

LE CHAMP MAGNETIQUE INTERSTELLAIRE

Il existe dans la galaxie un champ \vec{B} interstellaire qui se manifeste de plusieurs façons :

- par la polarisation de la lumière des étoiles, diffusée par des grains interstellaires alignés parallèlement au champ magnétique ;
- par l'effet Zeeman que l'on observe sur certains spectres en absorption de l'hydrogène atomique à 21 cm ;
- par la rotation Faraday du plan de polarisation de la lumière en provenance des pulsars ;
- par l'émission synchrotron des radiosources.

Ce champ magnétique, bien que de faible amplitude (de l'ordre du microgauss) joue un grand rôle dans la dynamique du gaz interstellaire, la stabilité des nuages, l'accélération des rayons cosmiques... d'autant que son amplitude peut atteindre de bien plus grandes valeurs dans les régions denses (il est "gelé" dans la matière).

(1) Mesures du champ magnétique :

A/ Propagation des ondes dans un plasma :

Le milieu interstellaire contient toujours une certaine fraction d'ions et d'électrons, même dans les régions "neutres" (ionisation par rayons cosmiques par exemple). Ce mélange de particules neutres, de particules ionisées et d'électrons est un plasma. Même dans les régions ionisées (régions H II), il existe toujours un certain nombre de particules neutres dans le plasma. C'est cette conductivité du milieu

interstellaire qui entretient le champ (et en est sans doute l'origine) ; les mouvements des particules chargées tendent à croiser et resserrer les lignes de champ et donc à amplifier \vec{B} .

Lorsqu'une onde électromagnétique traverse un gaz contenant des électrons libres, il y a réfraction, l'indice n du milieu dépendant de la densité d'électrons n_e . La répartition aléatoire des électrons produit alors des scintillations (par exemple sur les signaux des pulsars). Deux autres phénomènes sont très utiles pour la connaissance de n_e et B interstellaires : la dispersion des signaux radio des pulsars, et la rotation Faraday du plan de polarisation de ces signaux, phénomènes qui vont être analysés maintenant.

- Considérons une onde se propageant dans un milieu globalement neutre. Les équations de Maxwell s'écrivent (dans le système MKSA) :

$$\text{rot } \vec{B} = \frac{1}{C^2} \frac{\partial \epsilon \vec{E}}{\partial t} \quad \text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{div } \vec{E} = \text{div } \vec{B} = 0$$

En combinant ces équations :

$$\text{rot}(\text{rot } \vec{E}) = - \Delta \vec{E} = - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 \epsilon \vec{E}}{\partial t^2}$$

Pour une onde se propageant dans la direction Ox :

$$\vec{E}_0 e^{i(Kx - \omega t)}$$

on obtient l'équation de dispersion : $\omega^2 = \frac{C^2}{\epsilon} K^2$

et la vitesse de phase de l'onde : $v_\varphi = \omega/k = C/\sqrt{\epsilon}$ (= C/n)

- Rappelons les définitions des vitesses de phase et de groupe : pour une onde non monochromatique (ce qui est toujours le cas), on a en fait un paquet d'ondes : $E(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(K) e^{i(kx - \omega t)} dK$. Supposons la fréquence de ce paquet d'ondes centrée autour de $\omega_0 = \omega(K_0)$:

$$\omega(K) = \omega(K_0) + (K - K_0) \left. \frac{\partial \omega}{\partial K} \right|_0$$

On peut alors développer $E(x, t) = \int E(K) e^{i(Kx - \omega t) - i(K - K_0) \left. \frac{\partial \omega}{\partial K} \right|_0 t} dK$

$$= e^{i(K_0 \left. \frac{\partial \omega}{\partial K} \right|_0 - \omega_0) t} \int E(K) e^{iK \left[x - \left. \frac{\partial \omega}{\partial K} \right|_0 t \right]} dK$$

On voit très bien sur cette expression que le maximum du paquet d'ondes se déplace à la vitesse $\partial\omega/\partial K)_0$ (il se produit en effet pour $x = \partial\omega/\partial K)_0 t$). C'est cette vitesse que l'on appelle vitesse de groupe V_g et à laquelle se propage l'énergie de l'onde (en effet, le module au carré de E est aussi celui de l'intégrale :

$$\int E(K) e^{iK(x-V_g t)} dK$$

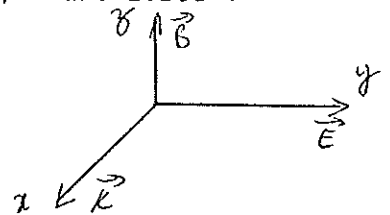
- Calculons maintenant ϵ dans un plasma de densité électronique n_e .

Les électrons sont soumis, au passage de l'onde, à une force :

$$\vec{F} = -e \vec{E} = m \frac{d^2 y}{dt^2} = -e E_0 y \cos(Kx - \omega t)$$

d'où :

$$y = \frac{e E_0}{m \omega^2} \cos(Kx - \omega t)$$



Les électrons s'écartent des ions, qui eux, par leur grande inertie ($m_i \geq 1800 m_e$), peuvent être considérés comme immobiles. Il se forme donc une série de dipôles d'amplitude $-ey$.

La densité de moments dipolaires est le vecteur polarisation \vec{P} du milieu $P_y = -e n y$, d'où :

$$\epsilon = 1 + \frac{P}{E \epsilon_0} = 1 - \frac{e n y}{\epsilon_0 E y} = 1 - \frac{n_e e^2}{m \omega^2 \epsilon_0}$$

$$n^2 = \epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

ω_p est la fréquence de plasma

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m \epsilon_0}}$$

(en unités MKSA)

La vitesse de phase est alors : $V_\phi = \frac{c}{\sqrt{1-\omega_p^2/\omega^2}} = \omega/K$

et la vitesse de groupe se déduit de l'équation de dispersion :

$$\omega^2 = \omega_p^2 + K^2 c^2 \Rightarrow \omega d\omega = c^2 K dK$$

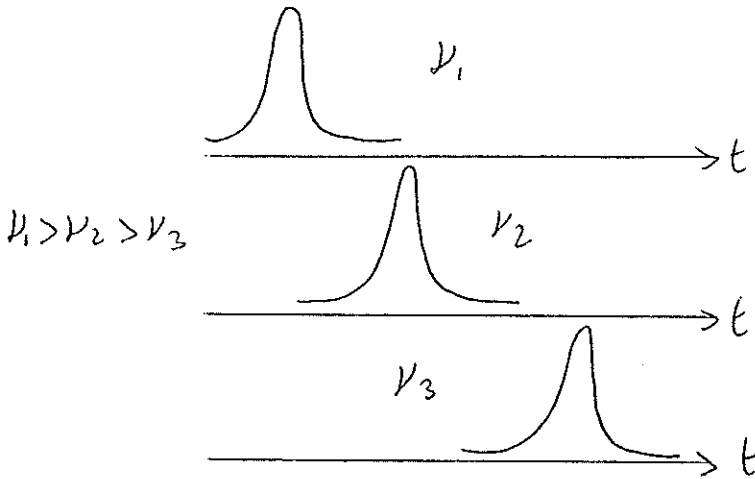
$$\frac{\partial \omega}{\partial K} = c^2 \frac{K}{\omega} = c \sqrt{1 - \omega_p^2/\omega^2} = V_g$$

et $V_g V_\phi = c^2$

La propagation des ondes n'a lieu que pour les fréquences $\omega > \omega_p$.

La fréquence de plasma est donc une fréquence de coupure.

La vitesse du groupe V_g dépendant de la fréquence ω , tous les signaux émis à des fréquences différentes n'arriveront pas en même temps à l'observateur. C'est la dispersion que l'on observe pour les pulsars.



- Montrons que l'on peut alors en déduire la densité moyenne d'électrons (n_e) dans le milieu interstellaire, si l'on connaît la distance du pulsar (ou à l'inverse, en déduire la distance du pulsar, si l'on suppose (n_e) connu sur la ligne de visée).

Dans le milieu interstellaire, n_e est assez faible (de 10^{-2} à 10^{-1} cm^{-3}) et aux ondes radio (MHZ) on a toujours $\omega \gg \omega_p$. En effet,

$$\omega_p = 5.6 \cdot 10^4 \sqrt{N}$$

n en cm^{-3} et ω_p en HZ

alors :

$$V_g \approx c \left(1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2}\right) \quad \frac{1}{V_g} \approx \frac{1}{c} \left(1 + \frac{\omega_p^2}{2\omega^2}\right)$$

et le temps de parcours, à la fréquence ν , du signal venant d'un pulsar

à la distance d est :

$$t_\nu = \frac{d}{c} + \frac{e^2}{2m c \epsilon_0} \frac{\int_0^d n_e dl}{(2\pi\nu)^2}$$

L'intégrale de la densité électronique sur la ligne de visée est appelée

mesure de dispersion $D_m = \int_0^d n_e dl = \langle n_e \rangle d$.

Ainsi le retard de signaux à ν par rapport à ν' est :

$$\Delta t = t_\nu - t_{\nu'} = \langle n_e \rangle \frac{d}{\alpha} \left[\frac{1}{\nu^2} - \frac{1}{\nu'^2} \right] \quad \alpha = \frac{8\pi^2 m c \epsilon_0}{e^2}$$

soit :

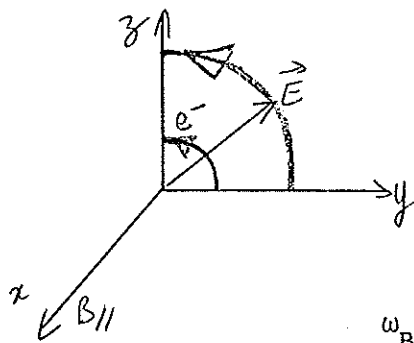
$$\langle n_e \rangle d = 2.4 \cdot 10^{-4} \frac{\nu^2 \nu'^2}{\nu'^2 - \nu^2} \Delta t$$

(n_e en cm^{-3} , d en pc, ν en MHZ, Δt en s).

- Propagation en présence d'un champ magnétique externe :

L'équation de dispersion est plus difficile à obtenir. Il faut résoudre le système composé des équations de Maxwell, des équations du mouvement des particules chargées et des équations de continuité ($\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div } n\vec{v} = 0$), avec les champs $\delta\vec{E}$ et $\vec{B} + \delta\vec{B}$ ($\delta\vec{E}$, et $\delta\vec{B}$ correspondant à la perturbation apportée par l'onde).

Le résultat fait apparaître deux modes de propagation pour l'onde électromagnétique : deux ondes polarisées circulairement (droite et gauche) dont les équations de dispersion sont :



$$n^2 = 1 - \frac{\omega p^2}{\omega(\omega - \omega_B)} \quad \text{et} \quad n^2 = 1 - \frac{\omega p^2}{\omega(\omega + \omega_B)}$$

(extraordinaire) (ordinaire)

ω_B est la fréquence de Larmor pour les électrons (on a supposé les ions immobiles)

$$\omega_B = \frac{eB}{m} = 1.8 \cdot 10^7 \text{ B (Gauss) Hz.}$$

Seule la projection du champ B parallèlement à la direction de propagation compte ici (B_{\parallel}). Pour l'une des polarisations (que l'on appelle onde extraordinaire) le champ E tourne dans le même sens que les électrons soumis au champ B_{\parallel} . Il y a même résonance (forte interaction) lorsque les vitesses de rotation sont voisines ($\omega \approx \omega_B$), ce qui se traduit par le terme résonnant $1/(\omega - \omega_B)$ dans la formule ci-dessus. Pour l'autre polarisation (onde ordinaire) le champ \vec{E} et les électrons tournent en sens inverse.

Les vitesses de phase de ces deux ondes sont différentes, le milieu est biréfringent. Une onde polarisée linéairement subira l'effet Faraday : on peut la décomposer en deux ondes polarisées circulairement, en sens inverse. Comme ces deux ondes ne se propagent pas à la même vitesse, elles seront déphasées à la sortie du milieu. En les recombinaut pour obtenir une onde polarisée linéairement, on obtient alors une

direction de polarisation qui a tourné par rapport à la direction initiale.

Dans le milieu interstellaire $\omega B/\omega \ll 1$ pour les ondes radio, et en général l'effet est très faible, mais comme on intègre sur de très grandes lignes de visée, la rotation de la polarisation de l'onde est tout de même détectable.

La différence de phase entre les deux ondes s'écrit :

$$\varphi = \frac{\omega}{c} (n_{\text{ord}} - n_{\text{ext}}) d \quad (d \text{ distance de la source})$$

et la rotation du plan de polarisation est :

$$F = \varphi/2 = \frac{d}{2c} \frac{\omega p^2}{\omega^2} \omega_B \quad (\text{si } B \text{ et } n_e \text{ constants})$$

$$\omega p^2 = \frac{n_e e^2}{m \epsilon_0}$$

$$F = \frac{e^3 \int n_e B_{\parallel} d\ell}{2m^2 c \epsilon_0 \omega^2}$$

(en général)

On appelle mesure de rotation $R_m = F/\lambda^2$ ($\lambda = 2\pi c/\omega$)

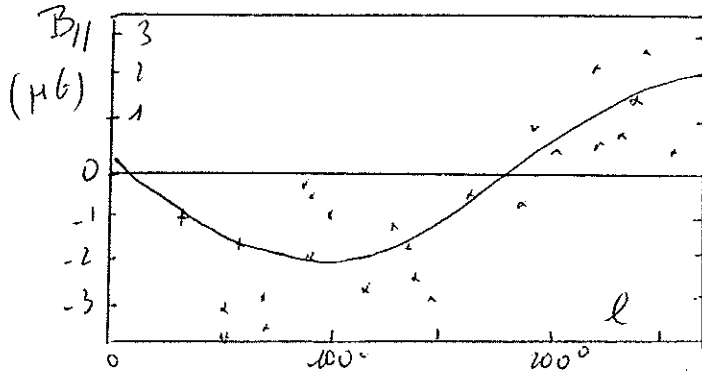
$$R_m = 8.15 \cdot 10^5 \int_0^d n_e B_{\parallel} d\ell$$

(n_e en cm^{-3} , B en Gauss, ℓ en pc, λ en m, F en radians).

Les deux mesures de R_m et D_m en direction d'un pulsar permettent donc d'en déduire le champ moyen :

$$\langle B_{\parallel} \rangle \propto R_m / D_m$$

Comme la polarisation des signaux pulsars varie d'un pulsar à l'autre, on moyenne sur une centaine de pulsars et l'on mesure la polarisation en fonction du temps pendant la durée d'un pulse. La valeur moyenne de B obtenue par cette méthode (de l'ordre du μG), varie presque sinusoidalement avec la longitude galactique ℓ , comme on s'y attendait si le champ était uniforme dans la galaxie (du moins avait une composante uniforme parallèle au champ galactique), de magnitude $2,2\mu\text{G}$ et de direction $\ell = 94^\circ$.



Mais la grande dispersion des données fait apparaître une composante irrégulière non négligeable.

La valeur de B en dehors du plan, est explorée par les mesures de rotation Faraday des radiosources extragalactiques (quasars, etc...). R_m varie alors en $\cos b$ (b latitude galactique) : c'est bien la propagation dans le champ magnétique de notre galaxie qui provoque la rotation. On a pu aussi estimer jusqu'à quelle hauteur au-dessus du plan s'étendait les électrons libres. ($\sim 1 \text{ Kpc}$) -

B/ Effet Zeeman :

La mesure du champ moyen est directement obtenue par la décomposition de la raie 21 cm de l'hydrogène atomique. Le niveau supérieur $F = 1$ est séparé en trois niveaux ($mF = 0, \pm 1$) et le niveau inférieur $F = 0$ est inchangé. Les deux raies σ (transitions $0 \rightarrow \pm 1$) sont ainsi séparées de :

$$\Delta_\nu = \omega B / 2\pi = eB / 2\pi m = 2.8 \text{ B(Gauss) MHz}$$

Pour un champ au maximum de $B \sim 10 \mu\text{Gauss}$, $\Delta_\nu = 28 \text{ Hz}$.

Cette largeur équivaut à une vitesse de $6 \cdot 10^{-3} \text{ Km/s}$ ($\Delta_\nu / \nu = v/c$), ce qui est complètement perdu dans la largeur des spectres, de plusieurs Km/s. Pourtant le déplacement est tout de même détectable, grâce à la polarisation circulaire des raies σ (en sens inverse l'une de l'autre). Les observations ont été effectuées sur des raies H I en absorption devant des sources radio intenses (Cassiopee A, Cygnus A, Centre Galactique).

Puisqu'on utilise les polarisations circulaires, on n'a accès qu'à la composante de \vec{B} parallèle à la ligne de visée, $B_{||}$. Les résultats

donnent des valeurs de B_{\parallel} entre 5 et 20 μ Gauss, plus grandes que $\langle B_{\parallel} \rangle$, car il s'agit cette fois de valeurs locales, qui correspondent toujours à des nuages HI dans les bras spiraux (le champ \vec{B} comprimé avec la matière serait plus intense dans les bras).

L'effet Zeeman vient aussi d'être observé (1983) sur des spectres en absorption de la raie OH (fréquences 1665 et 1667 MHz).

(2) Accélération des particules (Rayons cosmiques) :

Les rayons cosmiques sont détectés au voisinage du Soleil de façon quasiment isotrope. L'anisotropie dépend légèrement de l'énergie, elle est inférieure à 1% pour $E < 10^{17}$ ev et commence à se faire sentir à partir de $E = 10^{19}$ ev. C'est la composante aléatoire du champ magnétique qui dévie et recourbe les trajectoires des particules, et rend la distribution des rayons cosmiques isotrope. Les sources de rayons cosmiques sont le plus vraisemblablement les supernovae, bien que les étoiles en émettent une petite partie (comme le Soleil par exemple). Ces particules sont des électrons, des protons et des noyaux lourds. Elles peuvent atteindre des énergies jusqu'à 10^{21} ev, 10^{10} fois plus que la limite des plus puissants accélérateurs actuels et 10^{15} fois plus que le rayonnement cosmique solaire. Le spectre en énergie de ces particules a la forme d'une loi de puissance :

$$N(E) = AE^{-\gamma}$$

avec γ de l'ordre de 2.5. Cette loi est pratiquement universelle, on la retrouve pour les électrons qui émettent un rayonnement synchrotron, dans toutes les sources radio connues (quasars, galaxies ...) non thermiques.

Pour que le champ magnétique puisse rendre isotrope le rayonnement cosmique, il faut que le rayon de giration d'une particule de charge Z dans le champ magnétique B :

$$r = \frac{E \sin \theta}{ZeBc} = \frac{E \sin \theta}{10^{21} BZ} \text{ pc}$$

soit bien inférieur à la dimension de la galaxie ; dans cette formule E est l'énergie de la particule (en ev), B est en Gauss. La taille de la Galaxie ($\sim 10^4$ pc) implique donc un champ magnétique minimum de $3 \cdot 10^{-6}$ Gauss (isotropie jusqu'à $E = 10^{19}$ ev).

Rappelons que pour une particule de charge Z et de masse m , la fréquence de Larmor, dans le cas non relativiste est :

$$\omega = ZeB/m$$

et dans le cas relativiste :

$$\omega = \frac{ZeB}{E/c^2} \quad \text{-(E énergie totale)-}$$

Le rayon de giration est alors défini par $r = v_{\perp} / \omega$, où v_{\perp} est la vitesse de la particule perpendiculairement au champ : $v_{\perp} = v \sin \theta$ si θ est l'angle entre \vec{v} et \vec{B} .

En présence du champ électrique extérieur, ou d'un champ magnétique inhomogène, les trajectoires hélicoïdales dérivent perpendiculairement au champ \vec{E} ou au gradient de \vec{B} , mais cette dérive est négligeable dans le milieu interstellaire. Considérons le mouvement d'une particule chargée dans un champ \vec{B} lentement variable, c'est-à-dire dont les fluctuations temporelles ont une période bien supérieure à $2\pi/\omega B$ et les inhomogénéités de B se font sur des échelles bien supérieures au rayon de giration r . (on peut alors considérer \vec{B} fixe et constant pendant quelques rotations de la particule). Alors le moment cinétique de la particule L_{\parallel} parallèle au champ B est conservé. En effet, L_{\parallel} parallèle au champ B est conservé. En effet $\vec{L} = \vec{r} \wedge \vec{p}$ et $d\vec{p}/dt = e\vec{v} \wedge \vec{B}$

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{r} \wedge \frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{r} \wedge (e\vec{v} \wedge \vec{B})$$

Fixant l'axe OZ parallèle à \vec{B} , et admettant (d'après les hypothèses) que la trajectoire de la particule est un cercle dans le plan xOy, il vient $dL_{\perp}/dt = 0$. L_{\parallel} est conservé.

Soit :

$$p_{\perp} r = \text{constante}$$

$$\text{ou } p \sin\theta = \text{cste}$$

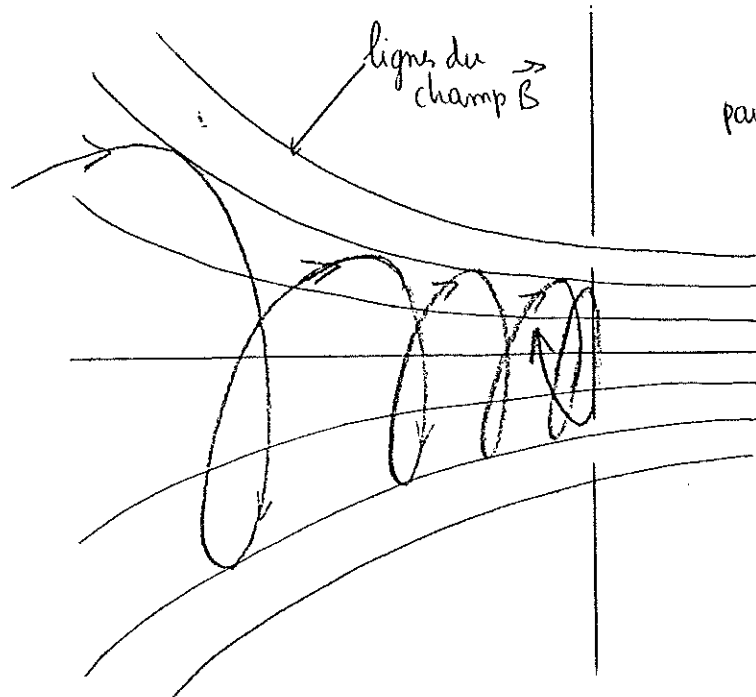
Puisque $r = P_{\perp}/ZeB$

$$p_{\perp}^2/B = \text{constante}$$

Si le champ magnétique ne varie pas dans le temps, alors l'énergie de la particule et donc la valeur absolue de p , est conservée. D'où :

$$\sin^2\theta/B = \text{constante}$$

De cette relation, on peut tirer d'importantes conclusions. Considérons par exemple une particule voyageant d'une région de champ faible à une région de champ fort. Puisque $\sin\theta \propto \sqrt{B}$, la vitesse de la particule s'écarte de plus en plus de la direction de \vec{B} jusqu'à ce que $\theta = 90^\circ$, la particule est alors réfléchiée par la région de champ fort dans la direction opposée. C'est le phénomène de miroir magnétique. Plus l'angle initial θ_0 de la particule est faible, plus elle pourra pénétrer dans la région de champ fort (à la limite, les particules de vitesses parallèles à \vec{B} , $\theta_0 = 0$, ne sont pas réfléchiées).



Reflexion d'une
particule sur une région
de champ fort -

- D'autre part, considérons le mouvement des particules passant d'une région de champ fort à une région de champ faible. Les vecteurs vitesses de ces particules se rapprochent tous de la direction du champ \vec{B} (θ diminue). La vitesse V_{\parallel} (projection de \vec{V} sur la direction de \vec{B}) augmente et la densité des particules diminue. (Les particules traversent plus rapidement l'unité de volume). Par exemple, si en champ fort B_0 la distribution des particules était isotrope, en champ faible B toutes les particules vont se concentrer dans un cône d'angle $\theta' = \arcsin\sqrt{B/B_0}$ autour de la direction de B . Et si la densité des particules est proportionnelle à l'angle solide :

$$\frac{N(B)}{N(B_0)} = \frac{\int_0^{\theta'} \sin\theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} \sin\theta d\theta} = 1 - \cos[\arcsin\sqrt{B/B_0}] = 1 - \sqrt{1 - B/B_0}$$

si $B \ll B_0$

$$N(B)/N(B_0) \propto B/2B_0$$

- Ce qui est à rapprocher du phénomène de gel du champ magnétique dans un plasma. Celui-ci peut se dériver de l'équation de continuité $\frac{\partial N}{\partial t} + \text{div } N\vec{V} = 0$ et de l'équation de Maxwell

$$\text{rot } \vec{E} = - \partial\vec{B}/\partial t \quad (\text{avec } \vec{E} = - \vec{V} \wedge \vec{B}) \quad \partial\vec{B}/\partial t = \text{rot } \vec{V} \wedge \vec{B}$$

qui entraînent la relation :

$$\frac{d}{dt} \frac{\vec{B}}{N} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \right) \frac{\vec{B}}{N} = \left(\frac{\vec{V}}{N} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{B}$$

Si l'on suppose que le plasma est en mouvement perpendiculairement au champ \vec{B} : $\vec{V} \perp \vec{B}$ et $\frac{d}{dt} \left(\frac{\vec{B}}{N} \right) = 0$

$B/N = \text{constante}$. Ce qui signifie que chaque particule est comme attachée à sa propre ligne de force magnétique, et voyage avec. La densité des lignes de courant est proportionnelle à la densité du gaz. Notons que les lignes de champ ne transportent que la composante de \vec{V} perpendiculaire à \vec{B} (V_{\perp}). Dans le cas plus général, où le champ de \vec{B} est gelé dans un plasma qui se contracte dans les 3 dimensions, on aura plutôt

$$B \propto N^{2/3}$$

- Processus d'accélération :

. L'énergie de la particule varie lorsque B varie dans le temps (B(t)). Par exemple, lorsque le champ se contracte, les particules sont accélérées ; c'est l'accélération betatron. Puisque $p_{\perp}^2/B = \text{cste}$, seule l'énergie cinétique transversale de la particule varie. $E = (p_{\perp}^2/2m) \propto B$ pour une particule non relativiste et $E \propto H^{1/2}$ dans le cas relativiste.

. Plus important dans le milieu interstellaire est le processus d'accélération statistique de Fermi. Le champ B est très inhomogène, puisqu'il est gelé dans la matière et que celle-ci présente de nombreuses condensations. Par exemple, si le champ magnétique est amplifié dans un nuage interstellaire, les particules chargées (dont la vitesse fait un angle θ non nul avec \vec{B}) seront réfléchies par le nuage et elles acquerront dans cette réflexion une vitesse supplémentaire, si le nuage est en mouvement à la vitesse \vec{W} , correspondant à un accroissement d'énergie :

$$\Delta E = - \frac{2E}{c^2} \vec{W} \cdot \vec{V}$$

(E inclut l'énergie de masse, et dans le cas non relativiste

$$\Delta E = - 2 m \vec{W} \cdot \vec{V})$$

Lorsque la particule se déplace dans le même sens que le nuage, elle perd de l'énergie, au contraire. Mais la probabilité d'une collision "de plein fouet" est plus grande par rapport à une collision "de dépassement" d'un facteur :

$$(V + W)/(V - W)$$

En moyenne, la particule sera donc accélérée de :

$$\langle \Delta E \rangle = \alpha \frac{W^2}{c^2} E$$

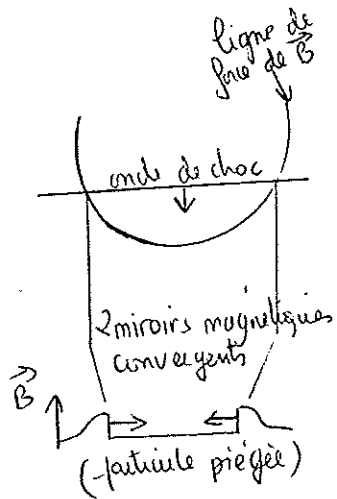
Le facteur α de l'ordre de 1, tient compte de la moyenne sur toutes les directions possibles des deux vitesses.

On a supposé, bien sûr, que les vitesses des nuages interstellaires \vec{W} sont aléatoires. D'autre part, pour parler de collision nuage-particule et de réflexion, il faut que le rayon de giration de la particule soit bien inférieur aux dimensions du nuage. Bien sûr, l'énergie acquise par les particules est prise aux dépens de l'énergie cinétique des nuages interstellaires magnétisés, et le mécanisme marche aussi longtemps que cette énergie cinétique est bien supérieure à l'énergie totale des particules chargées.

D'autre part, le mécanisme de Fermi n'est efficace que si les particules incidentes ont déjà un certain seuil d'énergie, au-delà duquel le gain dû à l'accélération compense les pertes dues à l'interaction avec le milieu (puisque $\Delta E \propto E$).

Ce mécanisme d'accélération peut jouer d'une façon systematique lorsque les particules sont piégées entre une onde de choc et une boucle du champ magnétique.

L'accélération des particules se produit aussi à la traversée d'une onde de choc. De chaque côté du choc, les champs magnétiques ont des valeurs différentes (la densité subit une discontinuité). Les particules dont le rayon de giration est bien supérieur à l'épaisseur du choc vont effectuer plusieurs révolutions en intersection avec le choc et gagneront de la quantité de mouvement. On peut montrer que si la vitesse de l'onde de choc est W , le gain d'énergie est à chaque passage $\Delta E = E(W/c)$ pour une particule relativiste. Pour augmenter l'efficacité de ce mécanisme on suppose qu'il existe des inhomogénéités du champ au voisinage qui diffusent et réfléchissent les particules, qui sont alors piégées dans le milieu et traversent plusieurs fois l'onde de choc. (Après n traversées, $\Delta E = nE(W/c)$). C'est le mécanisme d'accélération diffusive par onde de choc.



Ce mécanisme a l'avantage d'expliquer le spectre en loi de puissance des sources de particules chargées et des rayons cosmiques.

En effet, si on appelle t_c le temps caractéristique d'accélération des particules, on peut écrire : $dE/dt = E/t_c$

($t_c = t_{trav} \frac{c}{W}$ où t_{trav} est le temps de traversée de l'onde de choc).

La probabilité $P(t)$ qu'une particule soit accélérée par ce processus du temps $t = 0$ jusqu'à un temps compris entre t et $t + dt$ est :

$$P(t)dt = \frac{e^{-t/\tau}}{\tau} dt$$

où τ est le temps de piégeage de la particule dans le milieu par les centres diffusifs, au bout duquel la particule s'échappe.

De la première relation on tire :

$$dt = t_c \frac{dE}{E} \quad \text{soit, en intégrant : } t = t_c \text{ Log } \frac{E}{mc^2}$$

La probabilité $P(t)$ d'accélération pendant un temps t correspondant au gain d'une énergie E , et donc à $N(E)$:

$$N(E)dE \propto (t_c/\tau) e^{-(t_c/\tau) \text{Log}(E/mc^2)} (dE/E)$$

$$N(E) \propto E^{-\gamma}$$

avec :

$$\boxed{\gamma = 1 + \frac{t_c}{\tau}}$$

Or, pour le mécanisme d'accélération diffusive par ondes de choc, le rapport t_c/τ est une constante indépendante de W et de la vitesse des particules et $\gamma \approx 2.5$ en bon accord avec les observations (alors que dans le mécanisme de Fermi statistique, le rapport t_c/τ dépend des vitesses du milieu).