

# Les rayons cosmiques

Denis Dumora

20 février 2007

## 1 Introduction

### 1.1 RC Qu'est-ce que c'est ?

Les rayons cosmiques frappent la surface de la Terre à un rythme d'environ 1000 particules par  $m^2$  et par seconde. Parmi les particules arrivant sur Terre, on réserve traditionnellement le terme Rayon Cosmique aux particules chargées essentiellement des noyaux pour ce qui est de la composante haute énergie. (90% de protons, 9% de noyaux d'Hélium ( $\alpha$ ), le reste étant constitué de noyaux plus lourds).

Ces noyaux sont pour la plupart d'entre eux relativiste leur énergie allant de quelques fois leur énergie de masse à plus de  $10^{20} eV \approx 10 \text{ Joules}!!!!$  pour les plus énergétiques d'entre eux.

### 1.2 Historique

On peut faire remonter la premiers soupçons de l'existence des rayons cosmiques à Coulomb qui à la fin du  $XVIII^{me}$  siècle avait constaté qu'une sphère électrisée parfaitement isolée perdait progressivement sa charge. Cependant aucune connaissance de l'époque ne permettait d'associer ce phénomène à l'aptitude de l'air à conduire l'électricité.

Un siècle plus tard Wilson, émis l'hypothèse que la cause de la production d'ions dans l'air, responsable de cette décharge, pouvait avoir pour origine un rayonnement émis par des sources situées hors de l'atmosphère et au pouvoir de pénétration considérable.

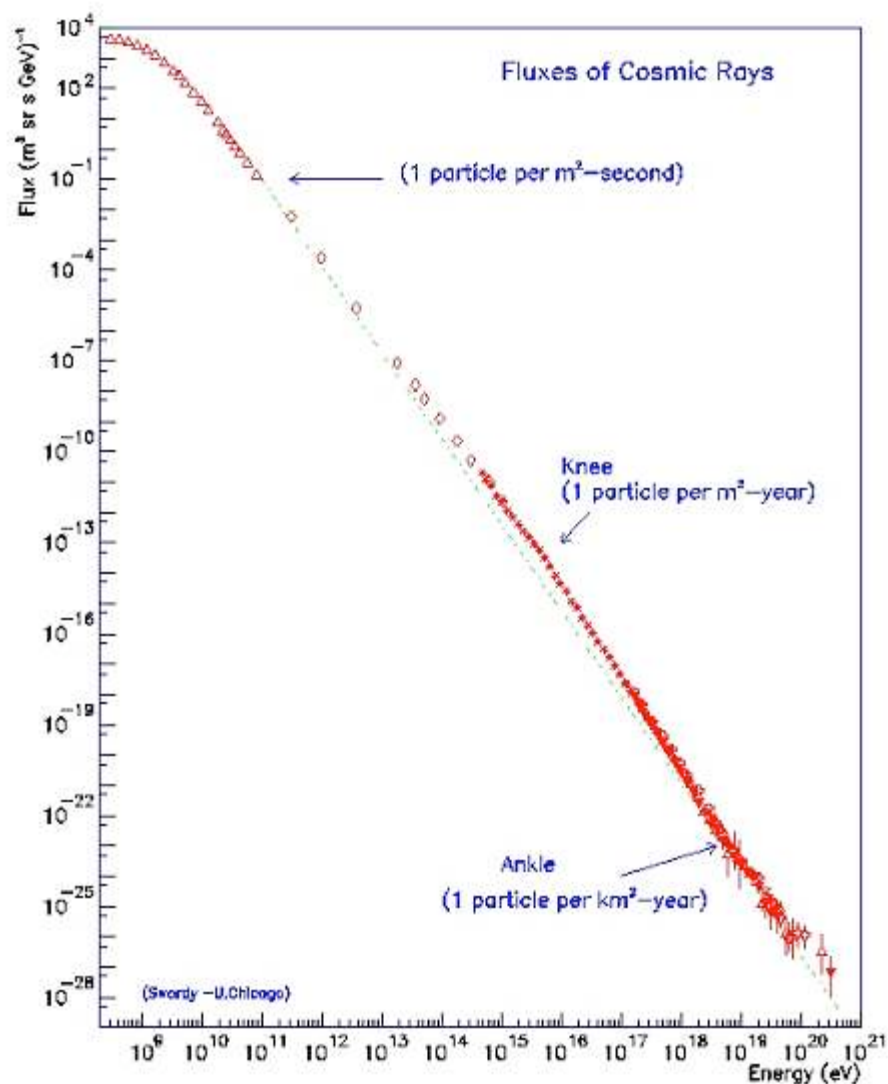
Il fallu attendre 1912 et l'expérience de V. Hess qui embarquant une chambre à ionisation sur un ballon mis en évidence une augmentation de ce rayonnement ionisant entre 1000m et 5000m d'altitude. Cette expérience ne permit cependant pas d'identifier les types de particules responsables de ce rayonnement. Les expériences de l'époque ne permirent que d'identifier la présence de deux composantes, un composante arrêtée par 10cm de Plomb, l'autre beaucoup plus pénétrante.

Les diverses expériences qui suivirent s'attachèrent à mettre rechercher la nature de ces particules ionisantes. En 1932, Anderson découvrit dans ce rayonnement cosmique, l'électron positif prédit par Dirac un an plus tot. Puis ce fut au tour du muon en 1937. L'année suivante, Auger mis en évidence le fait que ce rayonnement ionisant arrivait au sol sous forme de gerbes étendues de particules, filles d'une particule primaire arrivant au sommet de l'atmosphère, il

estima l'énergie de ces particules à  $10^{15} \text{eV}$ . Enfin en 1947, furent mis en évidence les pions  $\pi^\pm$  produits dans les interactions nucléaires à haute énergie. La physique des particules est ainsi née avec l'étude du rayonnement cosmique seule source de particules de haute énergie disponible à l'époque.

## 2 Données observationnelles

### 2.1 Le spectre en énergie



Le spectre observé présenté ci-dessus doit présente plusieurs caractéristiques qui doivent être mises en évidence :

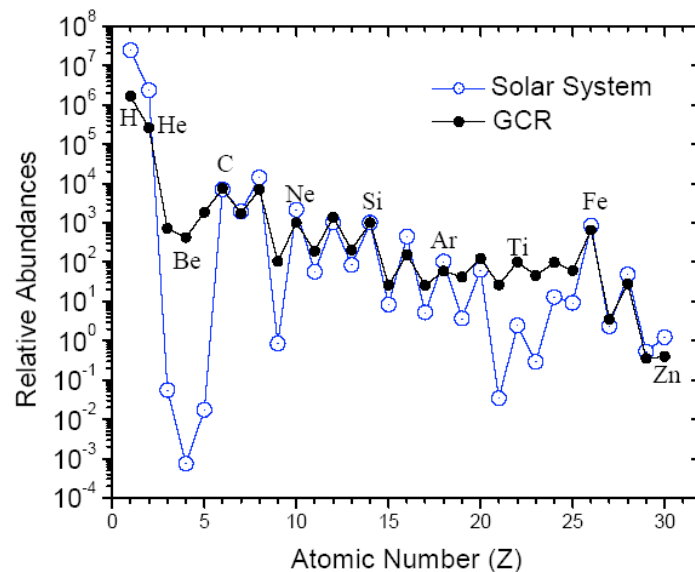
1. La partie du spectre au dessous du  $\text{GeV}$  est coupée par le champ magnétique terrestre

2. Le spectre se présente de manière générale comme une loi de puissance, présentant deux changements de pente.
3. La partie du spectre basse énergie jusqu'à  $10^{15} \text{ eV}$  présente un spectre en  $E^{-2.7}$ .
4. Pour des énergies de primaire comprises entre  $10^{15} \text{ eV}$  et  $10^{19} \text{ eV}$ , la pente du spectre augmente jusqu'à  $E^{-3.1}$ .
5. Au delà, on constate une diminution de la pente.
6. La cassure de pente autour de  $10^{15} \text{ eV}$  est appelée le "genou", celle à  $10^{19} \text{ eV}$ , la cheville.

Au vu de ce spectre, plusieurs questions se posent :

1. Comment expliquer le spectre en loi de puissance sur autant de décades.
2. Comment expliquer le brusque changement de pente. En effet, peu de phénomènes physiques peuvent expliquer une cassure aussi nette.
3. Dans l'hypothèse où chacune des pentes fait intervenir des populations de rayons cosmiques différentes et des processus d'accélération différents comment expliquer les reconnexion des spectres.

## 2.2 Les abondances relatives de chaque espèce de noyau

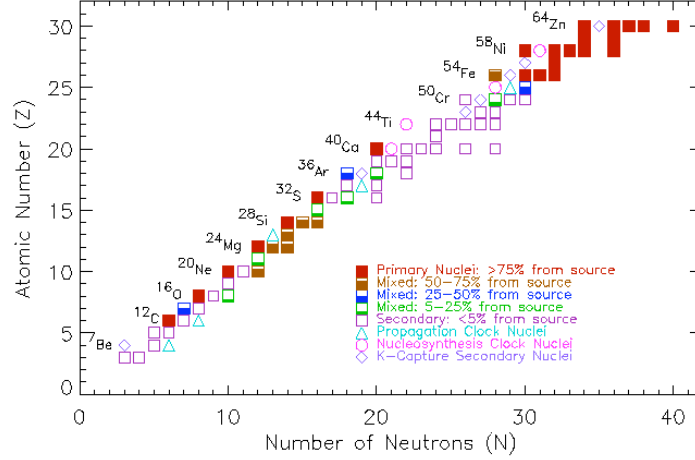


La figure ci-dessus présente en cercles pleins l'abondance des différentes espèces de noyaux dans le rayonnement cosmique, les cercles vides donnent cette abondance dans le système solaire.

On constate des similitudes dans l'alternance pair-impair des abondances.

Cependant, de grandes différences apparaissent, tout d'abord on constate un enrichissement très important du rayonnement cosmique dans certaines espèces légères (Li/Be/B) qui sont presque absentes dans le système solaire, de même pour certaines espèces à grand  $Z$  ( $Z > 62$ ). On constate aussi un enrichissement en noyaux à  $Z$  impair qui gomme en partie l'alternance pair-impair dans le rayonnement cosmique.

Il faut donc accepter le fait que le rayonnement cosmique est retravaillé lors de sa propagation dans l'espace. En effet, les espèces absentes des sources peuvent être produites par spallation comme le montre la figure suivante



## 2.3 Le grammage

Les noyaux des rayons cosmiques sont produits dans des sources galactiques et se propagent jusqu'à la Terre où ils sont détectés. Certains d'entre eux interagissent avec le milieu interstellaire et forment de nouvelles espèces par spallations. L'étude de certain rapport secondaire/primaire (en particulier B/C) permet de déterminer la quantité de matière traversée  $x$ , que l'on exprime en  $g.cm^{-2}$ . Cette quantité appelée **grammage** représente la quantité de matière qu'aurait amassé une boîte de  $1cm^2$  de section associée au rayon cosmique.

### 2.3.1 Utilisation des couples secondaires pour déterminer le grammage

On indicera  $p$  les quantités relatives au primaire et  $s$  celles relatives au secondaire. On note  $\sigma$  la section efficace de disparition du primaire et  $m$  la masse moyenne du milieu interstellaire.

On a alors les équations d'évolution suivantes

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

en notant  $\mathcal{B}(p \rightarrow s)$  le rapport d'embranchement de la réaction  $p \rightarrow s$ .

On obtient alors bien évidemment

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

Et par conséquent, le rapport secondaire/primaire

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

En mesurant le rapport secondaire/primaire pour différents couples de noyaux, on obtient la valeur du grammage traversé. Pour la plupart des noyaux, on a

$$x = 5g.cm^{-2}$$

pour les noyaux lourds en particulier pour le groupe du fer, on a plutôt

$$x = 2g.cm^{-2}$$

ce qui traduit le fait que les noyaux lourds sont très sensibles aux spallations.

### 2.3.2 Distribution des gammages

En réalité, tous les rayons cosmiques arrivant sur Terre n'ont bien évidemment pas traversé le même grammage, les valeurs données précédemment doivent donc être interprétées comme un grammage moyen  $\bar{x}$ . Afin de traduire convenablement la distribution des gammages, on introduit la quantité  $\mathcal{P}_0(x)$  (Path Length Distribution) qui est représentée la probabilité qu'un rayon cosmique arrivant sur Terre ait traversé une quantité de matière  $x$ , les réactions de spallation étant supposées éteintes.

La distribution des gammages en présence de spallations s'écrit alors

$$\mathcal{P}_\sigma(x) = \mathcal{P}_0(x) \exp\left(-\frac{\sigma x}{m}\right)$$

où  $\sigma$  est la section efficace des spallations.

On a alors  $\bar{x} = \int_0^\infty x \mathcal{P}_\sigma(x) dx = \int_0^\infty x \mathcal{P}_0(x) \exp\left(-\frac{\sigma x}{m}\right) dx$  avec  $1 = \int_0^\infty \mathcal{P}_\sigma(x) dx$

On peut remarquer que les réactions de spallation affectent la densité des rayons cosmiques, en effet, on a

$$N_p(\sigma) = \int_0^\infty \mathcal{P}_0(x) \exp\left(-\frac{\sigma x}{m}\right) dx \times N_p(\sigma = 0)$$

### 2.3.3 Conséquences des observations

Si on compare les prédictions des modèles à ce qui est observé, on arrive à deux constatations importantes :

1. La longueur  $\lambda$  d'un trajet nécessaire pour traverser un grammage  $x$  dans un milieu de densité  $\rho$  est donné par  $\lambda = \frac{x}{\rho}$ <sup>1</sup>. Si l'on considère la densité du disque galactique (1 atome d'hydrogène par  $cm^3$ ). On obtient  $\lambda \sim v\tau \sim 1Mpc$ , or la taille typique de la Galaxie est  $\sim 10kpc$ , donc la trajectoire des rayons cosmiques dans la Galaxie doit être assez repliée, les rayons cosmiques sont donc confinés.
2. Cette longueur est inférieure à la longueur caractéristique au bout de laquelle une particule disparaît par spallation  $\lambda_{spal} = \frac{m}{\sigma\rho} \sim 100Mpc$  pour  $\sigma = 100mb$ , les rayons cosmiques peuvent s'échapper.

Les modèles de propagation devront donc prendre en compte le confinement et l'échappement.

---

<sup>1</sup>on a  $\rho = \frac{1g}{N_A} cm^{-3}$ , donc  $\lambda = 5 \times N_A = 3 \times 10^{24} cm \sim 1Mpc$

### 3 Propagation des rayons cosmiques

Nous allons nous intéresser à la propagation des rayons cosmiques dans la Galaxie.

En réalité, étant donné que le rayonnement cosmique trouve son origine dans les explosions de supernova, et bien que les résultats expérimentaux suggèrent que l'accélération précède la propagation, l'accélération et le transport sont intimement reliés. Ces deux phénomènes peuvent être traités ensemble par l'équation suivante (Ginzburg, Syrovatskii) dont nous allons par la suite expliciter les différents termes.

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} = & \vec{\nabla} \cdot (D_i \vec{\nabla} N_i) - \frac{\partial}{\partial E} [b_i(E) N_i(E)] - \vec{\nabla} \cdot \vec{u} N_i(E) + Q_i(E, t) \\ & - p_i N_i + \frac{v\rho}{m} \sum_{k \geq i} \int \frac{d\sigma_{i,k}(E, E')}{dE} N_k(E') dE' \end{aligned}$$

où  $N_i(E, x, t)$  est la densité de particules de type  $i$  à la position  $x$  avec une énergie entre  $E$  et  $E + dE$ .

Interprétation des six termes

1. Terme de diffusion avec  $D = \frac{1}{3} \lambda_D v$  où  $v$  est la vitesse de la particule et  $\lambda_D$  le libre parcours moyen de diffusion.
2. En prenant  $b_i(E) \equiv \frac{dE}{dt}$  le taux avec lequel la particule gagne de l'énergie, ce terme peut traduire à la fois les pertes d'énergie (par ionisation par exemple) que l'accélération.
3. Le troisième terme est un terme de convection à la vitesse  $\vec{u}$ .
4. Le terme source  $Q_i(E, x, t)$  représente le nombre de particules par centimètres cube à la position  $x$  et au temps  $t$  par intervalle d'énergie  $dE$ .
5. Le cinquième terme représente les pertes de noyaux de type  $i$  par collision et par décroissance, on peut écrire  $p_i = \frac{v\rho\sigma_i}{m} + \frac{1}{\gamma\tau_i} = \frac{v\rho}{\lambda_i} + \frac{1}{\gamma\tau_i}$ , où  $\gamma\tau_i$  est la durée de vie du noyau dilatée par le facteur de Lorentz de la particule.
6. Le dernier terme représente le terme de cascade, qui correspond aux créations de particules de type  $i$  par les interactions à plus haute énergie de type cascade nucléaire et processus de fragmentation.

#### 3.1 Leaky Box

Nous allons nous intéresser à une famille de modèles simplifiés qui ont connus un certain succès. Tout modèle de propagation des rayons cosmiques doit tenir compte des deux grands mécanismes relevés précédemment à savoir le confinement et l'échappement.

Le moyen le plus simple de le faire conduit au modèle Leaky Box (la boîte qui fuit).

Les rayons cosmiques se propagent librement dans un volume avec une probabilité d'échappement constante  $\tau_{esc}^{-1} \ll c/h$  ( $h$  représentant dans notre cas la demi épaisseur du disque galactique ( $2h = 200 - 300pc$ )).

Dans ce modèle, le terme de diffusion est alors remplacé par  $-\frac{N}{\tau_{esc}}$ , il est alors possible d'interpréter le terme  $\tau_{esc}$  de la façon suivante :

En l'absence de choence de collisions et d'autres processus conduisant à des changements (pas de convection) la solution de l'équation pour un terme source du type  $Q(E, t) = N_0(E) \delta(t)$  est

$$N(E, t) = N_0(E) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{esc}}\right)$$

En clair,  $\tau_{esc}$  peut être interprété comme le temps moyen passé par le rayon cosmique dans le volume de confinement et  $\lambda_{esc} \equiv \rho \beta c \tau_{esc}$  est le taux moyen de matière traversé par une particule de vitesse  $\beta c$ .

A l'équilibre, le terme de gauche de l'équation de transport s'annule, et en négligeant les pertes et gains d'énergie ainsi que la convection, on arrive à l'équation simplifiée :

$$\frac{N_i(E)}{\tau_{esc}(E)} = Q_i(E) - \left(\frac{\beta c \rho}{\lambda_i} + \frac{1}{\gamma \tau_i}\right) N_i(E) + \frac{\beta c \rho}{m} \sum_{k \geq i} \sigma_{i,k}(E) N_k(E)$$

où  $\sigma_{i,k}$  est une section efficace de spallation.

L'étude à partir de ce modèle d'un grand nombre de noyaux galactiques a montré que ceux-ci avaient à peu de choses près la même histoire et en conséquence pouvaient être décrits à l'aide d'un paramètre  $\lambda_{esc}$  unique.

Dans ce modèle, la dépendance en énergie du rapport secondaires sur primaire est attribuée à une dépendance en énergie de  $\lambda_{esc}$ . Une paramétrisation de  $\lambda_{esc}$  donne

$$\lambda_{esc} = \beta c \rho \tau_{esc} = 10.8 g.cm^{-2} \beta \left(\frac{4}{R}\right)^\delta \quad \text{pour } R > 4GV$$

avec  $\delta = 0, 6$  et  $\lambda_{esc} = 10.8 g.cm^{-2} \beta$  pour  $R < 4GV$ .

**Note 1 :**  $R$  est un paramètre important pour la description de la propagation des particules chargées, c'est la **rigidité magnétique**.

Le rayon  $\rho$  du cercle décrit par une particule de masse  $m$  de charge  $Ze$  dans le plan perpendiculaire à un champ magnétique  $B$  est donné par  $B\rho = \frac{p}{Ze}$  où  $p$  est l'impulsion de la particule, on appelle rigidité magnétique le produit  $B\rho$ . Deux particules de même rigidité magnétique plongées dans le même champ  $B$  auront même trajectoire.

**Note 2 :** Pour des particules ultra relativistes, on a la relation simple  $cB\rho = \frac{E_{eV}}{Z}$  soit  $R = \frac{E_{eV}}{Zc}$

Cette expression présente d'importantes conséquences sur le spectre de la source  $Q_i(E)$ .

En effet, considérons un primaire pour lequel l'alimentation par fragmentation de noyaux plus lourds peut être négligée.

On a alors

$$\frac{N_p(E)}{\tau_{esc}(E)} = Q_p(E) - \frac{\beta c \rho}{\lambda_p} N_p(E) \Rightarrow N_p(E) = \frac{Q_p(E) \tau_{esc}(E)}{1 + \frac{\lambda_{esc}}{\lambda_p}}$$

Pour les protons, pour lesquels la longueur d'interaction  $\lambda \sim 55 g.cm^{-2}$ , on a  $\lambda_{esc} \ll \lambda_p$ , l'expression précédente s'écrit alors

$$N_p(E) \sim Q_p(E) \tau_{esc}(E)$$

A haute énergie le spectre observé est en  $E^{-2.7}$ , ce qui implique pour le terme source un spectre en  $E^{-2.7+0.6} = E^{-2.1}$  ce qui conforte les modèles d'accélération type Fermi produisant naturellement des spectres en  $E^{-2}$ .

A l'autre bout de la carte des noyaux, on a pour le Fer une longueur d'interaction  $\lambda_{Fe} \sim 2.3g.cm^{-2}$ , les pertes sont alors principalement dûes aux interactions plutôt qu'à l'échappement, la pente du spectre du Fer doit donc augmenter avec l'énergie lorsque la longueur d'échappement devient plus faible que la longueur d'interaction. Cependant le spectre du Fer est moins pentu que celui des protons et des noyaux légers, l'augmentation de pente n'apparaissant qu'à haute énergie. Il demeure tout de même moins pentu que celui des protons jusqu'à  $1TeV$  par nucléon.

Une autre contrainte majeure des modèles de propagation réside dans la nécessité de traiter correctement les rapports isotopes instables sur isotopes stables pour les noyaux secondaires. Des noyaux instable possédant des durée de vie comparables à  $\tau_{esc}$  pouvant être utilisés comme "horloges", une mesure du rapport isotope instable sur isotope stable permettant de séparer le temps d'échappement de la densité (alors que pour les noyaux stable la dépendance est en  $\lambda_{esc}$  qui combine  $\rho$  et  $\tau_{esc}$ ).

**exercice :** Montrer que pour un noyau secondaire  $s$  de durée de vie au repos  $\tau_s$ , on a

$$\frac{N_s}{N_p} = \frac{\sigma_{p \rightarrow s}}{\sigma_p} \frac{\lambda_{esc}}{\lambda_p \left[ 1 + \frac{\lambda_{esc}}{\lambda_s} + \frac{\tau_{esc}}{\gamma \tau_s} \right]}$$

2

L'exemple le mieux étudié est le beryllium dont l'isotope  $^{10}Be$  est instable par une décroissance  $\beta$  avec  $\tau_s \approx 3.9 \times 10^6 ans$ . Si on considère que le volume de confinement est le disque galactique pour la densité nominale de un atome d'hydrogène par  $cm^3$ , on prend la valeur  $\lambda_{esc} = 10g.cm^2$ , ce qui donne  $\tau_{esc} = \frac{\lambda_{esc}}{\rho \beta c} \sim 6 \times 10^6 ans$ .

Si  $\tau_{esc} < \tau_{10Be}$  le taux de beryllium instable ne doit pas être très inférieur à celui venant des réactions de fragmentation des noyaux parents. Or ce n'est pas ce que l'on mesure ce qui implique que  $\tau_{esc} > \tau_{10Be}$  (remarque, on peut considérer que  $\tau_{esc}$  est le temps de résidence du noyau dans le volume de confinement), des mesures donnent  $\tau_{esc} \sim 2 \times 10^7 ans$ , ce qui implique que ces rayons cosmiques se propagent dans un volume de densité moyenne  $\sim 0.3g.cm^{-2}$ , ce qui laisse supposer que le volume de confinement s'étend bien au delà du disque galactique peut-être jusqu'au halo galactique.

---

<sup>2</sup>reprenons l'équation du modèle pour un secondaire :

$$\frac{N_s(E)}{\tau_{esc}(E)} = Q_s(E) - \left( \frac{\beta c \rho}{\lambda_s} + \frac{1}{\gamma \tau_s} \right) N_s(E) + \frac{\beta c \rho}{m} \sum_{k \geq i} \sigma_{i,k}(E) N_k(E)$$

supposons que la seule source de secondaire  $s$  proviennent des réactions du primaire  $p$ , on a alors  $\frac{N_s(E)}{\tau_{esc}(E)} = - \left( \frac{\beta c \rho}{\lambda_s} + \frac{1}{\gamma \tau_s} \right) N_s(E) + \frac{\beta c \rho}{m} \sigma_{p \rightarrow s} N_p(E)$  soit

$$N_s(E) \left( \frac{1}{\tau_{esc}(E)} + \frac{\beta c \rho}{\lambda_s} + \frac{1}{\gamma \tau_s} \right) = \frac{\beta c \rho}{m} \sigma_{p \rightarrow s} N_p(E)$$

$$\Rightarrow N_s(E) \left( 1 + \frac{\beta c \rho \tau_{esc}(E)}{\lambda_s} + \frac{\tau_{esc}(E)}{\gamma \tau_s} \right) = \frac{\beta c \rho \tau_{esc}(E)}{m} \sigma_{p \rightarrow s} N_p(E)$$

$$\Rightarrow \frac{N_s(E)}{N_p(E)} = \frac{\sigma_{p \rightarrow s}}{m} \frac{\lambda_{esc}}{\left[ 1 + \frac{\lambda_{esc}}{\lambda_s} + \frac{\tau_{esc}}{\gamma \tau_s} \right]} \text{ avec } \frac{1}{\lambda_p} = \frac{\sigma_p}{m} \Rightarrow \frac{1}{m} = \frac{1}{\sigma_p \lambda_p}$$

$$\Rightarrow \frac{N_s(E)}{N_p(E)} = \frac{\sigma_{p \rightarrow s}}{\sigma_p} \frac{\lambda_{esc}}{\lambda_p \left[ 1 + \frac{\lambda_{esc}}{\lambda_s} + \frac{\tau_{esc}}{\gamma \tau_s} \right]}$$

### 3.2 Limites du modèle

Les modèles de type Leaky Box posent plusieurs problèmes, le premier étant qu'ils ne donnent pas d'explication physiques aux phénomènes de confinement et d'échappement, ils ne sont que descriptifs. La simplicité de la description peut paraître d'une extrême naïveté, cependant ces modèles donnent une bonne description dans le cas des noyaux stables, c'est ce qui a fait leur succès.

Cependant, il peut être intéressant de vouloir aller plus loin dans la description, en particulier de relier les propriétés de propagation des rayons cosmiques à celles de la Galaxie afin par exemple de déterminer l'origine de ces rayons cosmiques et de répondre aux questions, quelles sont les sources ? où sont les sources ? comment varie la densité du rayonnement cosmique en fonction de la position dans la Galaxie ? ...

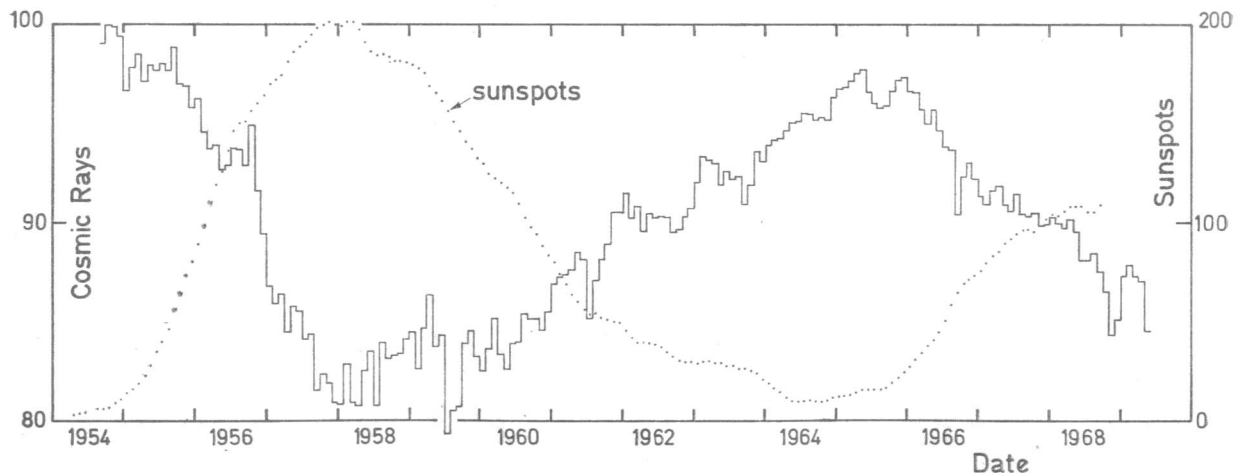
Ces traitements plus détaillés font appel à une autre catégorie de modèles plus complexes à mettre en oeuvre : les modèles de diffusion qui vont conduire à une description des propriétés du rayonnement cosmique au minimum aussi bonne que les leaky box.

## 4 Coupures basse énergie

Les mesures effectuées sur le rayonnement cosmique au niveau de la terre montrent que celui-ci subit une coupure dans la partie basse énergie. Celle-ci est due au champ magnétique terrestre. En effet, il est possible de montrer que les particules de basse énergie restent piégées par le champ magnétique terrestre et ne peuvent donc atteindre la terre.

Dans le même ordre d'idée, des mesures de l'intensité du rayonnement cosmique ont été rapprochées de mesures de l'activité solaire.

Les résultats présentés sur la figure suivante montrent clairement une anticorrélation entre le flux mesuré sur Terre et le nombre de taches solaires servant à tracer l'activité de celui-ci.



Correlation of the counting rate of the Leeds neutron monitor with monthly sunspot numbers.

Lors des épisodes de forte activité solaire, l'extension du vent solaire augmente sensiblement englobant l'environnement de la Terre. Le plasma magnétisé de particules du vent solaire va alors se comporter comme un bouclier magnétique vis à vis du rayonnement cosmique, ce qui va conduire à une coupure supplémentaire de la composante basse énergie.

## 5 Effet GZK

Alors que la composition du rayonnement cosmique est bien connue à basse énergie, qu'elle l'est beaucoup moins au delà du genou, un des problèmes les plus excitants de domaine est à chercher au niveau des rayons cosmiques d'énergie extrême. En effet, depuis quelques années un certain nombre d'expériences se font fixé pour objectif de détecter les grandes gerbes atmosphériques associées à la composante la plus énergétique du rayonnement cosmique (au delà de  $10^{19}eV$ ).

La faiblesse des flux (1 particule par kilomètre carré et par an) interdit toute détection directe et exige des dispositifs au sol de grande dimension ou couvrant tout au moins une grande surface effective afin d'espérer pouvoir observer ces rayons cosmiques. Les expériences utilisent principalement deux techniques basées sur la détection de la gerbe par un réseau de détecteurs au sol ou en détectant la fluorescence de l'air associée au passage des particules de la cascade dans l'atmosphère.

Les rares événements détectés au delà de  $10^{19}eV$  montrent assez clairement un aplatissement du spectre passant de  $\sim E^{-3.0}$  à  $\sim E^{-2.6}$ . Chacun des groupes étudiant ces phénomènes on de plus observé des événements au delà de la coupure prédite par Greisen-Zatsepin-Kuzmin. Une grosse dizaine de ces événements ont été détectés jusqu'à des énergies de  $3 \times 10^{21}eV > 100J!!!!$ .

### 5.1 Coupure GZK

Le milieu interstellaire est baigné par le fond cosmologique des photons reliques nés du big-bang et n'interagissant plus depuis que les électrons et les noyaux se sont recombinaés en atomes. L'énergie caractéristique de ces photons est  $E_\gamma = 2.5 \times 10^{-4}eV$  (à estimer en cours)<sup>3</sup>.

Considérons la propagation d'un proton de haute énergie dans ce milieu.

Ecrivons les quadrivecteurs associés au photon  $p_\mu = (\epsilon, \vec{p})$  avec  $|\vec{p}| = \epsilon$  et au proton  $P_\mu = (\omega, \vec{P})$ , on peut alors écrire dans le centre de masse :

$$(P + p)^\mu (P + p)_\mu = (\omega + \epsilon)^2 = \epsilon_{CM}^2$$

Si l'énergie disponible dans le centre de masse est suffisante, il y a alors la possibilité d'exciter des résonnances ( $\Delta_{(1232)}$  en particulier qui décroît immédiatement sur  $N + \pi$ ).

Cette énergie dans le centre de masse doit bien évidemment être supérieure à

$$m_\pi + M_N$$

---

<sup>3</sup> $E = kT$  avec  $k = 1.38 \times 10^{-23} J.K^{-1}$  et  $T = 2,7K$ , on a alors  $E \sim 2.5 \times 10^{-4}eV$

Or comme l'énergie dans le centre de masse est un invariant de Lorentz, on peut alors écrire dans le repère du laboratoire

$$\epsilon_{CM}^2 = M_N^2 + 2\omega\epsilon - 2\vec{P} \cdot \vec{p}$$

On doit donc avoir

$$(M_N + m_\pi)^2 \geq M_N^2 + 2\omega\epsilon - 2\vec{P} \cdot \vec{p}$$

Soit

$$\omega \geq \frac{m_\pi (m_\pi + 2M_N)}{2\epsilon (1 - \cos \theta)}$$

soit

$$\omega \sim 10^{20} eV$$

Un calcul rigoureux tenant compte des spectres du fond cosmologique conduit plutôt à une valeur de  $\omega \sim 5 \times 10^{19} eV$ .

La conséquence de ce calcul est que les rayons cosmiques au delà de  $10^{20} GeV$  vont interagir sur la fond cosmique et donc disparaître, c'est l'effet GZK.

On peut estimer le libre parcours moyen associé à une telle particule. Le libre parcours pour une diffusion unique est

$$\lambda = \frac{1}{\sigma_{\pi p} N_{photons}}$$

En prenant  $N_{photons} = 5 \times 10^8 m^{-3}$  pour le fond cosmologique et une section efficace de photoproduction de  $\sigma_{\pi p} = 250 \mu b = 2.5 \times 10^{-32} m^2$ , on arrive à

$$\lambda \approx 10^{23} m \sim 3 Mpc$$

Soit un temps de propagation moyen de  $\tau \approx 10^7 ans$

Lors de cette interaction, l'énergie du pion créé est  $\gamma m_\pi c^2$  en conséquence de quoi la perte d'énergie relative du nucléon va s'écrire  $\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{m_\pi}{m_p} \approx 10\%$ . On peut donc estimer le temps de propagation du proton avec qu'il perde toute son énergie à  $10^8 ans$ , soit un horizon de  $30 Mpc$ . Cela signifie que si la coupure GZK existe, elle limite la provenance des rayons cosmiques aux énergies extrêmes à un volume de  $30 Mpc$  de rayon autour de la Terre. C'est dix fois moins loin que la plupart des quasars observés.  $30 Mpc$  c'est la taille du super-amas de galaxies de la Vierge.

## 5.2 Origine des rayons cosmiques aux énergies extrêmes

Etant données les énergies mises en oeuvre, le problème de l'origine des rayons cosmiques se résume à l'émission d'hypothèses. Ceci est d'autant plus vrai que les expériences qui ont étudié ces rayonnements n'aboutissent pas toutes aux mêmes conclusion quand à une sensibilité ou non de l'effet GZK par exemple. Les statistiques étant faible et la reproductibilité des mesures très difficile étant donné les très faibles flux dont il est question, aucune des hypothèses

théoriques n’a pu être à ce jour complètement validée ou infirmée. Il faut se contenter de comprendre les implications de telle ou telle hypothèse sur les observations attendues d’expérience comme Auger qui devraient pouvoir apporter de réelles contraintes aux modèles.

On peut globalement classer ces hypothèses en deux familles : celles qui conduisent à l’accélération aux énergies extrêmes de particules connues dans des objets astrophysiques connus mais dans des conditions pouvant être atypiques, ce sont les modèles dits “astrophysiques” ou “bottom up”. L’autre famille de modèle faisant intervenir des décroissances de particules très massives conduisant à des particules secondaires de très grande énergie. Ces modèles étant sous-tendus par le fait que l’énergie de grande unification se situe autour de  $10^{25}eV$  et que les théories prévoient la création de nombreuses particules au voisinage de cette énergie lors des premiers instants de l’Univers.

### 5.2.1 Les modèles astrophysiques

Le but de cette section n’est pas de détailler les différentes hypothèses mais seulement d’énumérer les objets susceptibles de produire des rayons cosmiques aux énergies extrêmes et d’évoquer les contraintes expérimentales qui leur sont associées.

**Etoiles à Neutrons, objets compacts.** La présence de forts champs magnétiques et d’objets en rotation rapide semble propice à l’accélération de particules jusqu’aux énergies extrêmes, cependant, l’énorme production de paire  $e^+ - e^-$  associées à ces objets écrante très fortement les champs électriques potentiellement accélérateurs. Des modèles proposent qu’il est cependant malgré tout possible pour des objets atypiques ( $B \sim 10^{13}G$  et  $P \sim 10^{-3}s$ ) aux caractéristiques extrêmes d’accélérer des particules aux énergies supérieures à  $10^{20}eV$ . Il est à noter que pour l’instant de tels objets sont inconnus. De plus, ces sources étant galactiques, il devient nécessaire d’expliquer l’absence de contrepartie et l’isotropie apparente des RCUHE, par une déflexion magnétique importante.

Ceci, étant donné la connaissance actuelle du champ magnétique galactique exclut tous les modèles pour lesquels les RCUHE seraient des protons issus de sources résidant dans le plan galactique. En, effet, ces modèles prédisent une forte anisotropie qui n’est pas observée.

**Les sursauts gamma** La modélisation des sursauts gamma par collisions de bulles de matière dans un vent en expansion relativiste, permet d’imaginer la possibilité d’accélération de particules dans les chocs internes (lieu de production du GRB) ou dans le choc terminal dans le milieu extérieur (qui est supposé être la cause de l’after glow). La présence du choc dans le milieu en mouvement ultrarelativiste permet de n’accélérer les particules qu’autour de  $10^{18}eV$  dans le milieu car elles sont boostées par le mouvement de celui-ci.

Plusieurs “limites physique” (perte d’énergie par synchrotron, production de pions) font penser qu’il est possible d’accélérer des particules jusqu’à ces énergies au sein des chocs. Cependant, il reste à expliquer l’absence d’identification de ces RCUHE avec les GRB observés. Pour cela, il faut supposer la présence de champs magnétiques “retardants” pour les particules chargées. Il reste de plus à faire coïncider le taux de sursauts gamma observés avec la fréquence des RCUHE observés, tout en respectant l’hypothèse d’une origine dans un voisinage de  $\sim 100Mpc$  imposé par GZK. Cela suppose une dispersion des temps d’arrivée des ces particules sur  $10^3ans$ .

Les modèles de propagation associés prédisent aussi qu'une même source de RC UHE ne peut être observée que dans une bande d'énergie très étroite. Le flux observé étant alors la superposition d'un grand nombre de contributions différentes piquées en énergie.

**Les radio galaxies** Certains modèles prédisent la production des RC UHE au niveau de points chauds dans les plus puissantes radio galaxies, mais étant donné l'éloignement de tels objets, on doit observer une coupure GZK très prononcée dans le spectre.

Certaines études indiquent qu'une corrélation peut être observée entre la direction d'arrivée de certains RC UHE et la position de BL Lacertae données par le catalogue existant. Cependant d'un point de vue théorique, on ne s'attend pas à voir de tels objets produire des RC UHE.

**Sources proches et champ magnétique intense.** L'argument indiquant que si les sources sont proches alors on devrait constater une anisotropie des sources et ne pas manquer de les associer à des objets connus étant donnée la faiblesse du champ magnétique extragalactique observé n'est vraie que si l'on suppose ce champ uniforme or ce n'est pas ce qui est observé, la matière visible étant clairement répartie suivant des filaments. En conséquence, si les champs ne sont pas uniformes, ils peuvent prendre des valeurs plus élevées ( $B \lesssim 10^{-6}G$ ) ce qui peut entraîner des déflexions conséquentes.

De tels modèles permettent de décrire les flux observés et ont en outre l'avantage de donner une explication de l'existence de multiplets de RC UHE par un phénomène de caustiques.

Il reste à trouver des sources candidates... Une hypothèse récente considère l'accélération jusqu'à  $10^{20}GeV$  de noyaux lourds lors de flambées d'étoiles. Les galaxies concernées possèdent un champ magnétique important (quelques dizaines de  $\mu G$ ) et la formation d'étoiles génère un vent important.

### 5.2.2 Les modèles top down

Cette voie propose de produire les RC UHE par désintégration de particules super massives  $Mc^2 \gtrsim 10^{21}eV$ . L'existence de telles particules est compatible avec les modèles de physique des particules attendant un grand nombre de particules de masse  $\sim M_{GUT}$  ( $M_{GUT}c^2 \sim 10^{25}eV$ ). Le problème restant de trouver un moyen de maintenir ces particules en vie puisque le temps de vie caractéristique d'une particule super massive est de l'ordre de  $\frac{\hbar}{Mc^2} \sim 10^{-37}sec / (\frac{M}{10^{21}eV})$ .

**Défauts topologique** Parmi les candidats refuge de ces particules figurent les défauts topologiques (une corde cosmique est un défaut topologique linéique séparant une région où une symétrie de jauge est exacte, d'une région où cette symétrie de jauge est brisée (extérieur de la corde). Les particules peuvent avoir des masses  $\sim M_{GUT}$  dans la région où la symétrie est brisée et conserver une masse  $\sim 0$  dans la région de symétrie préservée.

Ces défauts topologiques stables peuvent néanmoins perdre de l'énergie de plusieurs manières, par annihilation de paires monopôle-anti-monopôle, par fragmentation de corde cosmique, etc.. Les pertes d'énergie se traduisent alors par l'émission d'ondes gravitationnelles ou de quanta de masse  $\sim M_{GUT}$  qui vont pouvoir décroître en paires quarks-leptons, qui vont produire une gerbe de protons, photons, neutrinos de très haute énergie. Les particules ainsi produites vont

perdre à leur tour de l'énergie par production de pions, de paire et par expansion pour les nucléons, par expansion pour les neutrinos, les photons s'annihilant sur le fond diffus radion, micro-onde, infrarouge, optique suivant l'énergie du photon. Ce phénomène étant limité aux photons d'énergie  $\lesssim 1\text{TeV}$  ce qui implique une bosse dans le spectre de photons aux énergies  $\sim 10\text{GeV} - 100\text{GeV}$ .

Ce domaine, fortement contraint par les observations du satellite EGRET mets clairement cette famille de modèles en difficulté.

**Encore plus étrange, Wimpzillas** On peut remarquer qu'il n'est pas forcément nécessaire d'invoquer la présence de défauts topologiques pour assurer la quasi-stabilité de particules massives.

En effet, prenons l'exemple du proton, on a  $\frac{\hbar}{m_p c^2} \sim 10^{-25} s$  or pour des raisons de conservation du nombre baryonique la désintégration est interdite. Cette conservation très faiblement violée garanti au proton une durée de vie  $\geq 10^{32}$  ans.

Ces particules supermassives appelées wimpzillas, peuvent avori été produites dans l'univers primitif, elle décroissent dans une gerbe de nucléons, photons neutrinos. Ces particules peuvent à la fois rendre compte du rayonnement cosmique UHE et de la matière noire.

Les échelles de distances mises en oeuvre dans ces modèles sont petites ces particules étant gravitationnellement confinées dans la Galaxie, ce qui les affranchit des contraintes posées par EGRET. Cependant de tels modèles conduisent à une légère anisotropie du flux mesuré de par la position excentrée de la Terre dans la Galaxie.

### 5.2.3 Les modèles hybrides

Ils sont basés sur des hypothèses permettant de s'affranchir des pertes en énergie et autorisent donc les source à être à des distances cosmologiques, ce qui résoud de fait le problème de la contrepartie.

Ces modèles sont hybrides car ils font appels à des mécanismes d'accélération mais supposent une nouvelle physique pour ce qui est de la propagation.

Nous n'en dirons pas plus sur ces modèles.