléons élevée avec une probabilité de collision proche de un, et la section efficace tend à haute énergie simplement vers la section du noyau dont le rayon est  $R \approx 1.3 A^{1/3}$  fm (figure 4). Cette section est de l'ordre de  $80 \text{ fm}^2 = 0.8 \times 10^{-24} \text{ cm}^2 = 0.8 \text{ b}$  (barn) pour un noyau de masse moyenne comme le  $^{56}\text{Fe}$ . Elle augmente vers les basses énergies, où d'autres mécanismes prennent le relais, comme décrit au chapitre suivant.

Il existe aujourd'hui des codes sophistiqués de calcul de sections efficaces partielles différentielles,  $\sigma(M_p, E_{\text{cin}})$  pour la production de noyaux secondaires  $M_p$  en fonction de l'énergie cinétique. Avec l'aide de ceux-ci ou des modèles paramétriques et une vaste base de données expérimentales sur les réactions de spallation, la modélisation de la composition du RC lors de sa propagation dans la galaxie est possible avec une assez bonne précision regardant les données nucléaires. Ceci s'applique surtout à la spallation des noyaux abondants jusqu'au nickel et une gamme d'énergie allant de quelques dizaines de MeV à quelques GeV

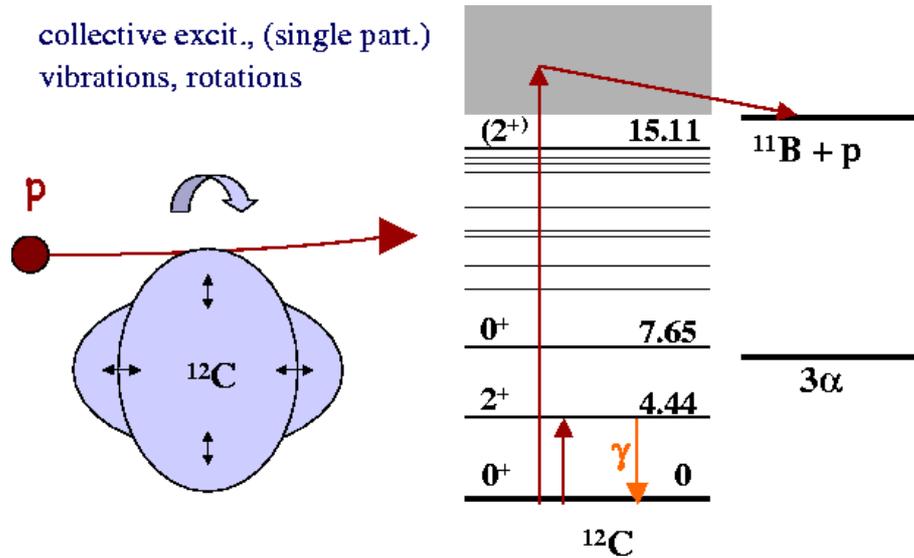


Figure 5.: Ébauche de la diffusion inélastique d'un proton énergétique sur un noyau avec excitation d'un état collectif. A droite un schéma de niveau partiel de  $^{12}\text{C}$  avec des seuils pour l'émission d'un proton et de trois particules  $\alpha$  (décroissance en deux étapes :  $^{12}\text{C}^* \rightarrow \alpha + ^8\text{Be}(\rightarrow 2\alpha)$ ). La zone grise au-dessus de 15 MeV indique la présence de nombreux niveaux situés dans la région des résonances géantes de  $^{12}\text{C}$ .

par nucléon. Cependant, dans la mesure où des observations récentes et précises de la composition du RC par des satellites comme ACE, HEAO-3 ou Ulysse s'étendent sur une grande gamme d'énergie, et en anticipant des observations d'éléments plus lourds au delà du groupe du fer, la précision sur certaines sections efficaces de spallation devra certainement être améliorée dans le futur, par des mesures expérimentales.

#### 4. Raies gamma nucléaires

À relativement basse énergie, entre quelques MeV et environ 50 MeV par nucléon, la production de raies gamma nucléaires individuelles par des réactions de diffusion inélastique devient importante. Le mécanisme de réaction principal est l'excitation des états dits "collectifs", qui appartiennent à des bandes vibrationnelles ou rotationnelles du noyau. En effet, contrairement aux réactions de haute énergie du chapitre précédent où un nucléon incident voit le noyau essentiellement comme un sac de nucléons indépendants, un proton de 20 MeV a une longueur d'onde d'environ 1 fm, ce qui est de l'ordre de la taille d'un noyau, et celui-ci répond à la perturbation du proton plutôt de façon collective.

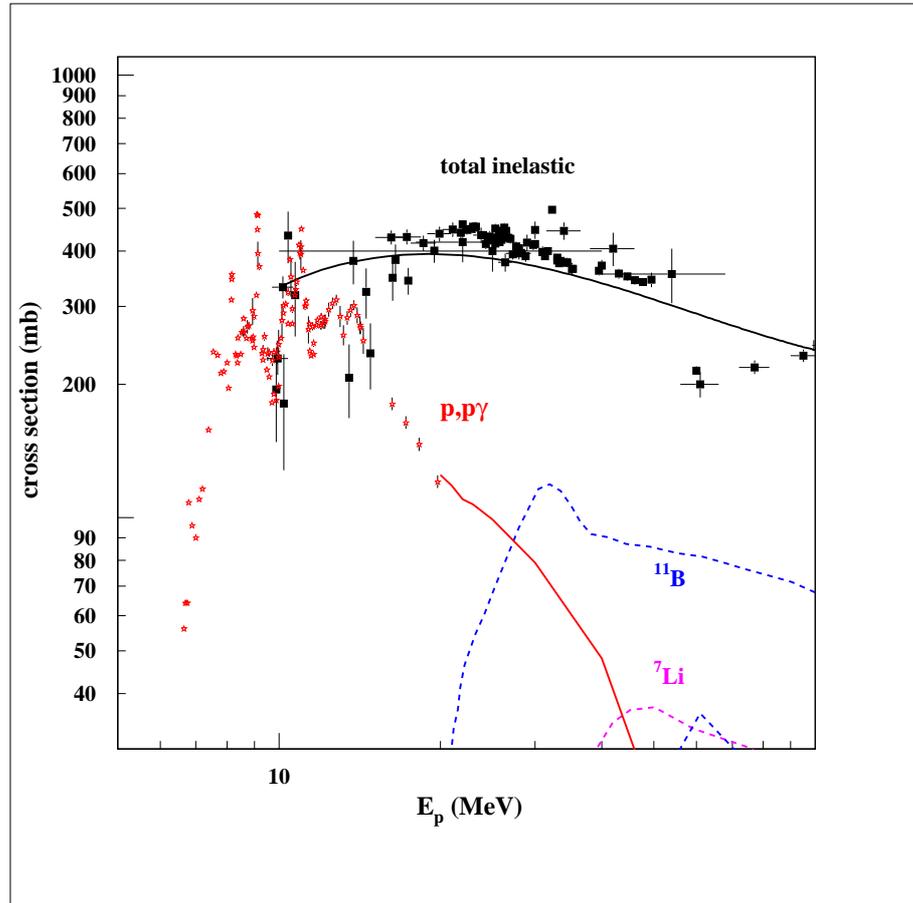
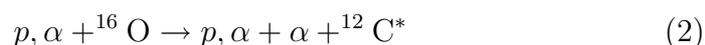


Figure 6.: Sections efficaces inélastiques  $p + {}^{12}\text{C}$  en fonction de l'énergie du proton. Carrés noirs : section efficace inélastique totale, données expérimentales. Trait plein noir : calcul empirique de  $\sigma_{\text{tot}}^{\text{inel.}}$ , comme sur la figure 4. Étoiles : section efficace de diffusion inélastique ( $p,p\gamma$ ) pour la production des rayons gamma de 4.44 MeV, données expérimentales. L'extrapolation de ces données est en trait plein gris. En pointillés, quelques sections efficaces de spallation.

Une grande partie de cette reponse va vers la région des résonances géantes du noyau entre environ 10 et 25 MeV, en général située au-delà du seuil d'émission d'un nucléon ou des particules  $\alpha$  et participant alors à la spallation, mais une partie non-négligeable va aussi vers les états liés, souvent les premiers états excités  $2^+$  des noyaux ayant un nombre pair de neutrons et de protons (qui sont les plus abondants, e.g.  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ , etc. ; le noyau de  $^4\text{He}$  n'ayant pas - malheureusement pour l'astronomie gamma - d'états excités liés). La désexcitation se fait par émission gamma. La spallation peut bien sûr aussi contribuer à la population de ces états, e.g. la voie de spallation de l'oxygène :



vers le premier état excité de  $^{12}\text{C}$  à 4.44 MeV, qui constitue une partie importante de la section efficace totale inélastique entre environ 20 et 40 MeV pour  $^{16}\text{O}$ .

L'exemple de  $^{12}\text{C}$  est montré sur la figure 5. Le  $^{12}\text{C}$  possède un seul état excité lié - spin et parité  $2^+$ ,  $E_x = 4.44$  MeV - qui est aussi un état collectif. Tous les autres états sont instables par rapport à la désintégration en 3 particules  $\alpha$  et, plus haut encore vers 16 MeV, l'émission d'un proton devient énergétiquement possible. En cas de compétition entre émission de particules et émission gamma, c'est - sauf près du seuil d'émission d'une particule chargée - presque toujours l'émission de particules qui l'emporte, étant plusieurs ordres de grandeur plus rapide. Dans le cas de  $^{12}\text{C}$ , l'essentiel de l'émission gamma vient de l'état à 4.44 MeV.

La section efficace  $\sigma(p, p\gamma)$  pour l'excitation de cet état  $2^+$  par la réaction  $p + {}^{12}\text{C}$  est portée sur la figure 6 avec la section efficace totale inélastique et les sections efficaces de spallation partielles vers le  $^{11}\text{B}$  et le  $^7\text{Li}$ . Elle a un maximum autour de 10 MeV, où la réaction  $(p, p\gamma)$  est la seule voie inélastique ouverte, avant de décroître régulièrement à partir de  $\approx 15$  MeV. La structure très irrégulière autour de 10 MeV vient d'une contribution dite du "noyau composé". Il s'agit d'un processus de réaction en deux étapes : d'abord une réaction de fusion  $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{13}\text{N}^*$ , suivi d'une décroissance statistique du noyau composé excité  ${}^{13}\text{N}^* \rightarrow p + {}^{12}\text{C}^*$ . Les pics de section efficace se trouvent à une énergie dans le système  $p + {}^{12}\text{C}$ , qui correspond à un état excité du  $^{13}\text{N}$ . On remarque que la section efficace  $\sigma(p, p\gamma)$  atteint des valeurs élevées, supérieures à la section du noyau  $^{12}\text{C}$  ( $\approx 280$  mb).

De telles raies nucléaires ont été détectées jusqu'à maintenant uniquement lors d'éruptions solaires spécifiques (en anglais "solar flares"). Lors de telles éruptions des ions sont accélérées jusqu'à des énergies supérieures à 100 MeV par nucléon, mais la plus grande partie de l'émission gamma est produite par des ions ayant moins de 20 MeV par nucléon, interagissant dans l'atmosphère solaire. Une détection de

raies nucléaires induites par l'interaction du rayonnement cosmique dans le milieu interstellaire donnerait des informations inédites sur sa partie basse énergie qui est complètement inconnue, en raison de la modulation solaire (voir le cours de David Maurin et Richard Taillet). Les raies d'interaction les plus prometteuses sont les raies de  $^{56}\text{Fe}$ (847 keV),  $^{24}\text{Mg}$ (1.37 MeV),  $^{20}\text{Ne}$ (1.63 MeV),  $^{12}\text{C}$ (4.44 MeV) et  $^{16}\text{O}$ (6.13 MeV).

Cette détection est peut-être encore à la limite des capacités des satellites actuellement en orbite, comme l'observatoire européen INTEGRAL, dont les instruments principaux sont sensibles dans la gamme de 20 keV à 10 MeV, mais devrait certainement être à la portée de la prochaine génération de satellites dédiés à l'astronomie gamma. Un instrument avec une bonne résolution en énergie - comme c'est le cas du spectromètre SPI d'INTEGRAL - pourrait même résoudre les profils de raies  $\gamma$  nucléaires qui pourraient donner des indications sur le spectre en énergie et la composition des rayons cosmiques de basse énergie, ou sur l'état du milieu interstellaire. Pour plus de détails sur l'application astrophysique, le lecteur curieux est encore une fois invité à se pencher sur la contribution de Vincent Tatischeff.

Pour finir, voici quelques références : trois monographies qui traitent en entier ou partiellement la problématique, et trois références qui sont utiles pour certains calculs.

## Références

- [1] Malcolm S. Longair, "High Energy Astrophysics", Cambridge University Press
- [2] Reinhard Schlickeiser, "Cosmic Ray Astrophysics", Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York
- [3] Volker Schönfelder (Ed.), "The Universe in Gamma Rays", Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York
- [4] J.F. Ziegler, "The Stopping and Range of Ions in Solids", Pergamon Press, New York, 1985. Voir aussi : URL <http://www.SRIM.org/>
- [5] R. Silberberg, C.H. Tsao, and A.F. Barghouty, "Updated Partial Cross Sections of Proton-Nucleus Reactions", *Astrophysical Journal* 501, 911 (1998)
- [6] B. Kozlovsky, R.J. Murphy, and R. Ramaty, "Nuclear Deexcitation Gamma-ray Lines from Accelerated Particle Interactions", *Astrophysical Journal Supplement Series* 141, 523 (2002)