

Physique corpusculaire

M. Marcel FROISSART, professeur

Les rayons cosmiques

1. Introduction

Les rayons cosmiques sont un très ancien sujet d'études pratiquement à l'origine de notre discipline. Pourquoi y revenir maintenant ? Pour plusieurs raisons :

— Leur *origine* est très mal comprise, en tout cas pour ceux des plus hautes énergies.

— Leur *propagation* dans l'univers pose divers types de problèmes : quels sont les champs magnétiques qui les perturbent ? comment font-ils pour échapper à la perte d'énergie causée par l'interaction avec les fonds de rayonnement électromagnétiques de diverses longueurs d'onde ?

— Ceux des plus *hautes énergies* dépassent de loin les domaines d'énergies accessibles avec les accélérateurs, voire les collisionneurs. À ce titre, même si l'interprétation des expériences est très difficile, en raison de leur rareté, elle peut nous donner des lumières sur de nouveaux domaines de physique.

— Cette rareté même rend la *construction de détecteurs* efficaces extrêmement complexe et/ou onéreuse : il s'agit d'instrumenter des km^3 ou des milliers de km^2 .

— Leur nature est encore mal comprise, ainsi que leur spectre dans les diverses espèces de particules. Il faut y démêler probablement des mécanismes distincts. L'étude des rayons cosmiques dus à des *particules primaires des différentes natures* devient complémentaire. Il s'agit d'un prolongement de l'astronomie non seulement dans toutes les bandes d'énergie, mais dans les voies de nombres quantiques différents.

Ces raisons font que le sujet fait actuellement l'objet de recherches extrêmement nombreuses et variées, notamment sur les points énumérés ci-dessus.

Une autre raison, sociologique peut-être, est que la *préparation des expériences* sur le prochain grand accélérateur ne peut pas mobiliser toute la communauté des

physiciens des particules, qui ont trouvé dans les problèmes astrophysiques, et notamment dans les rayons cosmiques, des sujets pour lesquels ils avaient des idées neuves et des méthodes originales à apporter.

La suppression par le Congrès des États-Unis des crédits de construction pour le SSC, qui devait rivaliser avec le LHC européen, n'a fait qu'augmenter l'intérêt des physiciens des particules pour la physique hors accélérateurs. Dans ces conditions, il valait mieux se placer dans des domaines qui ne devaient *pas être rejoints* par les accélérateurs en construction, ou même en phase d'étude. Les rayons cosmiques de très haute énergies fournissent là une occasion unique.

Le résultat est que la production de littérature sur le sujet et les sujets connexes est absolument insurmontable. Pour préparer ce cours, j'ai réuni par exemple une bibliographie de près de 1 200 références, dont les 3/4 sont de 1997 ou plus récentes (je ne les ai pas toutes lues...). Autre exemple : les comptes rendus de la dernière conférence internationale sur les rayons cosmiques, dont nous venons de recevoir le 5^e volume sur 7 comporteront plus de 4 000 pages.

J'irai donc pêcher un certain nombre de sujets dont j'espère qu'ils vous intéresseront, et qui ont donné lieu récemment à des progrès significatifs.

Les rayonnements cosmiques de natures diverses apportent des informations complémentaires pour une vision de l'univers cohérente :

— Les *protons* et les *noyaux* sont relativement insensibles aux champs électromagnétiques. Cependant, à des énergies de l'ordre de 10^{20} eV, l'interaction des protons sur le fond cosmologique de rayonnement micro-onde (FCRM) provoque leur excitation dans la résonance Δ_{1232}^+ avec une forte section efficace et une désintégration immédiate. À chaque interaction, les protons perdent environ 22 % de leur énergie, et ce processus dure jusqu'à ce que l'énergie totale proton-photon dans leur centre de masse tombe bien en-dessous de la résonance. C'est l'effet Greisen-Zatsepin-Kuzmin (1966), ou GZK.

— Le sort des *noyaux* est moins bien connu. Ils leur faut une énergie d'excitation plus faible, mais comme les noyaux présents dans les cosmiques sont probablement les plus stables (Fe), la désintégration par excitation radiative doit comporter des étapes mal connues.

— Les *électrons* sont extrêmement sensibles aux champs magnétiques, en raison de leur faible masse. Ils se ralentissent donc très vite par effet synchrotron, et ne semblent pas être de bons candidats pour l'astronomie par rayons cosmiques.

— Les *photons* durs atteignent rapidement le seuil de création de paires électron-positron sur le rayonnement infrarouge des poussières ou sur le FCRM. La coupure GZK se situe donc pour eux vers 10^{12-13} eV.

— Les *neutrinos* sont parfaitement insensibles à tous les obstacles. Au plus sont-ils déviés par les lentilles gravitationnelles. Ce seraient des sondes idéales pour explorer l'espace lointain. Malheureusement, on pense bien que cet avantage se paie par la difficulté de les détecter efficacement ! On entreprend actuellement la construction de détecteurs de l'ordre du km^3 , mais ce ne sera qu'une première approche.

2. Les principaux problèmes actuels de l'étude des rayons cosmiques

2.1. Le spectre des cosmiques

Le spectre de *photons* diffus est dominé par le FCRM. De là, il décroît vers les plus hautes énergies de façon irrégulière, en gros selon la puissance $E^2 dN/dE \propto E^{-1.5}$ de l'énergie E . Seules des limites supérieures sont observées au-dessus de 10^9 eV, bien que quelques sources ponctuelles soient observées à 10^{12} eV. La partie de basse énergie (radio) est entachée de beaucoup d'incertitudes, bien que l'on connaisse beaucoup de sources ponctuelles dans ce domaine.

Les *cosmiques chargés* sont observés bien plus haut en énergie, malgré une pente un peu plus forte de l'ordre de $E^2 dN/dE \propto E^{-2}$. Il faut dire que leur observation est plus aisée, bien que leur rareté aux plus hautes énergies demande des détecteurs couvrant une très grande surface (10^{4-6} km²). Or c'est dans cette région qu'ils posent le plus de problèmes de physique.

Quant aux *neutrinos*, on ne peut pas affirmer les avoir clairement mesurés. Leur section efficace augmentant avec l'énergie, ils devraient pouvoir servir de base à une astronomie au-dessus du TeV (10^{12} eV), mais ils réclament des détecteurs de l'ordre du km³ pour une détection précise et statistiquement significative.

2.1.1. Le spectre des cosmiques chargés

Au-dessous de $\sim 10^{10}$ eV, les rayons cosmiques ne peuvent pas pénétrer la magnétosphère terrestre, qui agit donc comme un écran d'autant plus efficace que l'énergie est faible.

Nous observons donc un maximum correspondant à une pénétration à peu près totale vers 10^9 - 10^8 eV. Puis nous suivons de la Terre le spectre arrivant de l'espace, et qui a en gros une structure en lois de puissance par intervalles. Le premier raccord, à environ 10^{15-16} eV s'appelle le « genou » (knee), d'après sa forme, et le second à $\sim 10^{19}$ eV, beaucoup moins net en raison de la faible statistique, s'appelle la « cheville » (ankle). Les différences de pente (voir p. ex. F. Halzen, *astro-ph/0302489*) sont faibles, ce qui fait que la forme exacte du raccordement fait encore l'objet de discussions. Ceci rejaillit inévitablement sur l'interprétation de ces ruptures de pente, et leur mécanisme.

2.2. L'origine des cosmiques chargés

L'origine des cosmiques chargés reste encore hypothétique. Ceci est dû notamment au fait qu'il est impossible de repérer la source d'un cosmique chargé, du fait qu'il a traversé le *champ magnétique* de la Galaxie, voire le champ magnétique intergalactique, s'il provient d'une source extragalactique.

On estime que les champs magnétiques galactiques sont de l'ordre du *micro-gauss*, mais d'intensité variable selon la position : ils pourraient être plus élevés dans les bras spiraux, ce qui en donnerait la cohésion, et moins en-dehors. En ce

qui concerne les champs intergalactiques, l'incertitude est bien plus grande. Le champ pourrait être de l'ordre du nG. Le *rayon gyromagnétique* $R_{\text{gyro}} = E/B$ est le rayon du cercle décrit, en négligeant le bremsstrahlung, par la particule d'énergie E dans un champ uniforme B .

Après avoir parcouru une distance d perpendiculairement au champ, la particule a infléchi sa trajectoire d'un angle $\theta = d/R_{\text{gyro}} = dB/E$. En unités appropriées, ceci donne :

$$\theta = \frac{d_{\text{Mpc}} B_{\text{nG}}}{E/(3 \cdot 10^{19} \text{eV})} = \frac{d_{\text{kpc}} B_{\mu\text{G}}}{E/(3 \cdot 10^{19} \text{eV})}$$

Ceci montre que le champ magnétique galactique devient à peu près *transparent* aux cosmiques à la cheville et au-dessus : les cosmiques ne peuvent plus être capturés, mais ils peuvent provenir de l'espace extragalactique, ce qui serait concordant avec leur apparence isotrope, bien qu'aucun détecteur important n'ait encore couvert l'hémisphère Sud. D'où le choix d'AUGER de commencer par son détecteur Sud.

2.3. L'effet GZK

2.3.1. Effet GZK et corrélation angulaire

La population de cosmiques chargés au-dessus de la cheville commence à ressentir l'effet GZK dont nous avons parlé précédemment : ralentissement par interaction résonnante avec les photons du FCRM. Au-dessus de $5 \cdot 10^{19} \text{eV}$, le libre parcours moyen des protons est de 10 Mpc. L'expérience japonaise AGASA, qui a détecté 10 événements de plus de 10^{20}eV doit attribuer cette statistique à l'existence de sources proches, disons dans un rayon de 100 Mpc. Cet effet doit être d'autant plus marqué que l'on monte en énergie.

Dans ces conditions, on s'attend à ce que les cosmiques d'énergie supérieure à 10^{19}eV proviennent de sources discrètes, car il n'y a pas tellement d'autres possibilités. Si c'est le cas, il doit y avoir corrélation des directions d'arrivée, et ce, d'autant plus que l'énergie est élevée.

C'est ce que montre la comparaison des histogrammes d'angles de paires de cosmiques relevés par AGASA : la corrélation aux petits angles est beaucoup plus marquée pour des énergies supérieures à $4 \cdot 10^{19} \text{eV}$ qu'à des énergies seulement supérieures à 10^{19}eV . On pourrait se demander cependant pourquoi la largeur de ce pic ne décroît apparemment pas quand l'énergie augmente.

Cependant, *les résultats d'AGASA* contredisent apparemment les conséquences de l'effet GZK tant par les modèles que l'on peut faire raisonnablement de distributions en distance des sources que par un désaccord avec les expériences HiRes, qui ne voient pas autant de cosmiques de si haute énergie, et qui sont bien plus en accord avec ces modèles.

2.3.2. Calcul de l'effet GZK

Le calcul du ralentissement des protons au-dessus du seuil de production de la résonance Δ est parfaitement robuste : il ne dépend que du spectre du FCRM, qui est un spectre de corps noir bien connu et de la section efficace $p + \gamma \rightarrow \Delta$, également bien connue. La cinématique de la réaction donne :

$$p_{c.m.} = 229 \text{ MeV} ; E_{pc.m.} = \sqrt{m_p^2 + p^2} = 966 \text{ MeV} ; E_{\pi c.m.} = \sqrt{m_\pi^2 + p^2} = 266 \text{ MeV}$$

À ces énergies, le pion et le proton sont tous deux ultra-relativistes. Leurs énergies dans le système de l'observateur sont proportionnelles à $\gamma(E_{c.m.} \pm p_{c.m.})$, avec $\gamma = E_{tot}/m_\Delta$ soit $\gamma(E_{c.m.} \pm p_{c.m.} \cos \theta)$, c'est-à-dire uniformément réparties, pour le proton, entre $E_{min} = 0.60 E_{tot}$ et $E_{max} = 0.97 E_{tot}$. L'énergie moyenne du proton s'établit donc à $0.78 E_{tot}$. Il perd donc en moyenne 22 % de son énergie à chaque collision avec un photon dans la largeur du Δ .

L'atténuation du flux en fonction de l'énergie à cause de l'effet GZK est brutale : elle ramène toutes les énergies à 10^{20} eV à partir d'environ 100 Mpc. Comme le record observé est de $3 \cdot 10^{20}$ eV, il faut supposer que la source dépasse très largement cette énergie, ou qu'elle se situe à quelques dizaines de Mpc au plus. Le problème est que l'on ne connaît pas de source susceptible de donner cet effet à cette distance.

Un autre problème est l'incohérence entre les données d'AGASA et celles de HiRes, qui peut être dû à une mauvaise intercalibration entre deux méthodes reposant sur des effets physiques différents (respectivement effet Tcherenkov et effet de fluorescence dans l'atmosphère). L'expérience AUGER, qui pourra observer simultanément une partie des événements par les deux méthodes, donnera peut-être des éclaircissements à ce sujet.

2.4. L'origine des cosmiques chargés

On voit donc que le problème de l'origine des cosmiques chargés est tout à fait non-trivial, puisque l'on n'a pas identifié de sources susceptibles d'en former l'origine.

Deux possibilités se présentent à première vue : le schéma bas-haut (*bottom-up*), dans lequel des protons d'énergie basse ou moyenne sont progressivement accélérés vers les énergies suffisantes pour nous parvenir aux énergies observées, malgré le frottement sur le FCRM. Encore faut-il comprendre comment l'accélérateur fonctionne, avec quel rendement, et pourquoi on ne l'observe pas directement, malgré les énergies fatalement mises en jeu. La deuxième possibilité est le schéma haut-bas (*top-down*), dans lequel des particules très massives (masse supérieure à 10^{21} eV) se désintègrent pour donner de préférence des paires de quark-antiquark. L'inconvénient de ce schéma est qu'il fait intervenir des hypothèses assez arbitraires sur une physique nouvelle, ce qui est contraire au principe de simplicité (*rasoir d'Occam*). Ces particules pourraient en particulier être des défauts topologiques créés au moment de la brisure spontanée de symétries quand l'uni-

vers s'est refroidi. Ces défauts topologiques fossiles pourraient se désintégrer lentement en émettant des particules d'une masse caractéristique de l'échelle de masse de la brisure de symétrie en question.

2.4.1. Les problèmes du schéma bas-haut

Les deux principaux mécanismes d'accélération de protons (ou de noyaux) envisagés actuellement sont :

— Le mécanisme de Fermi d'accélération qui peut tout simplement être dû à un mouvement relatif de nuages ionisés qui piègent le champ magnétique, et par là échangent de l'énergie avec les particules chargées qui les traversent au hasard. Comme c'est un effet d'équipartition de l'énergie, et que les nuages sont bien plus lourds que les particules, le transfert d'énergie a lieu proportionnellement au carré β^2 de leurs vitesses relatives. C'est l'effet de Fermi du second ordre, très inefficace.

— En présence d'une onde de choc, dans le repère où l'onde de choc est au repos, on voit la matière en mouvement ordonné, s'approchant, tenue et rapide, vers l'onde de choc d'un côté, s'en éloignant, dense et lente, de l'autre côté. Ce mouvement ordonné fait que le cosmique rebondit de part et d'autre de l'onde de choc, en acquérant à chaque fois une énergie proportionnelle à la vitesse relative β des deux côtés. Ce système est bien plus efficace que le précédent pour accélérer les cosmiques. On l'appelle effet de Fermi du premier ordre. Néanmoins, il faut un temps non-négligeable pour que l'accélération se produise, et le cosmique perd de son énergie par effet synchrotron. Il ne peut ainsi gagner qu'une vitesse limitée.

— Finalement, il existe des effets inductifs à un seul coup : quand une particule chargée se trouve à proximité d'un corps en rotation rapide, avec un champ magnétique très élevé, il existe un champ électrique d'induction qui peut l'accélérer à de très hautes énergies, avec un excellent rendement, car le cosmique sort du champ magnétique avant d'avoir eu le temps de perdre son énergie par rayonnement synchrotron. Cette énergie est cependant limitée par la différence de potentiel totale entre la surface du corps en rotation (étoile à neutrons) ou son horizon (trou noir) et l'infini (Medvedev, astro-ph/0303271).

On a dans tous les cas de figure la condition que le rayon de giration reste inférieur à la dimension de la zone d'accélération :

$$E_{\text{acc}} \leq ZeBR \leq 9.3 \cdot 10^{23} ZBR_{\text{kpc}} \text{eV} \quad (\text{Hillas})$$

Dans le cas de l'accélération de Fermi, la particule perd de l'énergie par rayonnement synchrotron entre chaque accélération, selon la loi

$$dE/dx = F_{\text{rad}} = (-2/3)[Ze/(Am_p c^2)]^4 B(x)^2 E^2$$

dont la solution est clairement $E^{-1} = E_0^{-1} + E_{\text{cr}}^{-1}$ et atteint après une accélération, aussi forte soit-elle, l'énergie :

$$E_{\text{cr}} = (3/2)[Am_p c^2/(Ze)]^4 / \int_0^R B(x)^2 dx \sim 2.9 \cdot 10^{16} (A/Z)^4 / (B_G^2 R_{\text{kpc}}) \text{eV}$$

en posant $B = \text{Cste}$

Dans le cas de l'accélération par induction, le champ B est variable en $1/r^2$, mais le champ d'accélération inductif est en principe proportionnel à $\dot{\mathbf{v}} \times \mathbf{B} \propto 1/r$ avec un maximum de l'ordre de B , en négligeant tous les effets d'écran. On a donc une loi d'accélération :

$$dE/dx \sim ZeB - (2/3)[Zel(Am_p c^2)]^4 B^2 E^2$$

avec une solution approchée $E = \sqrt{E_{\text{acc}} E_{\text{cr}}} \text{th} \sqrt{E_{\text{acc}}/E_{\text{cr}}}$

Pour $E_{\text{acc}} \ll E_{\text{cr}}$, on retrouve la contrainte de Hillas $E \lesssim E_{\text{acc}}$, sinon on trouve :

$$E_{\text{max}} \sim \sqrt{E_{\text{acc}} E_{\text{cr}}} 1.3 10^{20} A^2 Z^{-3/2} B^{-1/2} \text{eV}$$

Medvedev, (*ibid.*) représente dans le plan (R, B) ces diverses contraintes pour un p cosmique de $3 10^{20} \text{eV}$: la contrainte de Hillas, les contraintes de perte synchrotron dans les cas de Fermi ou inductif.

Des sources connues possibles figurent dans l'angle acceptable pour des Fe de $3 10^{20} \text{eV}$, mais pas pour des p de 10^{22}eV ou $3 10^{23} \text{eV}$.

2.4.2. Les problèmes du schéma haut-bas

En supposant que la masse d'un défaut topologique de brisure spontanée de symétrie soit d'environ 10^{24}eV , ce qui ne résout pas vraiment le problème GZK, il reste tout un ensemble de petits problèmes à résoudre :

— Quelles que soient les voies de désintégration, même hadroniques ($q\bar{q}$), le nombre de nucléons reste toujours faible par rapport aux gammas de π^0 , aux neutrinos de π^\pm , et aux gammas synchrotron d'électrons.

— L'événement le plus énergétique observé par HiRes n'est probablement pas un photon, qui démarrerait sa gerbe dans l'interaction avec la magnétosphère.

— Même remarque pour l'événement de Yakutsk, qui comporte un grand nombre de muons, ce qui fait penser à une gerbe essentiellement hadronique.

— La corrélation en direction dépendant de l'énergie montrée par AGASA fait plutôt penser à des primaires chargés.

La pauvreté d'observations de photons par rapport aux protons peut être interprétée par un ralentissement bien plus rapide des photons par production de paires sur le fond IR et FCRM. Cependant, ceci nécessite un rehaussement de la normalisation totale, et par conséquent du flux de neutrinos, à un niveau observable par AMANDA.

On pourrait supposer que les primaires sont en fait des neutrinos, mais ils subissent un certain nombre des critiques ci-dessus, et de plus leur section efficace dans le modèle standard ferait démarrer les gerbes à toute hauteur dans l'atmosphère, ce qui n'est pas observé. Si la section efficace augmente brutalement (il s'en faut de 10^5), on risque de violer l'unitarité.

2.5. La technologie au secours !

Pour améliorer la qualité des données sur lesquelles sont fondés ces raisonnements, il faut renforcer la qualité des expériences, tant en systématique qu'en statistique.

L'expérience HiRes, dans l'Utah, est un perfectionnement de l'expérience initiale Fly's Eye, qui détecte la fluorescence de l'atmosphère sous l'influence des particules d'une grande gerbe, avec des détecteurs dirigés vers tout un secteur du ciel.

Les perfectionnements apportés à la nouvelle installation résident dans le fait qu'elle va observer un important volume de l'atmosphère en vision stéréoscopique à partir de deux détecteurs. Ceci donne la position exacte dans l'espace de l'axe de la gerbe, et permet ainsi de localiser le début de gerbe en haut de l'atmosphère avec précision. Nous avons vu que cette localisation joue un rôle important pour la détermination de la nature des primaires.

Un autre problème est visé par l'expérience AUGER, à laquelle le Laboratoire participe : c'est celui de la normalisation relative des expériences par observation de la fluorescence, comme HiRes, et par un réseau au sol de détecteurs de muons par effet Tcherenkov dans l'eau, comme l'expérience AGASA. Nous avons ainsi vu que HiRes et AGASA trouvaient des résultats contradictoires dans leur étude de l'effet GZK.

L'expérience AUGER est ainsi constituée de deux sites, l'un dans la pampa Argentine, en cours de construction, l'autre envisagé aux États-Unis. Chaque site couvre 3 000 km² au sol, et est simultanément recouvert par des stations de détection des muons, et par le champ de vue de détecteurs de fluorescence. Ces derniers ne peuvent pas fonctionner le jour, ni même avec la lune, et leur taux de disponibilité est donc d'environ 10 %. Ceci suffira néanmoins pour établir avec fiabilité une corrélation croisée des estimations d'énergies pour les événements vus en coïncidence. Le taux de disponibilité du réseau au sol, proche de 100 %, permettra d'accumuler de la statistique. Un certain nombre d'événements pourra être observé par le réseau et par deux détecteurs de fluorescence, ce qui donnera une information intéressante.

2.6. Autre méthode : observer de l'espace

Une autre méthode pour agrandir la surface au sol observée pour la fluorescence de l'atmosphère est de l'examiner par satellite. Deux projets sont en cours d'élaboration : un européen, EUSO, et un américain, OWL. Ils ont en commun bien des points communs, et quelques différences :

— *EUSO* adopte une attitude conservatrice, notamment dans la possibilité de distinguer avec précision les détails des gerbes. Pour cela, il restera à une altitude

d'environ 400 km², ce qui lui donne un champ de vue de 2 10⁵ km². Il sera installé sur la station spatiale internationale, et donc seul, et en vision monoculaire.

— *OWL* est beaucoup plus ambitieux. Il doit être composé de deux satellites conjoints à une distance de 20 km, à une altitude de 1 000 km. De ce fait, le champ de vue est environ 2 10⁶ km², soit 10 fois plus que celui d'EUSO. Les problèmes de précision sont de ce fait plus délicats à résoudre. On peut considérer que *OWL* est d'une génération ultérieure à EUSO, qui aura déjà défriché un certain nombre de problèmes.

Un des problèmes difficiles pour les deux expériences est de déterminer avec exactitude l'altitude de la couche nuageuse supérieure qui diffuse la tache Tcherenkov, et qui limite la longueur observable de la gerbe. Les deux expériences mettent au point un Lidar, radar fonctionnant dans le domaine UV proche, voisin du rayonnement Tcherenkov et de celui de fluorescence.

3. Les cosmiques chargés galactiques — le genou

Au-dessous de 10¹⁹eV, les cosmiques chargés peuvent être considérés comme piégés par le champ magnétique galactique. Ils ne peuvent donc ni sortir ni entrer dans la Galaxie. Il faut donc qu'ils soient engendrés au sein même de la Galaxie. La doctrine actuelle est qu'ils proviennent des phénomènes d'accélération sur les ondes de choc des supernovæ. On distingue, de ce point de vue deux types de supernovæ : les supernovæ par accréation, de type Ia, et les supernovæ par effondrement du cœur, des types II, Ib et Ic.

Les types de SN ont été ainsi dénommés à l'époque où l'on observait les SN par spectrométrie, et en fonction du type spectral observé : type I sans raies d'H, type II avec. Malheureusement, maintenant que l'on a une certaine idée du mécanisme d'explosion des SN, il s'avère que cette classification n'est pas très pertinente.

Un groupe à part est constitué par les supernovæ de type Ia (SNIa) : une SNIa est une étoile ordinaire ayant fini sa vie, une naine blanche par exemple, dans un système binaire, et qui accrète de la matière de son compagnon. Ce compagnon, avant de mourir à son tour, devient géante et sort de son lobe de Roche, domaine où la matière est confinée par la gravitation.

La naine blanche grossit ainsi et finit par atteindre la limite de Chandrasekhar, de 1.4 M_{\odot} . Là, la pression de Fermi des électrons ne retient plus l'effondrement de la matière, les noyaux entrent en contact et forment des noyaux lourds, ce qui constitue une réaction exothermique qui aboutit à l'explosion et à la dispersion de la supernova. Comme ce phénomène est réglé par la masse de Chandrasekhar, il est très uniforme, ce qui fait que les SNIa sont des chandelles standard qui permettent d'explorer l'univers à longue distance. La dispersion du cœur contribue à une haute luminosité optique.

Comme le montre la distribution en magnitude absolue au maximum des principaux types de SN, les SNIa ont une magnitude absolue très uniforme, entre -19 et -20 (Sveshnikova, astro-ph/0303159). Elles sont parmi les plus brillantes, et très nombreuses (mais n'y a-t-il pas un biais d'observation, dû au fait qu'elles sont brillantes et qu'on les a beaucoup recherchées ?).

Les autres SN correspondent à des étoiles plus massives ($M > 8M_{\odot}$), où, vers la fin de la combustion, le cœur — comprimé par les couches superficielles — s'effondre pour produire de la même manière des éléments lourds : ^{56}Ni se désintègre rapidement en ^{56}Co puis en ^{56}Fe qui est le plus stable des noyaux. Parallèlement a lieu une émission pratiquement instantanée de paires de neutrinos, où passe la plus grande partie de l'énergie gravitationnelle d'effondrement. Une onde de choc mécanique supersonique atteint rapidement le milieu interstellaire. Là a lieu un phénomène d'accélération de Fermi du premier ordre sur toutes les particules chargées, qui donne un spectre en E^{-2} . Évidemment, ce spectre ne se maintient pas indéfiniment, car le rayon de giration finit par excéder les dimensions de la SN.

L'énergie maximale est une fonction complexe de :

| | |
|---|--|
| R_{choc} : Rayon du choc | T_{SNR} : Âge du reste de SN |
| V_{choc} : Vitesse du choc | E_{51} : Énergie de l'explosion (en 10^{51} erg) |
| $M_{\text{éj.}}$: Masse éjectée | n_{H} : Densité de protons |
| B : Champ magnétique dans l'espace interstellaire | |

$$E_{\text{max}}/A = 2 \cdot 10^{13} \text{eV} ZB/(A\eta\mu G) \times [E_{51}/(n_{\text{H}} \text{cm}^3) \times V_{\text{choc}}/(10^3 \text{km/s})]^{1/3}$$

3.1. La distribution des cosmiques en énergie E

Elle est donnée par une loi en puissance par morceaux $G(E, E_{\text{max}}) \propto E^{-\gamma}$

$$\gamma = \begin{cases} 2 & 10^{10} \text{eV} < E < E_{\text{max}}/5 \\ 1.7 & E_{\text{max}}/5 < E < E_{\text{max}} \\ 5 & E_{\text{max}} < E \end{cases}$$

La décroissance de γ juste au-dessous de E_{max} est due aux effets non-linéaires de rétroaction des cosmiques énergiques sur la forme du choc. La rupture de pente brutale au-dessus de E_{max} peut expliquer, comme nous allons voir, l'existence du « genou ».

3.2. Spectres typiques en protons pour divers types de SN

Comme nous l'avons vu, les magnitudes de diverses SN de même type, hors SNIa, sont parfois très étalées. Sveshnikova (astro-ph/0303159) présente donc des courbes pour certains lots qui ont été partagés en SN normales et SN très lumineuses.

On y remarque que les SNIa, malgré leur luminosité grande, et leur nombre, jouent un faible rôle dans la distribution en énergie des cosmiques, en raison de leur petitesse.

3.3. La variété des supernovæ

Pour tenir compte de la variété des types de supernovæ, nous devons exprimer que la distribution globale $F(E)$ des cosmiques s'exprime comme une somme

$$F(E) = \sum_i \sum_j \int \psi_j(E_{51}) G(E, E_{\max}(E_{51}, B, Z_i)) dE_{51}$$

où i est l'indice du groupe de cosmiques (protons, noyaux selon leur masse) et j est le type de SN. Les paramètres B et n_H dépendent de l'environnement inter-stellaire de la SN. Pour chaque événement, la normalisation est donnée par :

$$\int G(E, E_{\max}) E dE = .1 - .3 E_{51}.$$

La question la plus difficile est de trouver la bonne fonction de répartition $\psi(E_{51})$.

En effet, mettant à part les SNIa, dont le processus d'explosion est singulier, puisqu'elles sont relativement petites, et qu'elles se dispersent sans laisser de reste, les SN par effondrement du cœur (CCSNe) revêtent des aspects bien divers, notamment en fonction de la masse de l'enveloppe qui peut être éjectée.

3.4. Un rapide bestiaire de ces SN

- Les SNII-L (à décroissance linéaire) sont une population très diverse.
- Les SNII-P (à plateau) montrent une corrélation étroite luminosité-vitesse. Ce résultat suggère que quand l'énergie augmente, les énergies cinétiques suivent. Ces étoiles explosent isolées.
- Les SNIIdw sont en interaction forte avec un vent dense (dense wind) produit par une/des SN voisine(s) avant l'explosion, et émettent fortement en radio. Elles forment ~ 30 % de toutes les CCSNe.
- Si des raies étroites sont présentes, les SN sont classées comme SNIIn étroites (narrow). Très brillantes, elles présentent des spectres variés.
- Les SNe déficientes en H : SNIb et SNIc sont massives (peut-être des Wolf-Rayet) qui ont perdu leur H. Les SNIc ont aussi perdu la majorité de l'He. Ce sont probablement des éléments de binaires.
- 3 SNe (SN1999ef, SN1998bw, SN2002ap) ont montré des spectres sans structure, peut-être résultat de vitesses d'expansion inhabituelles. Ces objets seraient hyper-énergiques, et on les appelle « hypernovæ » : $E_{51} \sim 7$ (2002ap), 8 (1887ef), 60 (1998bw), avec une vitesse d'expansion estimée supérieure à $3 \cdot 10^4$ km/s.

Il semblerait qu'il y ait un continuum modulé par les circonstances extérieures, avec une masse d'enveloppe décroissante de IIL, Ib à Ic.

3.5. Paramètres des échantillons de SN

| Type de SN | $\langle M_b \rangle$ | σ | Statistique |
|----------------|-----------------------|----------|-------------|
| Ia | -19.46 | 0.56 | 111(30) |
| Ibc total | -18.04 | 1.39 | 18 |
| Ibc1 brillante | -20.26 | 0.33 | 5 |
| Ibc2 normale | -17.61 | 0.74 | 13 |
| III total | -18.03 | 0.9 | 16 |
| III1 brillante | -19.27 | 0.51 | 4 |
| III2 normale | -17.56 | 0.38 | 12 |
| IIP | -17 | 1.12 | 29 |
| IIn | -19.15 | 0.92 | 9 |

Des considérations dynamiques permettent de relier en première approximation le paramètre E_{\max} essentiellement à E_{51} , avec de faibles corrections dépendant de la masse des éjecta M_{ej} et du rayon R de la présupernova :

$$\log E_{\max} \sim 0.52 \log E_{51} - 0.02 \log R - 0.16 M_{\text{ej}} + 2.43$$

En prenant des valeurs moyennes pour $R \sim 200$ et $M_{\text{ej}} \sim 20$, on trouve

$$\log E_{\max} \sim 0.52 \log E_{51} + 14.1 \log \text{eV}, \text{ soit } E_{\max} \sim 1.2 E_{51}^{0.52} 10^{14} \text{eV}.$$

La valeur de E_{51} est approximativement déterminée par la magnitude absolue dans la bande V , avec également quelques corrections dépendant de M_{ej} et de R . Le point crucial est l'étalement de ces magnitudes, comme nous l'avons vu.

3.6. Distribution des énergies E_{51} des SN

La distribution des énergies E_{51} sommée sur tous les types de cosmiques et de SN par Sveshnikova (*ibid.*) présente un pic relativement étroit vers 10, mais une longue queue vers des valeurs bien supérieures. Ceci explique le décalage en énergie selon le type de SN déjà montré.

On réalise que les SNIa jouent un faible rôle, car malgré leur haute luminosité, elles ne contribuent guère à cette somme. Sinon, le pic serait déplacé vers les grandes énergies.

3.7. Étalement dû aux divers types de particules

En première approximation, on peut séparer les divers types de cosmiques dans les groupes suivants, qui sont relativement homogènes :

| Type | Z | Pourcentage |
|------------|----|-------------|
| H | 1 | 36 % |
| He | 2 | 25 % |
| (C,N,O) | 7 | 15 % |
| (Ne,Mg,Si) | 12 | 13 % |
| Fe | 26 | 15 % |

Souvenons-nous que les dépendances en énergie de ces divers groupes sont sensiblement les mêmes, au facteur Z près. Ce dernier va étaler les diverses contributions et amener à une pente relativement constante au-dessus du premier genou du p . (Sveshnikova, *ibid.*)

3.8. L'âge du fer

Visiblement, l'explication du comportement du genou global repose d'une part sur la longue queue de $\psi(E_{51})$ vers les hautes valeurs de E_{51} , et d'autre part sur le poids important du fer, qui décale encore la courbe totale résultante vers le haut.

Il est intéressant de confronter cette explication théorique avec les mesures expérimentales de la composition des cosmiques en fonction de l'énergie, ce qui a été mesuré par la collaboration KASCADE. Sveshnikova montre que la composition expérimentale en Fe augmente plus rapidement que la prédiction théorique.

On peut argumenter que la plupart des SNIIn se forment presque en même temps dans des « superbulles » d'où elles ont expulsé les gaz légers, ce qui favorise l'accélération de noyaux lourds. Si l'on pousse le modèle à l'extrême, en supprimant les p et les He des SNIIn, on obtient un résultat au-dessus des points de KASCADE. La vérité est donc intermédiaire.

3.9. Total des totaux

Sveshnikova (*ibid.*) montre le total des contributions, ainsi que les trois contributions les plus importantes des groupes de SNe. Comme on pouvait s'y attendre, l'étalement du genou se fait d'autant plus grand que l'on mêle divers types de sources et divers types de particules primaires.

Il faut encore tenir compte du fait que la statistique de SNe que nous possédons, relative à notre Galaxie, est extrêmement faible (moins de 10, certainement), que par contre les cosmiques qui y sont piégés ont un temps de vie mal connu ($\sim 10^7$ ans ?), mais bien plus grand certainement que nos temps d'observation, même si on y inclut les « prodiges » qui ont frappé le passé de l'histoire de l'humanité.

3.10. Variations sur ce thème

La position et la forme du genou dépendent de façon critique des SNe des plus hautes énergies. La découverte des hypernovæ complique encore le problème, car si $\sim 2\%$ de supernovæ tombent dans cette catégorie, il faut mieux les connaître : on pense que des étoiles de masse $\geq 20 - 25M_{\odot}$ ont un devenir très divers, selon leur moment angulaire, le vent stellaire, la métallicité, le champ magnétique et la présence d'un compagnon. Dans tous les cas, le cœur s'effondre en un trou noir, mais elles peuvent être très actives, et apparaître comme hypernovæ, ou au contraire être étouffées par le poids de l'enveloppe, et n'apparaître que comme une SN faible. Il peut en résulter donc une grande dispersion des valeurs de E_{51} , et un genou décalé vers le haut.

Sveshnikova a comparé les formes de genoux correspondant au modèle que nous avons exposé, celui faisant intervenir les hypernovæ, un modèle précédent basé sur $E_{\max} \propto E_{51}^{0.63}$, ainsi qu'un modèle simpliste avec $\psi(E_{51}) \propto E_{51}^{-79}$ approchant une détermination expérimentale. Les résultats d'observation ne permettent pas de trancher entre ces diverses formes.

4. Les cosmiques et le climat de la Terre

Il s'agit là d'un sujet très complexe, le système climatique terrestre pouvant avoir plusieurs régimes métastables, basculant de l'un à l'autre avec des effets d'hystérésis, sous l'action des variations de la géométrie de la Terre, de son orbite, du CO_2 , de l'activité du Soleil.

Nous évoquons ici le rôle que pourraient jouer les cosmiques et leur intensité, via leur pouvoir de nucléation de la vapeur d'eau en gouttelettes de nuages (Cf. chambre de Wilson). La Terre est soumise à un flux de cosmiques, modulé par l'action du vent solaire. D'après Shaviv, les cosmiques vers 10 GeV pénètrent suffisamment bas dans l'atmosphère pour jouer un rôle dans la nucléation de nuages de basse altitude, opaques, d'albedo élevé, et ayant donc un effet refroidissant. Ces cosmiques sont d'ailleurs peu sujets à l'action du vent solaire.

Leur intensité est corrélée à la position — mal connue — des bras spiraux de la Galaxie : ces bras sont des ondes magnéto-hydrodynamiques (?) qui compriment le gaz de la Galaxie et favorisent la naissance d'étoiles. Les plus grosses (types O et B) ont une vie courte (de l'ordre de $5 \cdot 10^6$ ans), et donnent des SNII. Les cosmiques émis par ces SNe sont piégés dans le bras de naissance, ce qui fait que les bras spiraux sont des lieux de plus haute intensité de cosmiques. Ce taux de naissance peut à son tour être modulé par les perturbations des Nuages de Magellan avec une période de l'ordre de $2 \cdot 10^9$ ans, ce qui donnerait peu de glaciations entre 10^9 et $2 \cdot 10^9$ ans dans le passé, puis plus auparavant.

Le système solaire orbite autour du centre galactique plus vite que les 4 (?) bras, ce qui fait qu'il y pénètre régulièrement (?), avec une période de $1,4 \cdot 10^8$ ans (?). On doit donc trouver des conséquences à cette période sur le climat. Bien sûr, il y a des modulations de plus haute ou plus basse fréquence dues aux facteurs cités plus haut. Certains auteurs, dont mon collègue E. Bard, spécialiste en climatologie, contestent d'ailleurs cette possibilité, d'autant qu'ils se penchent surtout sur les composantes de haute fréquence.

Mais j'ai pensé qu'il était amusant de présenter une figure composée par N. Shaviv (astro-ph/0209252), et qui compare :

- La position de la Terre par rapport aux bras spiraux.
- La variation du flux des cosmiques rapportée au présent.
- Une estimation de la température tropicale, et étendue en latitude des sédiments de charriage par les glaces.
- Les épisodes « chauds » et « froids » du climat terrestre.

- Les périodes avec glaciations et l'étendue de ces dernières.
- L'exposition aux cosmiques des météorites ferreux correspondants.
- La chronologie en ères géologiques : du Tertiaire au Précambrien.
- La chronologie absolue en millions d'années avant le présent.

Un certain parallèle entre tous les éléments astro-climatiques semble se dégager.

5. La grande querelle des flux de neutrinos de HE

Waxman et Bahcall (hep-ph/9807282) ont fait un modèle d'accélération de protons dans les sursauts gamma (GRB), dont ils ont déduit un taux de production de neutrinos.

Comme ce taux était bien inférieur à celui de modèles précédents (accélération dans les AGN), ils ont voulu comprendre pourquoi. Ceci les a amenés à trouver une raison pour mettre une limite au flux de neutrinos de haute énergie. Et cela a déclenché une querelle homérique entre les deux écoles de pensée.

5.1. La limite de Waxman et Bahcall — WB

L'article original de Waxman et Bahcall (Phys. Rev. D59 (99) 023002) est un peu difficile à suivre en raison des approximations faites implicitement, ce qui conduit à trouver ce qui apparaît comme des contradictions.

5.1.1. L'idée de base

C'est de partir de n'importe quelle source de protons cosmiques d'UHE (Ultra-Haute Énergie), que ce soit un jet d'AGN, ou un GRB, qui arrive — par exemple par accélération de Fermi sur chocs — à accélérer des protons dans la gamme de la cheville, par exemple 10^{19-21} eV.

Ces protons vont interagir sur l'abondante population de photons présente au sein d'une telle source, et donner principalement les deux modes de photoproduction de pions :

$$p + \gamma \begin{cases} \rightarrow p + \pi^0 \rightarrow p + 2\gamma \\ \rightarrow n + \pi^+ \rightarrow n + \mu^+ + \nu_\mu \end{cases}$$

Le premier mode ne fait que faire perdre de l'énergie aux protons et alimenter la population de photons énergiques, mais collimés dans la même direction que le proton initial, ce qui fait qu'ils vont soit pouvoir contribuer à une étape ultérieure du même processus, soit échapper en tant que γ cosmiques d'UHE, qui ne tarderont pas à engendrer une gerbe cosmique.

Le deuxième mode, lui, va engendrer un neutron et un muon instables, mais qui en raison de leur énergie, apparaissent stables, et sortent de la circulation. Ce n'est probablement qu'au-delà que le muon pourra se désintégrer à son tour en donnant :

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$$

Comme une hypothèse valable est celle de l'accélération de Fermi, alors que les données expérimentales ne donnent pas de base solide à un ansatz sur la forme du spectre des protons accélérés, WB supposent un spectre de protons proportionnel à E_p^{-2} : $d^2N_p/dE_p dt \propto E_p^{-2}$.

C'est dN_p/dt qui apparaît ici, car il s'agit d'une production de protons, dont on suppose le temps de parcours, tout au moins à UHE, faible par rapport aux neutrinos, qui sont censés être éternels.

On suppose également la production de protons en gros uniforme, c'est-à-dire proportionnelle au volume : $E_p^2 d^2N_p/dE_p dt = KdV$. On estime la constante K en s'affranchissant autant que possible de l'erreur de normalisation sur l'énergie, c'est-à-dire en calculant l'énergie totale des protons d'UHE dans un intervalle où on a le moins de doutes sur la validité des expériences, soit 10^{19} eV à 10^{21} eV.

$$\begin{aligned} \int_{10^{19}\text{eV}}^{10^{21}\text{eV}} E_p (d^2N_p/dtdE_p) dE_p &= KdV \int_{10^{19}\text{eV}}^{10^{21}\text{eV}} dE_p/E_p \\ &= KdV \ln E_p \Big|_{10^{19}\text{eV}}^{10^{21}\text{eV}} = KdV \ln 100 \text{ avec } K \ln 100 = 10^{44} \text{ erg/Mpc}^3/\text{an} \end{aligned}$$

selon les résultats expérimentaux approchés.

Noter que le choix de l'énergie moyenne fait disparaître le problème de normalisation absolue de l'énergie.

Dans le premier stade de la réaction, le ν — qui a 30 MeV dans le système au repos du pion — et le μ partagent à peu près 27 % et 73 % de l'énergie du pion, lequel a environ 20 % de celle du proton, ce qui donne 5 % de l'énergie du proton au ν . Ultérieurement, les e^+ , $\bar{\nu}_\mu$ et ν_e se partagent chacun 1/3 de l'énergie du muon, la masse de l'électron étant négligeable. Donc les 3 (anti)neutrinos issus de la désintégration du pion chargé ont environ la même énergie :

$E_\nu = E_p/20$. Raisonons sur le premier (ν_μ). Soit ε la fraction d'énergie perdue par le proton. Ceci signifie qu'il a subi environ $\varepsilon/0.2 = 5\varepsilon$ photoproductions de pion. La moitié d'entre elles vont dans le canal du pion chargé, ce qui fait que

$$dN_{\nu_\mu}(E_{\nu_\mu})/dt = 2.5\varepsilon dN_p(E_p)/dt.$$

Les neutrinos se stockent depuis un temps que nous pouvons assimiler au temps de Hubble t_H . Donc, à supposer que K reste constant dans le temps,

$$N_{\nu_\mu}(E_{\nu_\mu}) = 2.5t_H\varepsilon dN_p(E_p)/dt, \text{ et}$$

$$E_{\nu_\mu}^2 dN_{\nu_\mu}(E_{\nu_\mu})/dE_{\nu_\mu} dV = 2.5/20t_H\varepsilon E_p^2 d^2N_p(E_p)/dtdE_p dV$$

le facteur 1/20 provenant de la conversion de E_p en E_ν

$$E_{\nu_\mu}^2 dN_{\nu_\mu}(E_{\nu_\mu})/dE_{\nu_\mu} dV = t_H\varepsilon K/8$$

Il est plus commode, pour les détecteurs, de raisonner en termes de flux que de densité. Comme le flux de ces neutrinos qui voyagent depuis longtemps a eu le temps de devenir isotrope, on peut poser $dV = c dS dt d\Omega/4\pi$ et donc transformer dN/dV en $4\pi/cdN/(dS dt d\Omega) = 4\pi/c\Phi$. On obtient ainsi : $E_{\nu_\mu}^2 d\Phi_{\nu_\mu}(E_{\nu_\mu})/dE_{\nu_\mu} = c/(32\pi)t_H\varepsilon K$.

Avec la valeur donnée ci-dessus pour K , et un facteur 2 de différence parce que WB affirme que le ν a à peu près la moitié de l'énergie du pion, alors que nous trouvons que ce n'est qu'un quart, et après conversion des unités, il est possible de trouver que $E_{\nu_\mu}^2 d\Phi_{\nu_\mu}(E_{\nu_\mu})/dE_{\nu_\mu} = 2.5 \cdot 10^{-9} \varepsilon \xi_z \text{ GeV/cm}^2/\text{s/sr}$. Ici, nous avons vu la signification de $\varepsilon < 1$, fraction d'énergie perdue par le proton source. ξ_z reflète notre ignorance sur la dépendance en z de K . Nous verrons ultérieurement comment l'estimer. Le fait que $\varepsilon < 1$ donne de toute façon une limite — la limite WB — :

$$E_{\nu_\mu}^2 d\Phi_{\nu_\mu}(E_{\nu_\mu})/dE_{\nu_\mu} < 2.5 \cdot 10^{-9} \xi_z \text{ GeV/cm}^2/\text{s/sr}$$

Malgré le fait qu'ils négligent que le muon a 73 % de l'énergie du pion, WB n'hésitent pas à attribuer la même limite aux $\bar{\nu}_\mu$ et aux ν_e , alors que dans le cadre de leur raisonnement, ils doivent avoir une énergie trois fois plus faible, et par conséquent une limite 3 fois plus petite pour $E_{\nu_e}^2 d\Phi_{\nu_e}/dE_{\nu_e}$.

5.1.2. Cette obscure clarté qui tombe des étoiles... ?

En fait le raisonnement qui précède ne s'applique en toute rigueur qu'à des sources raisonnablement minces pour la photoproduction de pions. Cela n'aurait aucun sens de pousser le raisonnement à des sources d'où les protons ne peuvent pas sortir ($\varepsilon \sim 1$). Dans ce cas, on ne peut pas raisonner sur le flux de protons détectés pour obtenir des informations sur celui des neutrinos. C'est par exemple ce que donnent les résultats de Stecker & al. supposant production de neutrinos auprès du trou noir central d'un AGN. Ceci correspondrait pour les protons à devoir parcourir une centaine de longueurs d'interaction avec les photons pour sortir. Seuls les neutrinos peuvent sortir de là, compte tenu de leur très faible section efficace avec les photons.

WB excluent explicitement ce type de modèle du cadre de leur limite. Ils invoquent d'ailleurs l'argument d'un manque de nécessité pour ce genre de modèle, qui n'est dans le cadre actuel soutenu par aucune expérience. Le principe de simplicité exclut donc le recours à un tel genre de théorie.

5.1.3. Influence des grands z

Nous avons supposé précédemment que K restait constant. Mais il est clair que si l'on intègre sur le temps de Hubble, on peut se poser des questions sur cette hypothèse. Plus l'énergie des protons d'UHE devient grande, plus on doit supposer qu'ils viennent de près, à cause de l'effet GZK. Nous ne pouvons pas exclure des variations des sources avec le temps, c'est-à-dire avec z .

Il y a d'ailleurs simplement le redshift qui fait que les neutrinos d'énergie E aujourd'hui ont été produits à une énergie $E(1+z)$. Ceci rend notre façon d'intégrer sur le temps incorrecte. La densité actuelle de neutrinos d'énergie supérieure à E est :

$$\begin{aligned} n_{\nu}(> E) &= \int_0^{z_{\max}} (dt/dz) dn_{\nu}/dt[> (1+z)E, z] dz \\ &= dn_{\nu}/dt(> E, 0) \int_0^{z_{\max}} (dt/dz) f(z) dz / (1+z) \end{aligned}$$

où nous avons utilisé le fait que $n_v[> (1+z)E] = n_v(> E)/(1+z)$ en raison du comportement en $1/E^2$ de $n(E)$, et où nous avons noté $f(z)$ le rapport des densités comobiles de sources entre z et ici ($z = 0$). $dt/dz = -g(z) (1+z)^{-5/2}/H_0$ avec $g(z) = 1$ pour un univers poussière euclidien. En général, on a :

$$\xi_z = \int_0^\infty g(z) (1+z)^{-7/2} f(z) dz \int_0^\infty g(z) (1+z)^{-5/2} dz$$

Si l'on ne suppose aucune évolution de $f(z) = f(0)$, on obtient :

$$\xi_z = (2/5) / (2/3) = 3/5 = 0.6$$

Une autre hypothèse extrême est de supposer que $f(z)$ suit la distribution des quasars que l'on peut approcher par :

$$f(z) \propto \begin{cases} (1+z)^3 & z < 1.9 \\ 2.9^3 = 24.4 & 1.9 < z < 2.7 \\ 24.4 \exp(-z + 2.7) & 2.7 < z \end{cases}$$

$$\begin{aligned} \xi_z &= \left[\int_0^{1.9} (1+z)^{-1/2} dz + 24.4 \int_{1.9}^{2.7} (1+z)^{-7/2} dz \right. \\ &\quad \left. + 24.4 \int_{2.7}^\infty (1+z)^{-7/2} \exp(-z + 2.7) dz \right] / \left[\int_0^\infty (1+z)^{-5/2} dz \right] \\ &= (3/2) [2(2.9^{1/2} - 1) + 24.4(2/5) (2.9^{-5/2} - 3.7^{-5/2}) \\ &\quad + 24.4 \int_0^\infty (3.7)^{-7/2} (1+z/3.7)^{-7/2} \exp(-z) dz] \\ &= 1.5 (1.41 + 0.31 + 0.25(1 - .95 + .58 - .29 + .13 - .05 + .02\dots)) \\ &= 1.5 \times 1.83 \sim 2.75 \end{aligned}$$

Le rapport entre les deux cas est de $2.75/0.6 \approx 4.5$, soit environ 5, malgré la grande différence entre les deux hypothèses. Et ceci ne dépend guère de la cosmologie utilisée, car les z concernés en pratique sont relativement faibles (de l'ordre de 0 à 3), ce qui fait qu'un autre choix de cosmologie n'aurait qu'un faible effet sur $g(z)$ dans l'intervalle.

Les deux hypothèses sont présentées graphiquement dans l'article, pour la somme $\Phi_{\nu_\mu} + \Phi_{\bar{\nu}_\mu}$ et on peut apprécier à l'œil la faible différence entre elles, eu égard aux différences d'ordre de grandeur données par les diverses théories.

5.1.4. Les champs magnétiques peuvent-ils violer la limite de WB ?

Les champs magnétiques qui pourraient être invoqués pour violer la limite de WB peuvent être divisés en 3 groupes : ceux qui règnent au voisinage immédiat de la source, ceux qui sont plus ou moins uniformes dans l'Univers, et enfin ceux qui sont liés aux structures — à grande échelle — de celui-ci, y compris celles où notre Galaxie réside.

Au voisinage immédiat de la source, on peut supposer que les protons sont confinés par une configuration particulière des champs magnétiques. Cependant, dans ce cas, ils vont presque toujours interagir avec les photons environnants, et dans les cas où la réaction donne un pion chargé, le neutron échappe, son parcours moyen de vol à l'énergie E étant de $100 (E/10^{19}\text{eV})$ kpc. On se retrouve avec la même configuration que précédemment.

Une composante constante du champ magnétique intergalactique pourrait confiner les protons dans une région de l'ordre du rayon de Larmor du proton $R_L = E/eB$. Mais même sans tenir compte de la diffusion progressive du proton sur les inhomogénéités gravitationnelles et électromagnétiques de l'Univers, cela ne change pas fondamentalement le raisonnement, puisque l'intégration sur z n'est pas en fait une intégration sur l'espace, mais une intégration sur le temps, l'espace étant supposé uniforme.

Les champs magnétiques liés à des structures : amas, filaments, feuillets, où on peut les supposer plus élevés que dans l'Univers en grand, peuvent-ils, eux affecter la limite de WB ?

Commençons par les amas de galaxies, où des champs magnétiques de l'ordre du μG ont été mesurés, avec une distance de corrélation de l'ordre de 10 kpc, sur des distances de 500 kpc, au cœur d'amas riches. Or il n'est nullement évident que les sources envisagées, que ce soient des AGN ou des GRB, soient particulièrement localisées dans des amas riches. En outre, il est peu vraisemblable que la configuration des champs amène à un confinement des protons, compte tenu de la faible longueur de cohérence : un proton de 10^{19}eV serait confiné en gros pendant $t_H/30$, le temps de confinement décroissant en $1/E^2$.

En ce qui concerne les structures à plus grande échelle, super-amas, filaments et feuillets, il manque considérablement d'information sur la configuration du champ magnétique. Bien entendu, si des protons sont confinés dans notre super-amas, et si la densité de source \dot{y} est moyenne, nous recevons plus de protons de provenance locale que de neutrinos de provenance lointaine, qui peuvent provenir de régions où les protons ne sont pas confinés, et la borne s'en trouverait encore abaissée.

5.1.5. Différences entre les modèles de production de ν dans les AGN et les GRB

Dans les modèles d'AGN proposés alors, il est supposé que les protons sont accélérés par les chocs dans le jet d'AGN jusqu'aux énergies observées, avec le processus de Fermi du premier ordre, soit un spectre en $dN_p/dE_p \propto E_p^{-2}$.

Si le spectre des photons sur lesquels les protons vont photoproduire les pions chargés à l'origine des ν se trouve en $dN_\gamma/dE_\gamma \propto E_\gamma^{-2}$, le nombre de photons sur lesquels les protons peuvent interagir est proportionnel à :

$$\int_{E_{\min}} dN_\gamma \propto \int_{E_{\min}} dE_\gamma/E_\gamma^2 = 1/E_{\min}.$$

Or $E_{\min} \propto 1/E_p$, et l'épaisseur optique est donc proportionnelle à E_p . Le nombre de pions produits décroît donc d'une puissance de moins que le nombre de protons. La normalisation est obtenue par relation avec le fond de gammas extragalactiques (EGRB).

Dans le modèle de production par les GRB (sursauts gamma), on suppose que les protons ne sont que modérément accélérés par rapport au vent du sursaut, qui est, lui, hautement relativiste. Mais l'ensemble nous apparaît très énergétique en raison de la transformation de Lorentz du système du vent au système de l'observateur. Ceci est valable tant pour les photons, qui sont plus ou moins isotropes dans le système du vent, que pour les protons, qui sont accélérés à des énergies leur permettant de faire des photoproductions.

Le hic est alors que les gammas que l'on observe, par exemple par l'expérience historique BATSE, ont un spectre en puissance par morceaux : $dN_\gamma/dE_\gamma \propto E_\gamma^{-\beta}$ avec deux valeurs de β différentes pour les basses énergies ($\beta \sim 1$) et les hautes ($\beta \sim 2$). Les basses énergies dépendent des basses valeurs du seuil, c'est-à-dire E_p grand et l'effet mentionné précédemment pour les AGN, de dépendance proportionnelle à E_p , disparaît, puisque $\beta \sim 1$. Donc la croissance de $E_\nu^2 \Phi_\nu$ va s'amortir à grand E_ν , et le flux de neutrinos va automatiquement respecter la limite de WB. À haute énergie de photons, on trouve un résultat voisin de celui des AGN, soit $E_\nu^2 \Phi_\nu \propto E_\nu$. D'après les résultats de BATSE, on peut calculer que le coude dans la courbe de production de ν se produit vers $E_\nu \sim 10^{14} \text{eV}$.

Vers les très hautes énergies, en outre, les pions et muons commencent à avoir un temps de vie plus grand que le temps d'amortissement par l'expansion adiabatique et l'émission synchrotron, ce dernier devenant de plus en plus important en fonction de l'énergie. En principe, cet effet devrait amoindrir le flux par un facteur $\propto E_\nu^{-2}$, avec des seuils différents pour les ν_μ , produits par le pion, et pour les $\bar{\nu}_\mu$ et ν_e , produits par la désintégration du muon, beaucoup moins instable que le pion. Cependant, cet effet est amorti par le fait que l'on doit prendre en compte la distance de production de l'onde de choc. Pour les chocs les plus éloignés de la source, le rayonnement synchrotron est plus bas, et se fait donc moins sentir sur le flux de ν . Au total, on a en gros un facteur supplémentaire qui diminue moins vite que E_ν^{-2} , environ E_ν^{-1} . Ceci explique que la production dans la théorie des GRB redescende à partir de $E\nu \sim 10^{16} \text{eV}$.

5.2. La critique de K. Mannheim, Protheroe et Rachen (MPR — acte I — 1998)

Le propos de MPR (Phys. Rev. D63 (2001) 023003, astro-ph/9812398) est le suivant : L'accélération de protons dans un accélérateur cosmique doit pouvoir confiner magnétiquement les particules chargées, e et p . Les e perdent rapidement leur énergie en gerbes électromagnétiques, produisant ainsi une cible pour la photoproduction de pions aux protons. Il en sort des $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ de haute énergie, des (anti) ν , des e et des neutrons. Les neutrons ont la même section efficace d'inter-

action avec les photons de basse énergie que les protons, mais, n'étant pas confinés par le champ magnétique, échappent en majorité et se désintègrent au loin en protons cosmiques. Les γ et e se dégradent à leur tour en gerbes électromagnétiques et nourrissent le fond de γ de basse énergie. Les rapports d'énergies totales entre les divers produits qui s'échappent (ν et n) sont de l'ordre de 1 à 5. Il s'échappe aussi tout un ensemble de photons de basse énergie, mais de multiplicité élevée, dont l'énergie totale est du même ordre que les autres particules.

Ceci ne nous donne pas d'indications sur l'origine et le spectre des rayons cosmiques des diverses natures observées, d'autant plus que les particules chargées sont déviées par les champs magnétiques intergalactiques, et les γ sont perturbés par la production de paires d'électrons (PP) sur les divers domaines d'énergie du fond électromagnétique. Seuls les neutrinos permettraient de localiser la source — d'où l'intérêt de l'astronomie avec des neutrinos.

5.2.1. Analyse du raisonnement de WB

- (i) les neutrons produits s'échappent de la source sans interaction ;
- (ii) les champs magnétiques n'affectent pas le flux de cosmiques chargés ;
- (iii) le spectre global d'injection des cosmiques chargés est en E^{-2} .

En supposant (iii), ils obtiennent un levier puissant, qui leur permet de normaliser leur limite à partir des hautes énergies, où (ii) peut être justifié. Ils justifient (i) sur des cas particuliers, tels certains jets d'AGN (Mrk 501) ou les GRB. Leur conclusion est que pour l'essentiel, les modèles de jet d'AGN sont surestimés, et que par suite, ce ne sont pas les AGN qui donnent lieu au EGRB diffus.

5.2.2. Révision du spectre émis par un accélérateur cosmique

Un rôle fondamental est joué ici par le ralentissement adiabatique des protons, dû à la diminution du champ magnétique. Si on prend un jet d'AGN, qui peut faire 10^6 cm à sa base, il peut atteindre quelques pc (10^{19} cm) à son extrémité. Le champ de confinement a diminué d'un facteur 10^3 , et l'énergie du proton d'un facteur du même ordre de grandeur. Donc ils ne contribuent pas significativement à l'énergie totale du rayonnement cosmique, comparés aux neutrons.

5.2.3. Rayonnement de photoproduction

Il se trouve que dans les AGN et la partie de moins haute énergie du rayonnement des GRB, il faut substantiellement réviser l'approximation Δ , car malgré une section efficace moindre, les photons ont tendance à interagir au voisinage du seuil, là où le pion n'est pas relativiste par rapport au proton.

Essentiellement l'énergie du γ se partage entre les 3 ν et l' e^+ , ce qui fait que l'on a $\langle E_\nu \rangle / \langle E_\gamma \rangle \rightarrow 1/4$ dans le système du proton, alors que c'était .05 dans l'approximation Δ , le reste étant alors consacré au recul du système de centre de masse.

Les moyennes vont donc dépendre des modèles via la dureté du spectre de photons.

Au total, en posant $\xi_i = \langle E_i \rangle / E_p$, pour des spectres moyennement durs (AGN, bas du spectre des GRB), on a :

$$\xi_v \approx \xi_\gamma \approx 0.1 \text{ et } \xi_n \approx 0.5,$$

tandis que pour des spectres durs (UHE des GRB), on a :

$$\xi_v \approx \xi_\gamma \approx \xi_n \approx 0.2.$$

Dans le premier cas, on a une perte d'énergie du proton de 20 %, dans le second de 50 %. Ces valeurs ont été obtenues par calcul de Monte-Carlo (Mücke & *al.*, astro-ph/9905153).

Ceci va modifier, à énergie de proton injectés donnée, le spectre de protons après accélération et éjection éventuelle, en fonction du paramètre α caractérisant la dureté du spectre de la cible de photons cibles : $n(\varepsilon_\gamma) \propto \varepsilon_\gamma^{-\alpha-1}$.

Pour $\alpha > 0$, le temps moyen de perte d'énergie des protons est asymptotiquement de la forme $t_p(E_p) \propto E_p^{-\alpha}$ tous processus confondus (PP par Bethe-Heitler et photoproduction de pions), et on peut séparer le temps de perte par photoproduction $t_{p,\pi} > t_{p,\gamma}$.

Les auteurs considèrent que la valeur $\alpha = 1$ est appropriée pour les AGN, tandis que $\alpha = 0$ convient pour les GRB.

Dans tous les cas, ils montrent que le refroidissement adiabatique correspondant à la diminution du champ magnétique est suffisant pour faire perdre aux protons leur énergie. La seule source de rayons cosmiques qui peuvent sortir à haute énergie de la source est constituée par les neutres : neutrons et neutrinos, parce que les gammas sont très rapidement convertis en paires d'électrons qui sont piégés.

Pour $\alpha = 1$, le nombre de photons cibles augmente très rapidement quand l'énergie du proton augmente (le seuil baisse), et le comportement de $t_{p,\pi} = (E_1/E_p)R$, où E_1 est l'énergie pour laquelle l'épaisseur optique devient unité, et R est la dimension du jet. La PP est en gros proportionnelle à la photoproduction, le couplage plus faible étant compensé par le seuil plus bas. On peut donc poser $t_{p,\gamma} = (2/3) t_{p,\pi}$.

Les composantes principales de perte de protons sont le ralentissement adiabatique, uniforme, et l'interaction sur les photons : $t_p^{-1} = t_{p,\gamma}^{-1} + t_{ad}^{-1}$ avec $t_{ad} \approx R/a$ où a est un facteur géométrique caractérisant la dilatation du jet. Le calcul des protons restants $N_p(E_p)$ aux protons accélérés $Q_p(E_p)$ est donc donné par :

$$N_p(E_p) = Q_p(E_p)t_p = Q_p(E_p) R[(E_p/E_1) + a]$$

5.2.4. La production de neutrons cosmiques

En supposant un spectre de Fermi pour les protons accélérés, $Q_p(E_p) \propto E_p^{-2}$, on obtient donc :

$$N_p(E_p) \propto \begin{cases} a^{-1}E_p^{-2} & (E_p < aE_1) \\ E_1E_p^{-3} & (E_p > aE_1) \end{cases}$$

En toute rigueur, il faudrait multiplier tous ces résultats par une coupure exponentielle à très haute énergie, représentant la non-accélération des protons de très haute énergie par perte du confinement.

Dans le cas $\alpha = 0$, la longueur d'absorption reste en gros constante (ou logarithmique ?). Dans les GRB, l'épaisseur optique est faible, et les pertes de PP sont négligeables.

Le taux de production de neutrons est une fraction de celui des protons perdant leur énergie.

Cette fraction est caractérisée par la fraction $t_{p,\gamma}^{-1}$ de $t_{p,\gamma}^{-1}$ allant vers les pions chargés. Pour $\alpha = 0$, c'est une constante, tandis que pour $\alpha = 1$, elle est :

$$Q_n(E_n) = N_p(E_n)/t_{p,\gamma} \propto E_n N_p(E_n) \propto \begin{cases} \alpha^{-1} E_n^{-1} & (E_n < aE_1) \\ E_1 E_n^{-2} & (E_n > aE_1) \end{cases}$$

Évidemment, les neutrons sont susceptibles d'interagir avec les photons, pour donner des pions, et le temps d'interaction $t_{n,\pi}$ est voisin de $t_{p,\pi}$, ce qui va provoquer dans un cas sur deux une retransformation du neutron en proton. Ce processus devient divergent aux environs de l'énergie E_1 où l'épaisseur optique devient 1. Il reste négligeable pour les GRB, avec $\alpha = 0$ et une épaisseur optique faible. Dans le premier cas, il va provoquer une cassure du spectre, qui se confond aisément avec celle obtenue pour les protons à E_1 , mais qui ajoute encore une puissance de E à la décroissance du spectre.

Cette décroissance supplémentaire ne se manifeste pas pour les neutrinos, car cet échange multiplié $p \leftrightarrow n$ qui fait décroître les cosmiques sortants multiplie les neutrinos.

En laissant se désintégrer les neutrons qui sortent, et en rétablissant la coupure exponentielle à haute énergie, on obtient pour $\alpha = 1$ le spectre des protons cosmiques :

$$Q_{RC}(E_p, L_p) \propto L_p \exp(-E_p/E_{\max}) \begin{cases} E_p^{-1} E_b^{-1} & E_p < E_b \\ E_p^{-3} E_b & E_p > E_b \end{cases}$$

On obtient ainsi une courbe schématique (M., P., & R., astro-ph/9812398) du spectre de neutrons, avec un pic à $E_n = 10^{17}$ eV, et une coupure exponentielle à $E_n = 10^{20}$ eV.

Le spectre des neutrinos présente une cassure décalée en énergie, puisqu'ils emportent beaucoup moins d'énergie que les neutrons, mais à partir de cette cassure, le spectre devient horizontal, parce qu'il n'a pas le facteur E_n^{-1} supplémentaire que possède celui des neutrons. La coupure exponentielle est également décalée vers le bas.

5.2.5. Le spectre primaire des cosmiques EG

Une critique majeure de M., P., & R. (*ibid.*) à l'égard de WB est celui d'avoir posé *a priori* que le spectre des cosmiques EG (extra-galactiques) est en E^{-2} .

Comme les cosmiques EG sont complètement masqués au-dessous de la cheville par les cosmiques galactiques, ils déduisent qu'un fond EG décroissant comme $E^{-2.75}$ n'est pas *a priori* absurde.

Sur la base de cette hypothèse, on peut construire un modèle par superposition de spectres d'énergie au pic variable, de nombre variable, et de distance variable. Il correspond à ce modèle un spectre de neutrinos, en tenant compte de la distribution en z .

5.2.6. Reconstruction des spectres de cosmiques EG

M., P., & R. (*ibid.*), reconstruisent le spectre des cosmiques EG à base de superposition de spectres divers. Cette limite est bornée au-dessous du genou par une condition de respect du fond de gammas diffus. Le spectre des neutrinos est très différent de celui de WB : (a) à basse énergie, le comportement en $E^{-2.75}$ du spectre total possible décroît vite par rapport au spectre supposé en E^{-2} de WB, tandis que (b) le spectre de neutrinos croît au-dessus de la cheville, à cause de l'effet GZK.

5.2.7. Construction de limites supérieures

La limite supérieure obtenue par la méthode précédente est présentée dans le même article. Elle est comparée à la limite de W & B « avec évolution », ainsi qu'au modèle de GRB de W & B et à un modèle d'AGN de Mannheim, ainsi que :

- À basse énergie les limites expérimentales de flux de neutrinos impliquées par les mesures de neutrinos dans l'atmosphère (entre 10^{12} et 10^{15} eV).

- Une limite sur le flux de neutrinos donnée par une expérience souterraine au Fréjus.

- Une limite que l'on pourrait obtenir si l'on supposait la source optiquement épaisse aux neutrons.

Si l'on avait affaire à un mélange de sources optiquement minces et optiquement épaisses, la limite pourrait se trouver entre les cas correspondants.

5.2.8. Influence des champs magnétiques — Confinement dans les amas et/ou super-amas

M., P. & R. se livrent à une analyse beaucoup plus fouillée des possibilités de confinement des cosmiques chargés dans les amas et/ou super-amas de galaxies. On sait qu'il y règne des champs magnétiques non-négligeables, de l'ordre du μG dans les amas, sur des distances de l'ordre du Mpc dans les amas, et avec une intensité dix fois plus faible sur des distances dix fois plus grandes dans les super-amas. Néanmoins, la distribution de ces champs est très mal connue, de même que celle des vents de gaz chauds qui viennent tomber sur ces attracteurs gravitationnels, en créant des ondes de choc de plasma ionisé.

Il est clair que ces champs sont tout à fait suffisants pour piéger des cosmiques de relativement basse énergie, tandis qu'ils ne le sont sans doute pas pour les cos-

miques au-dessus de la cheville. Le problème est que le piègeage dans l'amas local, où il n'y a probablement pas de source, diminue l'intensité des cosmiques, tandis que le piègeage dans le super-amas local, où il peut y avoir des sources, pourrait l'augmenter.

Comme le flux de neutrinos est normalisé à partir d'une densité de sources censée être uniforme, ces deux effets contraires, mal connus, pourraient avoir une résultante que l'on a du mal à estimer.

5.2.9. Pertes adiabatiques dans les lobes de radio-galaxies

Une radio-galaxie puissante à deux lobes (Fanaroff-Riley II) projette ses lobes comme des jets de plasma turbulent de vitesse moyenne de l'ordre de 10^4 km/s avec des champs magnétiques de quelques dizaines de μG et une distance de corrélation d'une fraction de kpc. L'intensité du champ décroît comme le carré de la distance à la base du jet, et la distance de corrélation croît proportionnellement à cette distance, jusqu'à 300 kpc.

Les cosmiques chargés peuvent être piégés par ce flux, et leur énergie décroît alors adiabatiquement, de manière inversement proportionnelle à la distance à la base du jet, ce qui fait qu'ils restent piégés. En ce qui concerne les neutrons, préférentiellement émis dans la direction du lobe, ils auraient le temps de se désintégrer avant de sortir, et donc de se faire piéger.

Autant qu'on puisse l'estimer, cet effet aurait lieu pour $E_p < 3 \cdot 10^{18} \text{eV}$, soit $E_\nu < 10^{17} \text{eV}$ pour les radio-sources les plus lumineuses, et un ou deux ordres de grandeur au-dessous pour les radio-sources moins lumineuses (Fanaroff-Riley I), moins collimées en jets distincts.

5.3. Waxman & Bahcall : Acte II « The Upper Bound is Robust »

La réplique de W & B ne se fait pas attendre. Ils essaient de répliquer de nouveau point par point.

5.3.1. Dépasser la limite de WB, pas la violer

Ils entendent par là rappeler, ce qu'ils avaient déjà explicitement dit dans leur premier travail, c'est-à-dire que leur limite ne s'applique qu'aux processus bas-haut, dans le cadre d'une épaisseur optique faible. Ils admettent tout à fait que leur limite n'a rien à dire dans les cas suivants : sources optiquement épaisses pour les nucléons (« usines à neutrinos », ou « modèles à cœur caché ») ; désintégration de particules de matière noire supermassives, dans la voie $\nu\bar{\nu}$; défauts topologiques se désintégrant préférentiellement dans cette voie ; neutrinos fossiles superlourds se désintégrant dans cette voie par collision avec le fond cosmique de neutrinos ; photons d'UHE à très grand z se convertissant sur le fond cosmique, GZK ne laissant parvenir jusqu'à nous que les neutrinos ; ...

5.3.2. Observations des cosmiques et borne de WB

Bahcall & Waxman (astro-ph/9902383) montrent les résultats obtenus alors sur la cheville. Le calcul est toujours fait à partir d'une distribution de principe en $dN/dE \propto E^{-2}$ (Fermi). La contribution de cosmiques d'origine lointaine, d'énergie supérieure à GZK et ramenés en-dessous donne une bosse.

Ils se limitent à l'intervalle $10^{18-20.5}\text{eV}$, ce qui évite toute comparaison induite avec les propos de MPR, qui s'étendent beaucoup plus largement. D'ailleurs WB esquissent quelques ouvertures de retraite en-dehors de l'intervalle considéré — où MPR sont d'accord avec eux — et vont considérer les régions extérieures avec beaucoup plus de prudence.

5.3.3. Épaisseur optique des AGN

R. P. & M. supposent que les AGN sont optiquement épais aux protons, qui sont donc confinés — ce qui permettrait d'échapper à la limite de WB, pour des sources puissantes. La variation rapide du spectre de γ de 3C279 jusqu'à 10^{10}eV montre que ce blazar, le plus lumineux connu, n'est pas optiquement épais pour les γ jusqu'à cette énergie, ce qui correspond à une énergie de $\approx 10^{19}\text{eV}$ en protons, soit 10^{18}eV en neutrinos.

5.3.4. Objections fondées sur le champ magnétique

L'argument majeur de MPR est fondé sur une géométrie du champ magnétique au voisinage de la source tout à fait implausible : il y a confusion entre champ dans le jet et champ dans le halo, qui sont en rapport d'un facteur environ cent. Pour obtenir un confinement, il faut une accélération tout à fait à la base du jet, puis une excellente collimation, tant des protons que des neutrons. On s'attend à une accélération plutôt vers le choc terminal du jet qu'à la base, et par suite le ralentissement adiabatique invoqué n'existe pas.

5.3.5. Approximation Δ

MPR, sur la base des Monte-Carlo de Mücke & *al.* disent que l'approximation Δ reposant sur la domination de la section efficace de la photoproduction par la résonance Δ_{1230} est très dépendante du spectre de photons supposé. Conformément aux données de BATSE, il semble que ce spectre tombe très rapidement avec l'énergie, et que par suite les différences entre un calcul détaillé et l'approximation Δ ne peuvent excéder un facteur 2. Ceci ne pourrait changer que pour de très hautes énergies, pour lesquelles les pions perdent de toute façon leur énergie par effet synchrotron avant désintégration.

5.4. La logique du débat de la limite de WB : RPM, acte II

RPM résume le raisonnement de W & B, selon les deux schémas suivants :

$$[\text{flux de } \nu]_{\text{bolom.}} < [\text{flux de } \gamma] (\text{MeV} - \text{GeV}) \langle \text{opacité} \rangle_{\gamma} \quad (1)$$

$$[\text{flux de } \nu] (E_{\nu}) \leq [\text{flux de RC nucléons}] (E_{\text{RC}} = fE_{\nu}) \times \\ \times \langle \text{opacité} \rangle_n \langle \text{cinématique} \rangle \langle \text{propagation} \rangle \quad (2)$$

Pour les γ on doit prendre l'énergie bolométrique à cause de la dégradation de leur énergie dans les gerbes électromagnétiques. Pour les neutrons, on a une idée raisonnable du facteur f de proportionnalité entre E_{RC} et E_{ν} . Le facteur $\langle \text{propagation} \rangle$ contient les termes d'évolution et de perte d'énergie par GZK.

La première équation est susceptible de donner une borne sur le flux de neutrinos à partir du rayonnement EGRB, tandis que la seconde est comparable à ce que donnent les raisonnements de WB.

5.4.1. Est-il concevable de trouver des limites « robustes » ou « indépendantes des modèles » ?

Le problème est que dans les relations (1) et (2), seuls les flux de photons ou de nucléons sont éventuellement observables, (encore qu'une bonne partie du désaccord entre les deux écoles proviennent de la contribution des flux de nucléons au-dessous de la cheville). Les autres facteurs doivent être calculés théoriquement. La fiabilité avec laquelle on peut les calculer est variable. Par exemple, le paramètre $\langle \text{cinématique} \rangle$ est raisonnablement établi, si l'on connaît le spectre des particules entrant en jeu. Le paramètre $\langle \text{propagation} \rangle$ est plus délicat, compte tenu de notre grande incertitude sur les champs magnétiques régnant à proximité des sources, et dans l'espace intergalactique. Enfin, les paramètres $\langle \text{opacité} \rangle_{\gamma}$ ou $\langle \text{opacité} \rangle_n$ dépendent considérablement du modèle de source envisagé et de ses propriétés.

Pour en revenir au calcul des flux, on ne peut calculer une limite supérieure au sens strict qu'à partir de limites supérieures de mesures. Or aucune mesure ne donne de façon fiable — et indépendante de tout modèle — le rapport des cosmiques EG au total des cosmiques au-dessous de la cheville. Donc, en l'absence de donnée sur la question, la seule manière de mettre une limite supérieure sur les cosmiques EG consiste à dire qu'ils ne dépassent pas le spectre observé. La question est encore plus épineuse en ce qui concerne le flux de cosmiques au-delà de la coupure GZK, pour lequel nous ne disposons d'aucune donnée sûre. Bien sûr, ceci donne une limite très lâche...

5.4.2. Comment W & B utilisent-ils la relation (2) ?

Pour utiliser la relation (2), W & B font les hypothèses suivantes :

— *Hypothèse 1* : Les neutrinos sont produits par interaction de cosmiques avec un fond de photons ou de matière.

— *Hypothèse 2* : Les sources sont transparentes pour des neutrons de $\sim 10^{19}\text{eV}$.

— *Hypothèse 3* : Les cosmiques de $\sim 10^{19}\text{eV}$ ainsi produits ne sont pas substantiellement altérés par les champs magnétiques au voisinage de la source ou EG.

— *Hypothèse 4* : Le spectre global d'injection des cosmiques dans l'univers a une forme spectrale $dN/dE \propto E^{-2}$, jusqu'à 10^{19}eV et au-delà.

L'hypothèse 2 est clairement énoncée, la 1 est supposée, comme par beaucoup d'autres auteurs, la 3 est discutée largement, mais les auteurs récusent la possibilité de ralentissement adiabatique, et enfin la 4 est parachutée comme si elle allait d'elle-même. Elle constitue pourtant l'ingrédient principal pour obtenir un spectre de neutrinos en $d\Phi_\nu/dE_\nu \propto E_\nu^{-2}$, car le facteur de flux de la formule 2 est le seul susceptible de varier par des ordres de grandeur.

La question qui se pose est maintenant de savoir si on peut considérer que les hypothèses ci-dessus ont un degré de généralité tel qu'on peut les considérer comme valables pour tous les modèles.

5.5. La question, vue avec du recul

Après cet échange d'arguments, chacun restant sur ses positions, il nous faut tirer une conclusion au moins provisoire. C'est largement une affaire de goût : la limite de WB est au moins vraisemblable, mais manque certainement de toute la rigueur que MPR souhaiteraient pour devoir retirer leurs modèles d'accélération par AGN. Par contre, la limite de MPR est mieux fondée logiquement, mais moins exigeante. Des auteurs comme Kalashev *et al.* (hep-ph/0205050) qui se livrent à des analyses de cosmiques de UHE présentent des flux de neutrinos produits par diverses hypothèses de protons cosmiques durs, et les comparent aux données d'AGASA et à diverses limites : limite obtenue par le fond d'EGRB mesuré par EGRET, et limites WB et MPR.

Les auteurs qui discutent la question se gardent bien, en 2002, de choisir entre ces deux limites, qui montrent un peu la marge d'appréciation disponible.

6. Comment détecter efficacement les cosmiques de hautes énergies, malgré leur rareté ?

Nous allons examiner de près le détecteur Auger, et sa situation, telle qu'elle a été décrite pour la Conférence Internationale sur les Rayons Cosmiques (ICRC) de 2003, par J. Blümer, de l'Université et Centre de Recherches de Karlsruhe.

Auger est une collaboration entre instituts des pays suivants : Allemagne, Argentine, Australie, Bolivie, Brésil, Espagne, États-Unis, France, Italie, Mexique, Pologne, Royaume-Uni, Slovaquie, Tchéquie, et Vietnam. Elle a été lancée en 1991 par le professeur James W. Cronin, que nous avons eu le plaisir d'avoir comme professeur sur la Chaire Internationale en 1999-2000.

6.1. Questions auxquelles veut répondre le programme Auger

6.1.1. Nature, origine et propagation des cosmiques d'UHE

- Existence de sources ponctuelles.
- Isotropie des directions d'arrivée.
- Forme du spectre et coupure GZK.

- Masse et nature des primaires.
- Schéma bas-haut ou haut-bas ?

6.1.2. Pour ceci détecter des cosmiques avec une haute statistique

- Ouverture de 7 000 km²sr à 10¹⁹eV dans chaque hémisphère.
- Couverture à peu près uniforme du ciel.
- Résolution au degré près, jusqu'à l'horizontale.
- Discrimination des types de primaires (proton, léger, lourd, γ , ν).
- Calibration calorimétrique de l'énergie.

6.2. Données à jour sur la cheville à ICRC 2003

Même avec un rapport des calibrations différant de 20 %, il ne semble pas que l'amélioration des statistiques conduise à une réduction du désaccord entre les données d'AGASA et celles de HiRes au niveau de la cheville.

L'apport d'AUGER qui pourra faire une calibration croisée sur les mêmes événements (« hybrides ») est le seul à pouvoir indiquer quels sont les biais d'estimation qui font diverger une méthode de mesure par rapport à l'autre.

6.3. L'expérience Auger

6.3.1. Le site d'Auger en Argentine

Les tests de qualification ont été accomplis sur un sous-ensemble de 40 détecteurs au sol et de 3 secteurs de détecteurs de fluorescence : « engineering array ».

6.3.2. Caractérisation de l'âge de la gerbe

Une gerbe « jeune », pleine d'électrons qui prennent le sentier des écoliers est très touffue. Une gerbe « mûre », dont les électrons ont disparu, ne garde que des muons, en gerbe bien parallèle.

6.3.3. Principe de la reconstruction par fluorescence

En vision par un seul détecteur, la conjugaison de la direction et du temps permet de reconstituer la trajectoire. Le nombre d'électrons qui pointent vers le télescope provoque la détection d'un rayonnement Tcherenkov parasite, qu'il faut éliminer.

Si l'on compare le développement de deux gerbes d'énergies différentes : 2 10¹⁸eV et 10¹⁹eV, en portant le nombre de particules en fonction de la masse d'atmosphère par cm² traversée, on remarque :

- que le nombre de particules de la gerbe augmente très rapidement avec l'énergie totale (presque proportionnellement) ;
- que la gerbe pénètre plus en profondeur avec une énergie croissante avant d'atteindre son maximum de développement en nombre de particules.

6.3.4. Erreurs sur la reconstitution du pied de gerbe

L'énergie est évaluée par l'intensité reçue de la gerbe connaissant le pied de gerbe. Une erreur sur ce dernier se répercute sur l'énergie. La conjugaison de stations au sol et de détecteur de fluorescence (détection « hybride ») assure une très bonne connaissance du pied de gerbe, donc de l'énergie.

6.3.5. Connaissance de l'atmosphère

Pour étudier la fluorescence, une très bonne connaissance des qualités optiques de l'atmosphère est nécessaire : on utilise à cet effet des ballons-sondes, des lasers, dont on mesure la lumière diffusée, ou des lidars, lasers pulsés destinés à mesurer la rétrodiffusion en fonction de l'altitude. Encore faut-il mesurer dans la bonne gamme de longueurs d'onde.

6.3.6. Efficacité du détecteur Sud en fonction de la déclinaison

Le détecteur Sud ne voit jamais le pôle Nord, mais par contre voit toujours le pôle Sud. Le temps pendant lequel il voit une source à une certaine déclinaison D va donc varier. En outre, il voit les sources à une inclinaison variable selon le temps, et, pour le détecteur au sol en tous cas, la section efficace vue par les cosmiques est pondérée par le cosinus de l'angle zénithal Z . On obtient ainsi, en fonction du sinus de la déclinaison, proportionnel à la surface céleste couverte, des efficacités décroissantes.

Le temps au-dessus de l'horizon est de 100 % pour $|D + L| > 90^\circ$, L étant la latitude, et nul pour $|D - L| > 90^\circ$. À la latitude du site argentin d'AUGER, $\sim 35^\circ$ Sud, le rapport entre la section efficace vue par les cosmiques et la surface au sol décroît presque linéairement en $\sin D$: de $|\sin L|$ pour $\sin D = -1$ (Pôle Sud céleste) à 0 pour $\sin D = \cos L$.

En fait, l'étude de l'acceptance aux cosmiques près de l'horizontale est délicate, et dépend beaucoup de l'énergie des cosmiques, dont seuls les plus énergiques vont pouvoir atteindre la surface du sol, bien que le site ait été choisi à une bonne altitude, pour pallier ces effets.

6.3.7. Acceptances de diverses expériences

En multipliant l'acceptance par la statistique, on obtient le nombre d'événements attendus pour les diverses expériences, ce qui se traduit par les possibilités de détection de neutrinos d'UHE. En ce qui concerne les ν , seuls ICECUBE et Auger se situent bien en-dessous de la borne de WB, et *a fortiori* de celle de MPR.

7. Itinéraire ?

En cette dernière leçon, je jette un regard sur les aléas des sujets de cours auxquels je vous ai soumis. Chronologiquement, ceci donne :

7.1. Chronologiquement

- 1975 Modèles multipériphériques
- 1976 Processus physiques dans les détecteurs de particules
- 1977 Processus physiques dans les détecteurs de particules
- 1978 Couleurs et saveurs
- 1979 Structure des particules
- 1980 La chasse au quark
- 1981 « Charme, beauté, vérité »
- 1982 (ICHEP 82)
- 1983 Structure des particules
- 1984 Les bosons intermédiaires
- 1985 « Jets, monojets et autres objets »
- 1986 Au-delà du modèle standard ?
- 1987 Processus à grand moment transverse
- 1988 Déconfinement de la couleur
- 1989 Structure des mésons
- 1990 La simulation des expériences
- 1991 Le Z^0
- 1992 A-t-on besoin du higgs ?
- 1993 Structure composite des hadrons
- 1994 Les particules dans l'Univers
- 1995 Conséquences de QCD à basse énergie
- 1996 Le neutrino dans tous ses états
- 1997 Les grandes gerbes cosmiques
- 1998 Phénomènes cataclysmiques dans l'univers
- 1999 (TAUP 99)
- 2000 Systèmes effondrés
- 2001 Trous noirs
- 2002 Ondes gravitationnelles
- 2003 L'Univers en grand
- 2004 Rayons cosmiques

7.2. Itinéraire !

Est-ce que ce fatras peut dessiner un itinéraire cohérent ? En fait, on peut le remettre à quelques exceptions près dans un ordre à peu près logique :

- 1975 Modèles multipériphériques
- 1976 Processus physiques dans les détecteurs de particules
- 1977 Processus physiques dans les détecteurs de particules

- 1990 La simulation des expériences
Symétries internes — les quarks
- 1978 Couleurs et saveurs
- 1980 La chasse au quark
- 1981 « Charme, beauté, vérité »
Chromodynamique quantique
- 1979 Structure des particules
- 1983 Structure des particules
- 1985 « Jets, monojets et autres objets »
- 1987 Processus à grand moment transverse
- 1988 Déconfinement de la couleur
- 1989 Structure des mésons
- 1993 Structure composite des hadrons
- 1995 Conséquences de QCD à basse énergie
Interaction électrofaible
- 1984 Les bosons intermédiaires
- 1986 Au-delà du modèle standard ?
- 1991 Le Z^0
- 1992 A-t-on besoin du higgs ?
- 1996 Le neutrino dans tous ses états
Astroparticules
- 1994 Les particules dans l'Univers
- 1997 Les grandes gerbes cosmiques
- 1998 Phénomènes cataclysmiques dans l'univers
- 2000 Systèmes effondrés
- 2001 Trous noirs
- 2002 Ondes gravitationnelles
- 2003 L'Univers en grand
- 2004 Rayons cosmiques

ACTIVITÉ DU LABORATOIRE

Depuis le milieu de la décennie 90, les activités scientifiques du PCC se sont réorientées exclusivement vers ce domaine en émergence que l'on appelle « astroparticules », domaine frontière entre la physique des particules et l'astrophysique, qui englobe également la cosmologie. Ce recentrage s'est poursuivi ces dernières années et, compte tenu des forces dont nous disposons, nous pensons avoir atteint un équilibre thématique sinon optimal du moins très séduisant.

Cet équilibre doit évidemment s'envisager dans le cadre du futur du Laboratoire, cadre qui s'est précisé et formalisé. Astroparticules et Cosmologie (APC) forme

l'un des trois pôles du projet scientifique de l'UFR de Physique de l'université de Paris 7 dans l'optique de sa refondation sur le site de Paris Rive Gauche (également appelé Tolbiac ou Grands Moulins) à partir de l'été 2005. Les contacts pris dès 1999 avec l'Université de Paris 7 avaient conduit à un rapprochement formel sous la forme d'une UMR tripartite entre le Collège de France, le CNRS-IN2P3 et l'Université de Paris 7 qui a vu le jour le 1^{er} janvier 2001.

Ce rapprochement avec l'Université est une chance supplémentaire pour le Laboratoire qui est devenu une composante essentielle du futur pôle APC. Ce pôle se structure sous forme d'une Fédération de Recherche mise en place à compter du 1^{er} janvier 2002, en attendant la création de l'UMR Astroparticules et Cosmologie (APC) début 2005.

Les activités de recherche du Laboratoire sont regroupées en 4 thèmes.

En allant des énergies les plus élevées vers les énergies les plus basses, et en évoquant à chaque fois les points marquants de cette année, nous rencontrons :

a) L'étude des rayons cosmiques de très haute énergie ($> 10^{19}$ eV), avec l'expérience AUGER et le projet EUSO.

AUGER a été amorcée au milieu des années 90 et financée en 1999. La construction et la mise en œuvre du réseau prototype de 40 cuves sur le site argentin de Malargüe en 2001 ont permis de finaliser les éléments du détecteur final. Le Laboratoire a été maître-d'œuvre de la carte unifiée de l'électronique de chaque cuve. L'installation du réseau de surface de 1 600 cuves est maintenant lancée et déjà plus de 400 cuves sont opérationnelles, faisant d'AUGER le plus grand détecteur au monde. Les premiers résultats de physique sont attendus en 2004. Le projet EUSO, prévu pour s'installer à partir de 2010 sur la station spatiale internationale, a démarré en 2001, dans le cadre de l'APC. La phase A se termine, avec une forte contribution du Laboratoire à la mécanique de la surface focale et à la simulation, et une décision sur la phase B est attendue pour l'automne 2004.

b) L'astronomie gamma à haute énergie (10 GeV-10 TeV), avec un bouquet d'expériences complémentaires au sol et dans l'espace.

CAT et CELESTE, sur le site pyrénéen de Thémis, vont continuer à prendre des données jusqu'à l'été 2004, date de fermeture du site (qui n'a pas bénéficié de conditions optimales d'observation ces dernières années). La moisson de CAT est remarquable, mais le détecteur, pionnier en son temps, est devenu marginal en sensibilité devant HESS.

L'expérience HESS s'est installée en 2002 en Namibie pour explorer l'hémisphère sud avec 4 télescopes de plus en plus sensibles. La première caméra a été installée l'été 2002, les 3 autres ont suivi rapidement et le détecteur fonctionne comme une horloge. Des observations encourageantes, en particulier vers le centre de la Galaxie, sont riches de promesses.

L'APC sera présent aussi dans l'exploitation des données du satellite GLAST.

c) L'étude des neutrinos dans le domaine inférieur au MeV.

Après avoir misé sur le détecteur de neutrinos solaires BOREXINO et la R & D LENS, le Laboratoire a dû revoir sa politique. BOREXINO, dans le tunnel du Gran Sasso, a été retardé *sine die* pour des problèmes de sécurité.

La R & D LENS (scintillateur dopé à l'indium), où le Laboratoire a participé à conception de l'électronique et à l'étude du détecteur, se termine, après avoir montré que le rapport signal/bruit attendu était limite pour proposer un détecteur compétitif.

Avec des physiciens de l'APC à Saclay et dans d'autres Laboratoires européens, le Laboratoire propose actuellement une nouvelle expérience auprès des réacteurs de Chooz pour mesurer un paramètre crucial de la matrice de mélange des neutrinos.

d) La cosmologie observationnelle avec l'étude du FCRM à 3K (Fond Cosmologique de Rayonnement Micro-onde).

En apportant des résultats scientifiques intéressants, le vol du ballon ARCHÉOPS de la base du CNES de Kiruna à l'extrême nord sibérien a permis de s'insérer avant WMAP, qui a fait mieux début 2003.

Il a permis en outre de mettre à l'épreuve les détecteurs qui serviront sur le satellite PLANCK, qui doit être lancé en 2007. Outre une contribution technique sur la délicate calibration du détecteur, le Laboratoire a acquis une expertise dans l'étude de la polarisation du FCRM où de nouvelles contributions sont apparues ainsi que dans le traitement des données du FCRM.

Le programme AGAPE (recherche d'événements de microlentille gravitationnelle par la méthode des pixels) s'est poursuivi avec les observations sur le télescope Isaac Newton (INT) des Canaries.

Quelques remarques sur ce programme :

i) sur chaque thème, nous recherchons un équilibre entre les expériences en cours, qui permettent d'avoir des données à analyser, et la préparation des expériences à venir, qui assurent le futur ;

ii) la quasi-totalité des expériences ou des projets se fait en collaboration avec d'autres laboratoires, et il s'agit le plus souvent de collaborations internationales ;

iii) ces 4 thèmes se trouvent au cœur des thèmes scientifiques du pôle APC de Paris 7.

Ce programme est vivant et évolue. Le projet EUSO, lancé fin 2001, a pris son essor depuis. Le projet d'expérience auprès du réacteur de Chooz (dont le nom préliminaire est « Double Chooz ») est en préparation active et sera soumis en 2004 aux différentes instances. Un futur de HESS et le projet BRAIN de prototype de détecteur interférométrique bolométrique pour le FCRM sont à l'étude.

Le Conseil Scientifique (largement ouvert sur l'extérieur avec 4 physiciens étrangers de renom) se réunit environ une fois par an. Il devrait se réunir début 2004, conjointement avec le conseil scientifique de l'APC auquel il va laisser progressivement la place.

Avec une dizaine de doctorants, nous sommes probablement à l'optimum de nos capacités d'accueil pour fournir un encadrement de qualité.

Le Laboratoire comprend aujourd'hui 28 physiciens, 48 ITA, 10 doctorants et 7 postdocs ou visiteurs étrangers. Le personnel vient pour l'essentiel du CNRS. Le personnel du Collège de France comprend le professeur, un maître de conférences et 7 ITARF. Il y a également une mise à disposition du CEA (le directeur). Nous saluons l'arrivée de nouveaux physiciens affectés au Collège en vue de leur intégration dans l'APC. Un chercheur du CNRS, recruté par la commission interdisciplinaire 47, Régis Terrier, est venu renforcer en 2003 le groupe d'astronomie gamma. Nous saluons aussi l'arrivée de deux enseignants-chercheurs (maîtres de conférences) de Paris 7 : Tristan Beau (groupe de traitement des données ADAMIS) et Michel Piat (cosmologie observationnelle) en 2003.

Il y a trois services techniques au PCC, ainsi qu'un service administratif, un service intérieur et une équipe bibliothèque et documentation. Le service de mécanique comprend 8 personnes, le service d'électronique 11 personnes et le service d'informatique 10 personnes. Gérard Tristram assure la coordination de ces trois services et supervise les 5 ITA qualifiés d'instrumentalistes. Après 9 départs en 2 ans, nous avons eu le plaisir d'accueillir en 2003 Sophie Maussion, Ronan Oger, Yann Desplanches et Pierre Prat. Là encore, ces arrivées se font quasiment toutes dans le cadre du futur Laboratoire APC.

Les grands travaux de rénovation du Collège de France, indispensables et très prometteurs, nous ont forcés à nous regrouper sur une surface réduite dans le bâtiment F et je remercie tous ceux dont l'effort individuel a contribué à l'intérêt collectif. La récompense viendra lors du déménagement dans les nouveaux bâtiments de l'UFR de physique de Paris 7 sur le site de Paris Rive Gauche en 2005.