

Aspects modernes de l'accélération : Chocs relativistes, effets non-linéaires, turbulence

Yves Gallant

Groupe d'Astroparticules de Montpellier

Abstract. In this contribution, three distinct aspects of current research in the theory of particle acceleration and cosmic ray transport are reviewed. I first review the theory of Fermi acceleration at relativistic shocks, which has seen several recent developments. I then survey the theory of non-linear effects whereby the shock is modified due to the accelerated particles themselves, and discuss its current observational status. Finally, I discuss cosmic ray diffusion in the Galaxy and its implications for their source spectrum; observational constraints on turbulence on the relevant scales in the Galaxy and recent developments in the theory of MHD turbulence are examined, as well as the implications of the observed cosmic-ray anisotropy, in particular for the nature of the “knee” in the observed cosmic-ray spectrum.

Table des matières

1.	Introduction	146
2.	Accélération aux chocs relativistes	146
2.1	Gain d'énergie par cycle de traversées du choc	147
2.2	Calculs numériques de la distribution angulaire et du spectre	148
3.	Modifications non-linéaires des chocs	149
3.1	Bases théoriques et spectres prédits	149
3.2	Comparaison avec les observations	150
4.	Spectre à la source des rayons cosmiques	150
4.1	Diffusion dans le milieu interstellaire	150
4.2	Scintillation interstellaire et turbulence MHD	151
4.3	Anisotropie, nature du “genou” et énergie maximale . . .	152
5.	Conclusions	153

1. Introduction

Cette contribution a pour but de présenter trois aspects distincts de la théorie de l'accélération et du transport des rayons cosmiques, qui sont actuellement des domaines de recherche actifs. Ces aspects seront abordés dans leurs grandes lignes, et référence sera faite à des travaux importants, et dans la mesure du possible à des articles de revue récents, auxquels on pourra se reporter pour approfondir des questions précises.

Le premier aspect concerne la théorie de l'accélération aux chocs relativistes, c'est-à-dire dont la vitesse approche celle de la lumière. Dans plusieurs catégories d'objets de l'astrophysique des hautes énergies, en particulier les noyaux actifs de galaxies (cf. cours d'Alexandre Marcomith) et leurs cousins les micro-quasars, les sursauts gamma (cf. cours Frédéric Daigne) et les nébuleuses de pulsars, on pense que de tels chocs relativistes sont à l'origine des populations non-thermiques de particules dont on observe le rayonnement. La théorie de cette accélération a connu plusieurs développements récents, que je passerai en revue.

Le second aspect concerne les modifications apportées aux chocs par la présence des particules accélérées, qui introduisent des effets non-linéaires par rapport à la description dite de la "particule-test". Ces effets seront décrits de façon concise, en faisant référence à des revues récentes, et leur situation observationnelle sera brièvement évoquée.

Le dernier aspect concerne le spectre à la source des rayons cosmiques, et la théorie de leur transport dans la Galaxie qui doit permettre de le déduire du spectre observé. La diffusion des rayons cosmiques dépend essentiellement du spectre du champ magnétique turbulent dans la Galaxie ; après avoir discuté les contraintes observationnelles dont on dispose, je présenterai des progrès récents dans la théorie de la turbulence MHD et leurs conséquences. Je discuterai aussi des implications de l'anisotropie observée des rayons cosmiques, en particulier pour l'énergie maximale que doit atteindre leur spectre à la source.

2. Accélération aux chocs relativistes

Le mécanisme de base de l'accélération de Fermi autour des ondes de chocs a été décrit dans le cours d'Etienne Parizot ; dans ce qui suit, je m'attacherai plus spécifiquement à son application dans le cas des chocs relativistes, en particulier dans le régime dit *ultra-relativiste*, où la vitesse β_{ch} du choc dans le milieu amont est proche de celle de la lumière, et le facteur de Lorentz correspondant, Γ_{ch} , très supérieur à 1. La présentation ci-après s'inspire de celle d'une revue plus approfondie de ces questions (Gallant, 2002), que l'on peut consulter pour plus de détails.

Dans l'approche due à Bell (1978), le spectre en loi de puissance des particules accélérées aux chocs résulte de deux ingrédients essentiels : un *gain d'énergie* moyen pour les particules qui retraversent le choc après avoir diffusé élastiquement dans le milieu amont ou aval, et une *probabilité d'échappement* de la particule après avoir traversé le choc vers l'aval, qui détermine la distribution du nombre de cycles de traversées du choc.

2.1 Gain d'énergie par cycle de traversées du choc

Considérons une particule d'énergie initiale E_i , suffisamment relativiste pour que la contribution de sa masse à cette énergie soit négligeable, et qui diffuse élastiquement dans le milieu amont du choc. La particule sera rattrapée par le choc et passera dans le milieu aval, sa vitesse formant un angle $\theta_{\rightarrow d}$ avec la normale du choc au moment de le traverser. Si cette particule retraverse le choc vers l'amont sous un angle $\theta'_{\rightarrow u}$, après avoir diffusé en conservant son énergie dans le milieu aval, son énergie finale E_f sera donnée par la combinaison de deux transformations de Lorentz :

$$\frac{E_f}{E_i} = \Gamma_{\text{rel}}^2 (1 + \beta_{\text{rel}} \mu'_{\rightarrow u}) (1 - \beta_{\text{rel}} \mu_{\rightarrow d}) , \quad (1)$$

où β_{rel} et Γ_{rel} représentent la vitesse relative des milieux amont et aval et le facteur de Lorentz correspondant, et où $\mu = \cos \theta$. Ici et dans ce qui suit, les quantités primées et non-primées sont mesurées respectivement dans les repères aval et amont.

Pour un choc ultra-relativiste, où la pression du gaz en amont est négligeable et où l'équation d'état du milieu aval est celle d'un gaz de température très relativiste, on peut montrer que les conditions de Rankine-Hugoniot impliquent que $\beta'_{\text{ch}} \approx 1/3$ et $\Gamma_{\text{rel}} \approx \Gamma_{\text{ch}}/\sqrt{2}$. Pour qu'une particule puisse traverser le choc vers l'amont, elle doit satisfaire $1 \geq \mu'_{\rightarrow u} > \beta'_{\text{ch}}$, et le premier facteur entre parenthèses dans (1) est par conséquent toujours de l'ordre de l'unité. Pour une population de particules relativistes initialement présentes en amont et n'ayant pas encore croisé le choc, $\mu_{\rightarrow d}$ peut être distribué de façon isotrope, auquel cas le facteur $(1 - \beta_{\text{rel}} \mu_{\rightarrow d})$ est également de l'ordre de l'unité. Ce cycle initial de traverse du choc peut donc donner lieu à un gain d'énergie très important, $E_f/E_i \sim \Gamma_{\text{rel}}^2$, comme envisagé par Vietri (1995).

Dans les cycles de traversées subséquents, cependant, la distribution des $\mu_{\rightarrow d}$ sera très anisotrope : pour une particule ultra-relativiste ayant un facteur de Lorentz $\gamma \gg \Gamma_{\text{ch}}$, la condition nécessaire pour traverser le choc vers l'amont peut s'approximer par $\theta_{\rightarrow u} < 1/\Gamma_{\text{ch}}$. Pour des mécanismes physiquement réalistes de propagation de la particule en amont, on peut montrer que la particule sera rattrapée par le choc avant de dévier significativement de cette direction initiale, de sorte que $\theta_{\rightarrow d} \lesssim 2/\Gamma_{\text{ch}}$, qu'elle subisse une diffusion en angle sur des fluctuations magnétiques de petite

échelle ou une déviation régulière par un champ magnétique à plus grande échelle (Gallant & Achterberg 1999). Le facteur $(1 - \beta_{\text{rel}}\mu_{\rightarrow\text{d}})$ est alors de l'ordre de $1/\Gamma_{\text{ch}}^2$, et le gain d'énergie peut s'approximer :

$$\frac{E'_f}{E'_i} \approx \frac{2 + (\Gamma_{\text{ch}}\theta_{\rightarrow\text{d}})^2}{2 + (\Gamma_{\text{ch}}\theta_{\rightarrow\text{u}})^2} \approx \frac{1 + \mu'_{\rightarrow\text{u}}}{1 + \mu'_{\rightarrow\text{d}}}, \quad (2)$$

où le cycle de traversées est cette fois considéré de l'aval vers l'amont et retour. Le gain d'énergie $\Delta E' \equiv E'_f - E'_i$ dans les cycles de traversées répétés est ainsi typiquement du même ordre que E'_i .

2.2 Calculs numériques de la distribution angulaire et du spectre

Dans le cas relativiste, le gain d'énergie par cycle de traversées dépend donc fortement de la distribution en angle des particules au moment où elles traversent le choc ; la probabilité d'échappement dépend elle aussi fortement de l'angle $\mu'_{\rightarrow\text{d}}$. Les particules étant distribuées de façon très anisotrope, l'approximation quasi-isotrope utilisée dans le cas non-relativiste ne s'applique pas au cas relativiste, et cette distribution angulaire a donc été étudiée par des moyens numériques. Des méthodes très différentes, simulations de type Monte-Carlo d'une part (Gallant et al., 2000 ; Achterberg et al., 2001), et expansion semi-analytique en fonctions propres d'autre part (Kirk et al., 2000), donnent des résultats en excellent accord, dans le cas étudié en commun où la dynamique des particules se résume à une diffusion angulaire isotrope en amont et en aval.

Dans ce cas, le plus simple, qui correspond à un champ magnétique essentiellement turbulent en amont et en aval, le spectre des particules accélérées obtenu par les différentes méthodes est une loi de puissance en énergie d'indice $p = 2.23 \pm 0.01$ dans la limite ultra-relativiste. Dans le cas où la dynamique en amont est dominée par un champ magnétique régulier, les simulations Monte-Carlo donnent $p = 2.30$ (Achterberg et al., 2001). Simulant un transport comprenant à la fois un champ régulier et des fluctuations magnétiques, Bednarz et Ostrowski (1998) ont obtenu des valeurs de $p \approx 2.2$ dans la limite $\Gamma_{\text{ch}} \gg 1$. Un indice spectral dans l'intervalle $p = 2.2\text{--}2.3$ est donc caractéristique de l'accélération de Fermi aux chocs ultra-relativistes, du moins dans l'approximation de la "particule-test" employée par toutes les études citées plus haut.

Ces valeurs de l'indice spectral semblent en bon accord avec celles déduites de l'observation de phénomènes astrophysiques dont on pense qu'ils sont dus à des chocs très relativistes. Les rémanences des sursauts gamma, interprétés dans le modèle de la "boule de feu" relativiste, en sont un exemple. Les premiers modèles des observations de ces rémanences suggéraient $p = 2.3 \pm 0.1$ (Waxman, 1997), et un modèle détaillé de

la rémanence de GRB 970508 obtenait $p = 2.2$ (Galama et al., 1998). Des indices spectraux similaires sont observés dans les nébuleuses des pulsars, que l'on croit alimentées par les vents relativistes de ces derniers. Le modèle le plus détaillé du spectre de la Nébuleuse du Crabe suppose $p = 2.2-2.3$ (Kennel & Coroniti, 1984).

3. Modifications non-linéaires des chocs

3.1 Bases théoriques et spectres prédits

Dans la version la plus simple du processus de Fermi, l'effet des particules accélérées sur les milieux amont et aval du choc, dans lesquels elles diffusent, est considéré comme négligeable. C'est l'approximation dite de la "particule-test", implicitement employée dans la présentation du mécanisme de Fermi (cf. Etienne Parizot) et dans la discussion de l'accélération aux chocs relativistes ci-dessus. Cette approximation n'est toutefois réellement valable que dans la mesure où la densité d'énergie des particules accélérées est négligeable par rapport à l'énergie thermique et cinétique du milieu dans lequel le choc se propage.

Dans le cas contraire, les particules accélérées peuvent induire une modification significative de la structure du choc : elles freinent et chauffent le gaz en amont, entraînant sa décélération sous la forme d'un "précurseur" ; le choc proprement dit, souvent appelé "sous-choc" dans ce contexte, a alors généralement un rapport des vitesses plus faible que celui du choc non-modifié. Cela induit des effets "non-linéaires" sur le spectre des particules accélérées, et une solution cohérente doit résoudre simultanément la structure du choc et le spectre des particules.

Les simulations numériques (par ex. Berezhko & Ellison, 1999) et l'approche analytique (par ex. Malkov & Drury, 2001) s'accordent sur le spectre des particules accélérées résultant de ces effets dans le cas des chocs non-relativistes. Au lieu d'une loi de puissance uniforme,

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-p}, \quad (3)$$

le spectre obtenu est en général "concave", avec un indice spectral "durcissant" graduellement d'une valeur $p > 2$ aux basses énergies à $p < 2$ aux plus hautes énergies, jusqu'à une coupure à l'énergie maximale atteinte par le mécanisme.

Ellison et Double (2002) ont étendu les simulations numériques de ces effets non-linéaires aux chocs relativistes. Bien que dans le cas de chocs "modérément" relativistes ($\Gamma_{\text{ch}} \sim 1.4$) on obtienne un spectre concave, comme dans le cas non-relativiste, dans le cas ultra-relativiste ($\Gamma_{\text{ch}} > 10$) le spectre des particules accélérées ne diffère pas significativement de celui obtenu dans l'approximation de la particule-test, et est

bien décrit par une loi de puissance avec $p = 2.23$; cela pourrait être dû au fait que dans le cas ultra-relativiste, l'équation d'état et l'indice adiabatique du milieu choqué sont essentiellement les mêmes que ceux des particules accélérées. La comparaison directe du spectre prédit dans l'approximation de la particule-test avec les observations semble donc justifiée dans le seul cas des chocs ultra-relativistes.

3.2 Comparaison avec les observations

L'observation directe du spectre des *protons* et autres noyaux accélérés autour des chocs non-relativistes, comme ceux des vestiges de supernova, reste difficile. Des rayons gamma observables à très haute énergie doivent résulter de la désintégration de pions neutres produits dans les interactions hadroniques de ces particules accélérées avec le milieu ambiant (cf. cours d'Alexandre Marcowith), mais malgré la détection possible de cette émission par les expériences CANGAROO et HEGRA, les contraintes observationnelles sur le spectre restent actuellement limitées. L'expérience HESS devrait permettre des progrès importants sur ces questions.

Le spectre des *électrons* accélérés dans ces mêmes vestiges de supernova est plus aisé à étudier grâce à leur rayonnement synchrotron, observé principalement dans le domaine radio, ainsi qu'en rayons X. Le spectre déduit de l'émission radio des vestiges de supernova jeunes, comme Cassiopée A, Kepler, Tycho ou SN 1006, présente un indice spectral relativement "mou", $p \approx 2.2$ — 2.3 , comme attendu aux basses énergies. L'identification récente de l'émission synchrotron de Cassiopée A dans le domaine d'énergie intermédiaire de l'infrarouge proche (Jones et al. 2003) semblerait fournir la première confirmation observationnelle dans un vestige de supernova de la concavité du spectre prédite par la théorie des modifications non-linéaires.

4. Spectre à la source des rayons cosmiques

4.1 Diffusion dans le milieu interstellaire

Le spectre en énergie des rayons cosmiques doit nous renseigner sur le mécanisme de leur accélération. Le spectre mesuré est une loi de puissance d'indice spectral $p \approx 2.7$ jusqu'à l'énergie du "genou", 3×10^{15} eV, ce qui suggère que les sources de ces rayons cosmiques "galactiques" doivent pouvoir les accélérer jusqu'à au moins cette énergie. L'indice spectral mesuré est fortement affecté par la propagation des rayons cosmiques dans le milieu interstellaire, qu'il est nécessaire de modéliser pour en déduire le spectre à la source des rayons cosmiques, $Q(E)$.

Dans sa description la plus simple, le spectre mesuré est proportionnel au produit de $Q(E)$ et du temps de confinement $t_{\text{conf}}(E)$ des rayons cosmiques dans la Galaxie. Des contraintes sur $t_{\text{conf}}(E)$ peuvent être déduites des rapports de composition entre noyaux primaires et secondaires du rayonnement cosmique, par la modélisation de leurs interactions nucléaires avec la matière du milieu interstellaire (cf. cours de David Maurin et Richard Taillet). Dans ce qui suit, j'examinerai l'aspect complémentaire des contraintes théoriques et observationnelles sur le mécanisme physique de la *diffusion* des rayons cosmiques dans la Galaxie.

Les particules chargées diffusent dans les fluctuations du champ magnétique avec un coefficient inversement proportionnel à l'amplitude du champ magnétique turbulent, $\delta B^2(k_{\text{res}})$, à l'échelle spatiale correspondant au rayon de Larmor de la particule (cf. cours de Guy Pelletier) :

$$\frac{1}{k_{\text{res}}} \simeq r_L = \frac{pc}{qB_0} \approx 3 \times 10^{12} \left(\frac{E_{\text{GeV}}}{ZB_{\mu\text{G}}} \right) \text{ cm} , \quad (4)$$

où E_{GeV} est l'énergie de la particule en GeV et $B_{\mu\text{G}}$ le champ magnétique moyen en microgauss. Pour un spectre en loi de puissance de la turbulence magnétique,

$$\delta B^2(k) \propto k^{-\alpha} , \quad (5)$$

on peut montrer que le temps de confinement dans un halo galactique de taille donnée est alors de la forme $t_{\text{conf}} \propto E^{\alpha-2}$.

4.2 Scintillation interstellaire et turbulence MHD

Des mesures de l'amplitude de la turbulence interstellaire aux échelles spatiales pertinentes peuvent être déduites des phénomènes de scintillation interstellaire des ondes radio, notamment en provenance des pulsars. Si la scintillation dite *diffractive* correspond à des échelles spatiales plus petites, la scintillation *réfractive* renseigne sur la turbulence aux échelles spatiales $10^{12}\text{cm} < 1/k < 10^{15}\text{cm}$, responsables d'après (4) de la diffusion des rayons cosmiques d'énergie $1\text{ GeV} < E/Z < 1\text{ TeV}$ (pour un champ galactique moyen de $3\mu\text{G}$).

D'un ensemble de mesures récentes sur la scintillation des pulsars, Stinebring et al. (2000) déduisent que le spectre de la turbulence dans le milieu interstellaire typique peut être caractérisé par une loi de puissance avec $1.5 < \alpha < 1.7$, ce qui est compatible avec l'indice $\alpha = 5/3$ attendu dans le cas d'un spectre de Kolmogorov. La scintillation des pulsars renseigne également sur l'échelle verticale de cette turbulence dans la Galaxie : le modèle de Cordes et Lazio (2003), basé sur l'observation d'un grand nombre de pulsars, en déduit une échelle verticale proche de 1 kpc pour les fluctuations de la densité électronique.

Des modèles de la propagation galactique basés sur un tel spectre de Kolmogorov pour la turbulence magnétique, et incorporant de manière cohérente la *réaccélération* des rayons cosmiques par le processus de Fermi du second ordre dans cette même turbulence magnétique, semblent montrer que ces hypothèses sont compatibles avec les données sur les abondances des noyaux secondaires (Seo & Ptuskin, 1994 ; Strong & Moskalenko, 1998). Dans cette hypothèse, le temps de confinement galactique a une dépendance en énergie relativement faible, $t_{\text{conf}} \propto E^{-1/3}$, ce qui implique un spectre relativement “mou”, $Q(E) \propto E^{-2.35}$ approximativement, pour les sources des rayons cosmiques.

Il faut cependant souligner que la scintillation interstellaire dépend principalement des fluctuations de la densité électronique, et ne mesure pas directement les fluctuations magnétiques responsables de la diffusion des rayons cosmiques. Les progrès remarquables dans la compréhension de la turbulence magnétohydrodynamique (MHD) qu’ont récemment permis les simulations numériques (voir par ex. la revue de Cho, Lazarian & Vishniac, 2003) mènent à des conclusions plus mitigées sur le spectre de cette turbulence. Les ondes d’Alfvén et MHD lentes ont bien un spectre de type Kolmogorov, mais sont très anisotropes, conformément à la théorie développée par Goldreich et Sridhar (1995) ; ceci semble compatible avec les observations de la scintillation interstellaire, les fluctuations en densité étant dominées par les ondes lentes dans les plasmas fortement magnétisés. Les ondes MHD rapides, en revanche, sont isotropes et distribuées suivant un spectre d’Iroshnikov-Kraichnan avec $\alpha = 3/2$ (par ex. Cho & Lazarian, 2003). Ces ondes rapides, plutôt que les ondes d’Alfvén, sembleraient dominer dans la diffusion interstellaire des rayons cosmiques (Yan & Lazarian, 2002), ce qui impliquerait un spectre proche de $Q(E) \propto E^{-2.2}$ pour les sources des rayons cosmiques.

4.3 Anisotropie, nature du “genou” et énergie maximale

L’anisotropie des directions d’arrivée des rayons cosmiques offre une autre contrainte observationnelle sur leur processus de diffusion dans la Galaxie. Les modèles postulant une forte dépendance en énergie du temps de confinement galactique prédisent généralement une anisotropie sensiblement plus importante que celle observée à des énergies de l’ordre de 10^{13} à 10^{14} eV (Jones et al., 2001).

Les mesures du degré d’anisotropie des rayons cosmiques présentent une dépendance accrue en fonction de leur énergie au-delà du “genou” à 3×10^{15} eV, ce qui suggère que celui-ci pourrait être dû aux processus de diffusion dans la Galaxie, plutôt que d’accélération. Hillas (1984) a montré que ces changements dans le spectre et l’anisotropie à l’énergie du genou étaient compatibles avec une modification au-delà de cette énergie uniquement de la dépendance en énergie du temps de confinement, sans

cassure dans le spectre à la source. L'échelle extérieure de la turbulence dans la Galaxie est mal connue, mais des arguments indirects (Armstrong et al., 1995) la placent autour de 10^{18} à 10^{20} cm, ce qui semblerait compatible avec ce scénario.

Dans cette hypothèse, les sources des rayons cosmiques galactiques devraient les accélérer en une loi de puissance continue non seulement jusqu'au genou, mais bien jusqu'à la "cheville", à environ 3×10^{18} eV. Ceci pose problème dans les modèles standard de l'accélération dans les vestiges de supernova, pour lesquels il est déjà difficile d'atteindre le genou. Cependant, ceux-ci reposent sur l'hypothèse que le champ magnétique turbulent excité par les particules accélérées voit son amplitude saturer à la valeur du champ régulier pré-existant, $\delta B \sim B$; or des simulations numériques de ce processus ont montré qu'il pouvait atteindre des valeurs très supérieures, $\delta B \gg B$ (Lucek & Bell, 2000). Un modèle analytique de cette excitation suggère que l'énergie maximale dans les vestiges de supernova pourrait atteindre $E_{\max} \sim Z \times 10^{17}$ eV, où Z est la charge de la particule accélérée (Bell & Lucek 2001), ce qui permettrait à des noyaux de fer d'atteindre la cheville. Si une étude incluant l'amortissement des ondes excitées (Ptuskin & Zirakashvili, 2003) aboutit à des conclusions plus mitigées, l'excitation de $\delta B \gg B$ dans les vestiges de supernova jeunes semble confirmée par l'observation (cf. cours de Jean Ballet), et l'on peut espérer dans un avenir proche une meilleure compréhension de cette question cruciale pour l'origine des rayons cosmiques galactiques.

5. Conclusions

L'accélération de Fermi aux chocs relativistes permet des gains d'énergie importants par cycle de traversées, par un facteur de l'ordre de Γ_{ch}^2 pour le cycle initial, et de l'ordre de 2 pour les cycles suivants. Le spectre qui en résulte a un indice spectral $p = 2.2\text{--}2.3$ dans la limite ultra-relativiste (suivant la nature exacte de la dynamique des particules), ce qui semble compatible avec les valeurs déduites des observations. La modélisation des effets non-linéaires de modification des chocs par les particules accélérées prédit des spectres "concaves" pour les chocs non-relativistes, mais n'affecte pratiquement pas le spectre dans la limite ultra-relativiste; la concavité attendue reste difficile à observer dans les vestiges de supernova. La connaissance du spectre de la turbulence magnétique dans la Galaxie doit permettre de déduire le spectre à la source des rayons cosmiques; si la scintillation des pulsars suggère un spectre de Kolmogorov, des théories récentes de la turbulence MHD prédisent que les ondes rapides, qui seraient principalement responsables de la diffusion des rayons cosmiques, auraient un spectre de Kraichnan. L'anisotropie observée des rayons cosmiques est aussi un diagnostic im-

portant, et suggère un scénario où le “genou” serait un effet dû à la propagation ; dans ce contexte, la possibilité pour les vestiges de supernova d’accélérer les rayons cosmiques jusqu’à l’énergie de la “cheville” est une hypothèse très intéressante.

Références

- [1] Achterberg, A., Gallant, Y.A., Kirk, J.G., Guthmann, A.W., 2001, MNRAS 328, 393
- [2] Armstrong, J.W., Rickett, B.J., Spangler, S.R., 1995, ApJ 443, 209
- [3] Bednarz, J., Ostrowski, M., 1998, Phys. Rev. Lett. 80, 3911
- [4] Bell, A.R., 1978, MNRAS 182, 147
- [5] Bell, A.R., Lucek, S.G., 2001, MNRAS 321, 433
- [6] Berezhko, E.G., Ellison, D.C., 1999, ApJ 526, 385
- [7] Cho, J., Lazarian, A., Vishniac, E.T. 2003, dans *Turbulence and magnetic fields in astrophysics*, éd. Passot, T., Falgarone, E., Springer, Lecture Notes in Physics 614, p. 56 (astro-ph/0205286)
- [8] Cho, J., Lazarian, A., 2003, MNRAS 345, 325
- [9] Cordes, J.M., Lazio, T.J.W., 2003, astro-ph/0207156
- [10] Ellison, D.C., Double, G.P., 2002, Astropart. Phys. 18, 213
- [11] Galama, T.J., Wijers, R.A.M.J., Bremer, M., Groot, P.J., Strom, R.G., de Bruyn, A.G., Kouveliotou, C., Robinson, C.R., van Paradijs, J., 1998, ApJ 500, L101
- [12] Gallant, Y.A., Achterberg, A., 1999, MNRAS 305, L6
- [13] Gallant, Y.A., Achterberg, A., Kirk, J.G., Guthmann, A.W., 2000, dans *5th Huntsville Gamma-Ray Burst Symposium*, éd. Kippen, R.M., Mallozzi, R.S., Fishman, G.J., AIP, p. 524 (astro-ph/0001509)
- [14] Gallant, Y.A., 2002, dans *Relativistic Flows in Astrophysics*, éd. Guthmann, A.W., Georganopoulos, M., Marcowith, A., Manolakou, K., Springer, Lecture Notes in Physics 598, p. 24 (astro-ph/0201243)
- [15] Goldreich, P., Sridhar, S., 1995, ApJ 438, 763
- [16] Hillas, A.M., 1984, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 22, 425
- [17] Jones, F.C., Lukasiak, A., Ptuskin, V., Webber, W., 2001, ApJ 547, 264
- [18] Jones, T.J., Rudnick, L., DeLaney, T., Bowden, J., 2003, ApJ 587, 227
- [19] Kennel, C.F., Coroniti, F., 1984, ApJ 283, 710
- [20] Kirk, J.G., Guthmann, A.W., Gallant, Y.A., Achterberg, A., 2000, ApJ 542, 235

- [21] Lucek, S.G., Bell, A.R., 2000, MNRAS 314, 65
- [22] Malkov, M.A, Drury, L.O'C., 2001, Rep. Prog. Phys. 64, 429
- [23] Ptuskin, V.S., Zirakashvili, V.N., 2003, A&A 403, 1
- [24] Seo, E.S, Ptuskin, V.S., 1994, ApJ 431, 705
- [25] Stinebring, D.R., Smirnova, T.V., Hankins, T.H., Hovis, J.S., Kaspi, V.M., Kempner, J.C., Myers, E., Nice, D.J., 2000, ApJ 539, 300
- [26] Strong, A.W., Moskalenko, I.V., 1998, ApJ 509, 212
- [27] Vietri, M., 1995, ApJ 453, 883
- [28] Waxman, E., 1997, ApJ 485, L5
- [29] Yan, H., Lazarian, A., 2002, Phys. Rev. Lett. 89, 281102



Séance de travail en plein air...



Oui, derrière... c'est bon, on vous a vus !