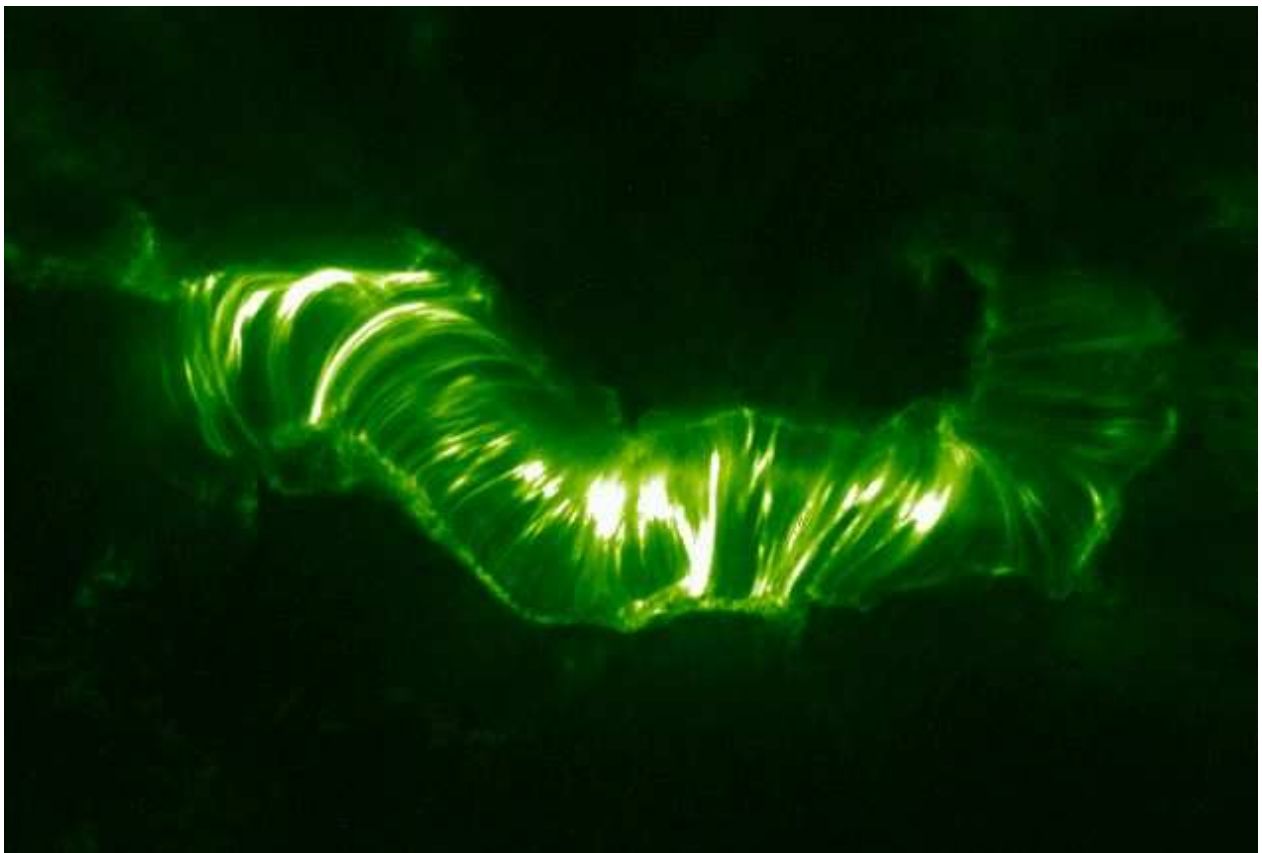


Le champ magnétique en astrophysique

Thierry Foglizzo
Fleurance, 8 Août 2003



Sommaire

- 1. Le champ magnétique domestiqué**
 - 1.1. Un aperçu des lois de l'électromagnétisme
 - 1.2. Parenthèse technologique : Moteur électrique et alternateur
 - 1.3. Les rayonnements cyclotron et synchrotron
- 2. Le champ magnétique terrestre : invisible mais incontournable**
 - 2.1. Champ dipolaire et migrations des oiseaux
 - 2.2. Les aurores boréales et australes
- 3. La dynamo**
- 4. Activité magnétique solaire**
- 5. Accélération des rayons cosmiques dans les restes de supernovae**
- 6. Disques d'accrétion et jets, à l'échelle stellaire ou galactique.**
 - 6.1. Accrétion dans les disques
 - 6.2. Collimation magnétique
 - 6.3. Stabilité vis-à-vis du cisaillement
 - 6.4. Mécanisme d'éjection
- 7. Champ magnétique et instabilité de Rayleigh-Taylor**
 - 7.1. Formation des nuages moléculaires galactiques.
 - 7.2. Stabilisation magnétique de l'instabilité de Rayleigh-Taylor

Appendice :

- 1) Qu'est ce qu'un « champ » ?
- 2) Des équations de Maxwell à celles de la MHD idéale
- 3) La MHD idéale avec les mains
 - a) Le gel du champ
 - b) La tension magnétique
 - c) La pression magnétique
 - d) La poussée d'Archimède magnétique
 - e) Les limites de la MHD idéale : résistivité, reconnection

Bibliographie

Avant propos

Chacun a pu le constater, l'aiguille de la boussole s'oriente vers le Nord. C'est bien pratique pour un explorateur, mais beaucoup de gens pensent qu'on peut très bien s'en passer. Le champ magnétique est souvent perçu comme un phénomène mystérieux, complexe. Pour certains, il est du domaine des « magnétiseurs » et autres guérisseurs, à la limite du paranormal. Même en astrophysique, il est parfois perçu comme une sorte de Joker invoqué lorsqu'on est à court d'explications. Ce cours a pour but de démystifier le champ magnétique en passant en revue ses différentes manifestations. Nous rappellerons d'abord son omniprésence dans notre vie quotidienne, avant de parcourir l'univers à sa recherche.

N.B. La plupart des illustrations de ce support de cours proviennent d'adresses internet indiquées dans le texte. Elles ne peuvent faire en aucun cas l'objet d'une exploitation commerciale sans l'autorisation écrite de leur auteur.

1. Le champ magnétique domestiqué

1.1. Un aperçu des lois de l'électromagnétisme



Alessandro Volta présente sa pile à Bonaparte 1800
(<http://www.culture.fr/culture/actualites/celebrations2000/volta.htm>)



Pierre-Simon Laplace
(1749-1827)



André Marie Ampère
(1775-1836)



Hans Christian Ørsted
(1777-1851)



Carl Friedrich Gauss
(1777-1855)



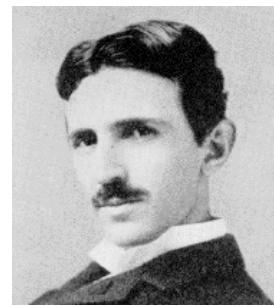
Michael Faraday
(1791-1867)



James Clerk Maxwell
(1831-1879)



Hendrik Antoon Lorentz
(1853-1928)



Nikola Tesla
(1856-1943)

Fig. 1 Le panthéon de l'électromagnétisme. Voir références internet en appendice.

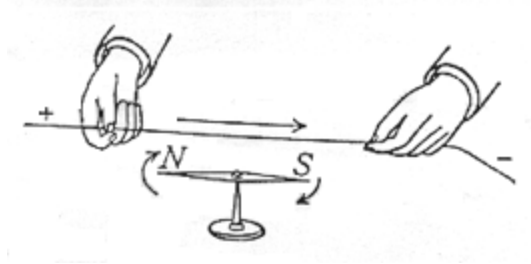


Fig. 2 Expérience de Oersted 1820
<http://www-istp.gsfc.nasa.gov/Education/Imagnet.html>

Rappelons simplement que les Arabes font connaître la boussole en occident au XI^e siècle, et que la nature dipolaire du champ magnétique terrestre a été comprise par Gilbert au XVII^e siècle. C'est en 1820 que l'histoire de l'électromagnétisme a vraiment commencé, lorsque le physicien Danois H.C. Oersted remarque que l'aiguille d'une boussole s'oriente lorsqu'un courant électrique passe à proximité (Fig. 2). Cette expérience établit le lien entre électricité et magnétisme.

Les équations qui décrivent la relation entre le champ électrique et le champ magnétique portent le nom d' « équations de Maxwell » (voir Appendice). Sans rentrer dans les détails mathématiques, retenons que

- un courant électrique produit un champ magnétique,
- une variation de champ magnétique près d'un circuit conducteur produit un courant. On l'appelle courant induit. Il est ainsi possible d'éclairer une ampoule sans pile, simplement en faisant varier le champ magnétique au voisinage du circuit de l'ampoule (cf Palais de la découverte)
- une charge en mouvement dans un champ magnétique subit une force, appelée « force de Laplace » ou « force de Lorentz » selon votre nationalité. Cette force est proportionnelle à la charge, à sa vitesse, et à l'intensité du champ magnétique.

$$F = qv \times B$$

Elle a la propriété remarquable d'être perpendiculaire à la fois à la direction du champ magnétique et à la direction de la particule. Dans quels sens ? Il faut pour cela appliquer la « règle du bonhomme d'Ampère », qui est équivalente à la « règle des trois doigts » (pouce, index, majeur de la main droite), ou encore la « règle du tire bouchon de Maxwell ». Une charge positive en mouvement dans la direction de l'index, dans un champ magnétique orienté selon le majeur, subit une force perpendiculaire dans la direction du pouce (Fig. 15.09).

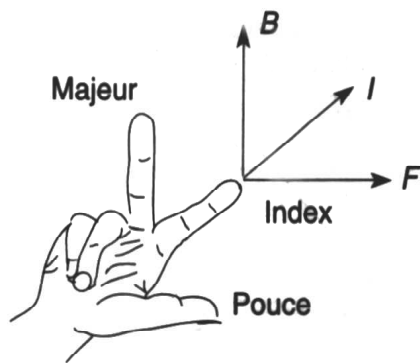


Fig. 15.09. — Règle des trois doigts.

L'intensité du champ magnétique se mesure en Gauss, ou en Tesla, sachant que

$$1 \text{ Tesla} = 10\,000 \text{ Gauss}$$

Par exemple, le champ magnétique moyen vaut 0.5 G à la surface de la terre. Un aimant de porte de réfrigérateur est 100 fois plus intense (50 G). L'électroaimant du palais de la découverte pèse 10 tonnes, et produit un champ de 0.2 T=2000 G lorsqu'un courant continu de 500 Ampères le traverse.

Les champs magnétiques les plus intenses en astrophysiques atteignent 10^{12} G à la surface des pulsars, et 10^{15} G dans les magnétars ! Nous verrons au Chapitre 7.1 que même dans le milieu interstellaire où leur intensité est de l'ordre de quelques micro-Gauss (10^{-6} G), ils jouent un rôle dynamique non négligeable.

1.2. Parenthèse technologique : Moteur électrique et alternateur

Les manifestations terrestres du champ magnétique naturel sont certes spectaculaires (aurores boréales), mais rares. À l'inverse, on utilise tous les jours les effets du champ magnétique « domestiqué » : il joue un rôle essentiel dans chaque moteur électrique ! Sans champ magnétique, il faudrait démarrer sa voiture à la manivelle, laver son linge à la main. Adieu perceuses, rasoirs, sèche cheveux...

Comment fonctionne un moteur électrique ? un électroaimant mobile (rotor) est libre de tourner dans le champ magnétique d'un aimant (stator). Lorsqu'un courant électrique traverse l'électroaimant, c'est la force de Lorentz (de Laplace) qui le met en mouvement.

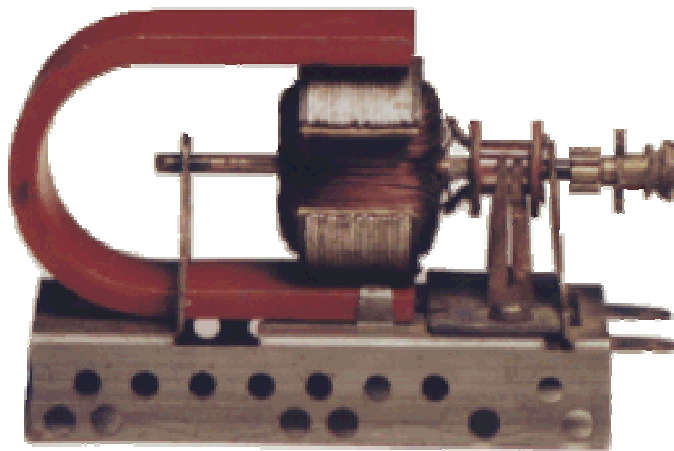


Fig. 4 Moteur à courant continu, réversible
 (<http://perso.club-internet.fr/dspt/moteurtrix2V.htm>)

Que se passe-t-il si on supprime la source de courant électrique, et on fait tourner avec une manivelle l'axe du moteur ? La rotation du rotor dans le champ du stator produit une variation du champ magnétique dans le circuit électrique mobile : un courant induit est donc produit. C'est le principe de l'alternateur, utilisé pour transformer un mouvement mécanique en courant électrique. Sans champ magnétique, pas d'alternateur, donc pas de production mécanique d'électricité ! En reviendrait-on pour autant à la chandelle ? Il nous resterait la bonne vieille pile, en empilant des rondelles de métal comme Volta (1800). Notons que la première ampoule électrique d'Edison date de 1879, année de la mort de Maxwell.

1.3. Les rayonnements cyclotron et synchrotron

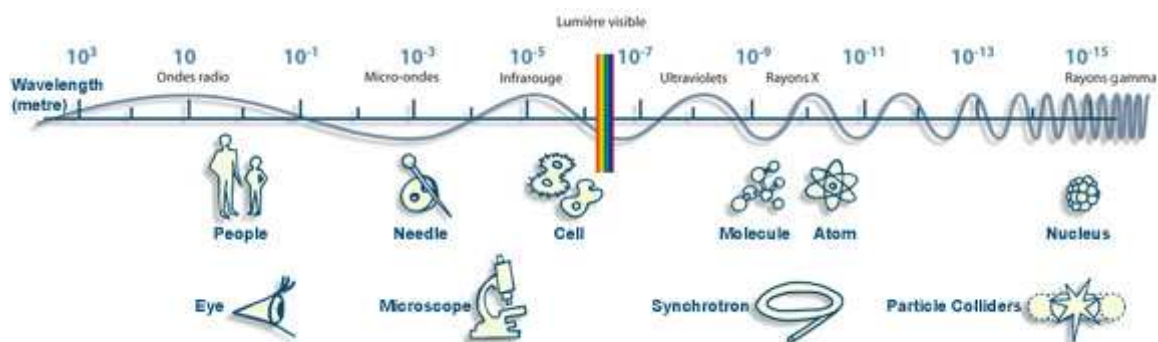


Fig. 5 Le spectre électromagnétique.
 (<http://www.esrf.fr/AboutUs/AboutSynchrotron/AboutsynchrotronLight/>)

Sous l'effet de la force de Lorentz, une particule chargée en mouvement dans un champ magnétique suit une trajectoire en hélice le long des lignes de champ. Le rayon de cette hélice est

simplement lié à l'intensité « B » du champ, la vitesse « v_{perp} » de la particule, sa charge « q » et sa masse « m » :

$$R = \frac{m v_{\text{perp}}}{q B}$$

Cet effet est utilisé couramment en physique des particules dès qu'il s'agit de dévier la trajectoire des particules chargées (cyclotron, synchrotron, chambre à bulle...).

La déviation d'une particule chargée par un champ magnétique se fait au prix de l'émission d'un rayonnement électromagnétique. On l'appelle rayonnement synchrotron ou cyclotron selon que les particules sont relativistes ou pas. On détecte en astrophysique l'émission synchrotron des électrons relativistes déviés par le champ magnétique des pulsars, et aussi des restes de supernovae.

2. Le champ magnétique terrestre : invisible mais incontournable

2.1. Champ dipolaire et migrations des oiseaux

Certains matériaux sont particulièrement magnétisés de façon naturelle, il s'agit bien sûr des aimants. On peut visualiser les lignes de champ magnétique d'un aimant grâce à de la limaille de fer (Fig. 6). Ces lignes donnent en chaque point l'orientation du champ, car chaque grain de limaille s'oriente comme une boussole dans ce champ.



Fig. 6 : visualisation des lignes de champ magnétique d'un aimant par la limaille de fer.
(<http://www.palais-decouverte.fr/discip/physique/magnetisme/index.htm>)

Globalement, la terre possède un champ magnétique à grande échelle qui ressemble à celui d'un aimant géant, dont l'orientation est proche de l'axe de rotation terrestre (Fig. 7).

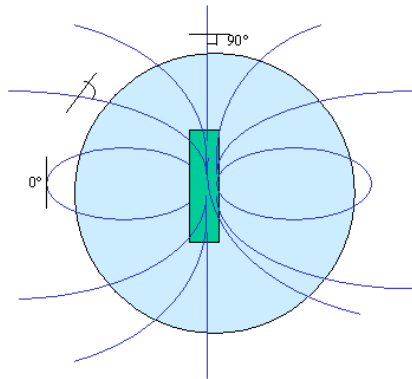


Fig. 7 Champ dipolaire terrestre

(<http://www-ufrima.imag.fr/FORMATION/DEUG/SVST/Site2003/A3/mehlen-bouttaz/pagesite/compasin.html>).

Nous avons chaque année une manifestation spectaculaire de la présence du champ magnétique terrestre : la migration des oiseaux. En plus de l'utilisation de la position du Soleil et des étoiles, certaines espèces sont très sensibles à la fois à l'intensité et à l'orientation du champ magnétique. De nombreuses expériences sur des oiseaux à lunettes semblent montrer que les oiseaux « voient » littéralement le champ magnétique. Le schéma sur la Fig. 7 montre que la mesure de l'angle entre le champ magnétique et l'horizontale permet aux oiseaux de déterminer leur latitude.

2.2. Les aurores boréales et australes

Le spectacle des aurores semble irréel. Voyons d'abord la diversité et la beauté fascinante de ce phénomène, observable la nuit aux grandes latitudes Nord ou Sud.



Fig. 8 Aurores boréales

<http://antwarp.gsfc.nasa.gov/apod/ap000519.html> (gauche) 6 avril 2000, Alaska (Jan Curtis)

<http://antwarp.gsfc.nasa.gov/apod/ap021031.html> (milieu) 1er octobre 2002, Finlande (Juha Kinnunen)

<http://antwarp.gsfc.nasa.gov/apod/ap011203.html> (droite) 3 octobre 2001, Canada (Phil Hoffman)



Fig. 9 D'autres aurores boréales

<http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap021015.html> (gauche) 6 octobre 2002, Norvège (Trygve Lindersen)

<http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap020422.html> (droite) 20 mars 2002, Alaska (Dennis Mammana)



Fig. 10 Encore des aurores boréales

<http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap980304.html> (gauche) Janvier 1998, Alaska (D. Hutchinson)

<http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap020115.html> (droite) 18 Avril 2002, Michigan (Duane Clausen)



Fig. 11 Spectaculaires aurores boréales

<http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap020101.html> (gauche) 1er janvier 2002, Alaska (Jan Curtis)

<http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap010329.html> (droite) 24 mars 2001, Alaska (Jan Curtis)



Fig. 11 Difficile de se lasser du spectacle d'une aurore boréale
 (<http://climate.gi.alaska.edu/Curtis/curtis.html>) 6 septembre 1996, Alaska (Jan Curtis)

Les aurores sont liées aux particules chargées en mouvement le long des lignes de champ magnétique terrestre. Lorsqu'elles entrent en collision avec les atomes d'oxygène, une lumière caractéristique est émise : les aurores « rouges » sont dues à l'excitation de l'oxygène à 300km d'altitude. Les aurores « vertes » sont ont lieu à plus basse altitude, vers 100km.

La trajectoire d'une particule chargée le long d'une ligne de champ magnétique, sous l'effet de la force de Lorentz, est illustrée par la figure suivante:

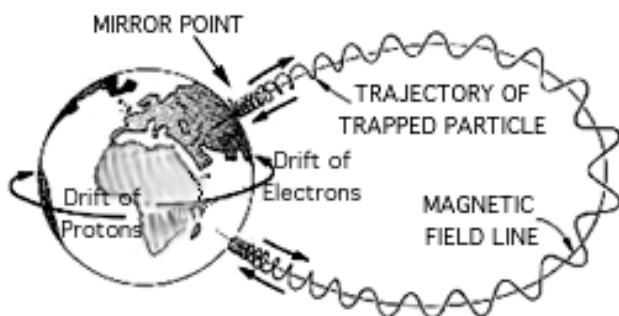


Fig. 12 A droite, trajectoire des particules chargée dans la magnétosphère terrestre
 (<http://www-istp.gsfc.nasa.gov/Education/wfldline.html>)

À gauche, déformation de la magnétosphère terrestre par le vent solaire.

Les particules chargées piégées par la magnétosphère terrestre proviennent du vent solaire. L'intensité des aurores dépend donc de l'intensité de l'activité solaire. La corrélation observée

entre les aurores boréales et australes (voir Fig. 13, droite) illustre le fait que les particules chargées font des allers-retours d'un pôle à l'autre.

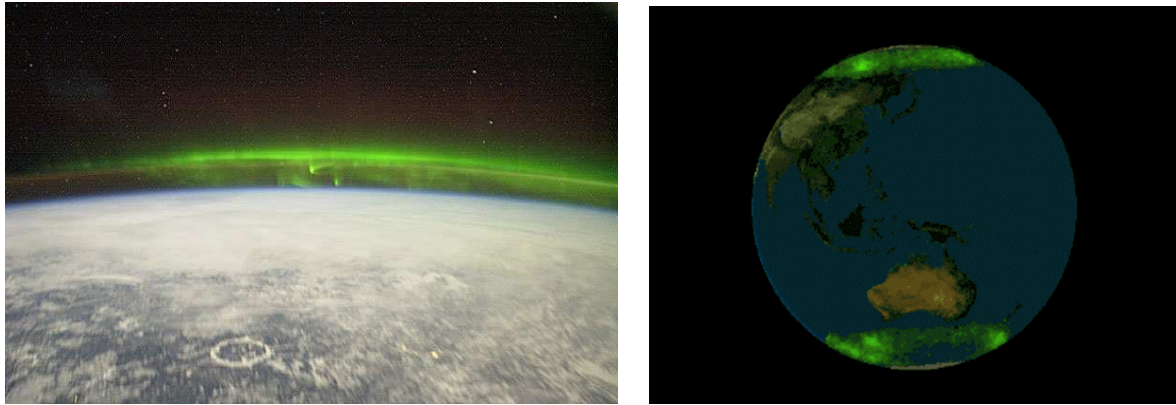


Fig. 13 L'émission des aurores est localisée en altitude, vers 100km pour les aurores vertes (gauche, <http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap030408.html>). Les aurores boréales et australes sont corrélées (droite, <http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap011114.html>).

Les aurores sont aussi visibles sur d'autres planètes du système solaire, comme Jupiter ou Saturne, révélant ainsi la nature dipolaire de leur champ magnétique.

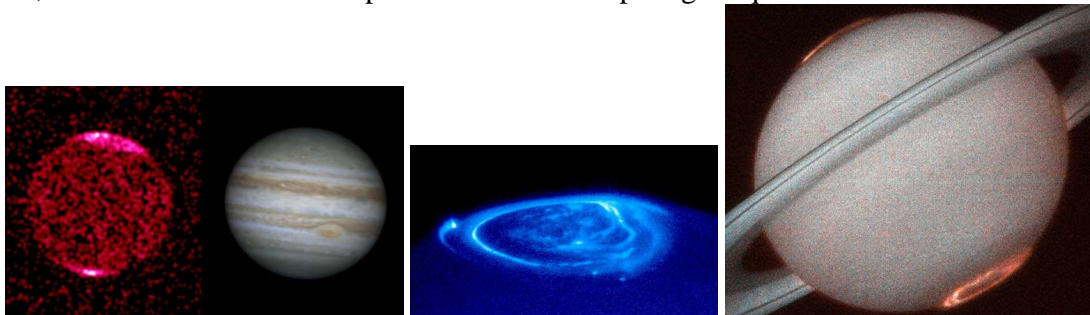


Fig. 14 Aurores sur Jupiter vue en rayons X (gauche, <http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap020301.html>). Au milieu, gros plan sur les taches lumineuses vues en UV par HST, liées à la présence des satellites Io, Ganymede, et Europa (<http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap001219.html>). À droite, aurores sur saturne, vue en UV par HST. (<http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap011223.html>)

3. La dynamo

La dynamo repose sur la conversion d'énergie mécanique en énergie magnétique d'un champ à grande échelle. À petite échelle, on comprend que le mouvement des charges d'un plasma ionisé produit un champ magnétique qui va agir par la force de Lorentz sur ces charges. Le problème n'est donc pas simple, et fait l'objet de recherches assidues. Pour simplifier, on peut schématiser l'effet dynamo en trois étapes à l'aide d'une boucle élastique :

- 1) étirement d'une boucle
- 2) torsion et repliement afin d'obtenir une double boucle
- 3) reconnection pour obtenir 2 boucles disjointes

Ces trois opérations ont permis de multiplier par 2 l'énergie interne de l'élastique, à partir de l'énergie mécanique fournie par le manipulateur. De la même manière, les mouvements mécaniques de convection et la poussée d'Archimède magnétique, les forces de Coriolis et la

rotation différentielle, ajoutés à la reconnection magnétique, sont capables de produire cette amplification du champ magnétique et d'atteindre un état stationnaire magnétisé à grande échelle.

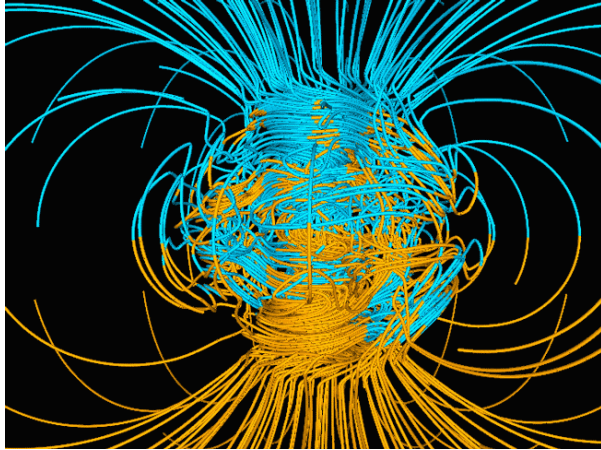


Fig. 15 Simulation numérique du champ magnétique terrestre généré par la dynamo dans son noyau de Fer en fusion. (<http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap021125.html>)

Le mécanisme dynamo est responsable du champ magnétique à grande échelle de la terre (Fig. 15), des planètes du système solaire, du soleil, des étoiles, et même des galaxies spirales (Fig. 16).

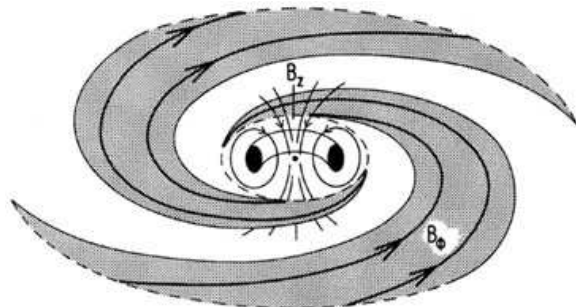


Fig.16 Structure du champ magnétique d'une galaxie spirale. (<http://nedwww.ipac.caltech.edu/level5/March01/Wielebinski/Wiel2.html>)

4. Activité magnétique solaire

Le champ magnétique généré dans l'intérieur solaire par un effet dynamo a tendance à remonter vers la surface sous l'effet de l'équivalent magnétique de la poussée d'Archimède. En effet, le champ magnétique contribue aux forces de pression, si bien qu'à pression totale constante, un fluide magnétisé est plus léger qu'un fluide non magnétisé. C'est pourquoi les tubes de flux magnétiques dans l'intérieur solaire ne peuvent rester en équilibre stable : ils sont instables par la version magnétique de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Lorsqu'ils émergent à la surface du soleil, les tubes de flux magnétiques apparaissent comme des taches sombres, les « taches solaires » (voir figure 17 à gauche). Leur apparence sombre vient du fait qu'ils sont plus froids que la surface du soleil. Ces taches solaires apparaissent par paires, qui sont les pieds des boucles

de champ magnétiques observées par l'instrument Trace à droite de la figure 13. Le champ magnétique à la surface du soleil vaut environ 50 Gauss.

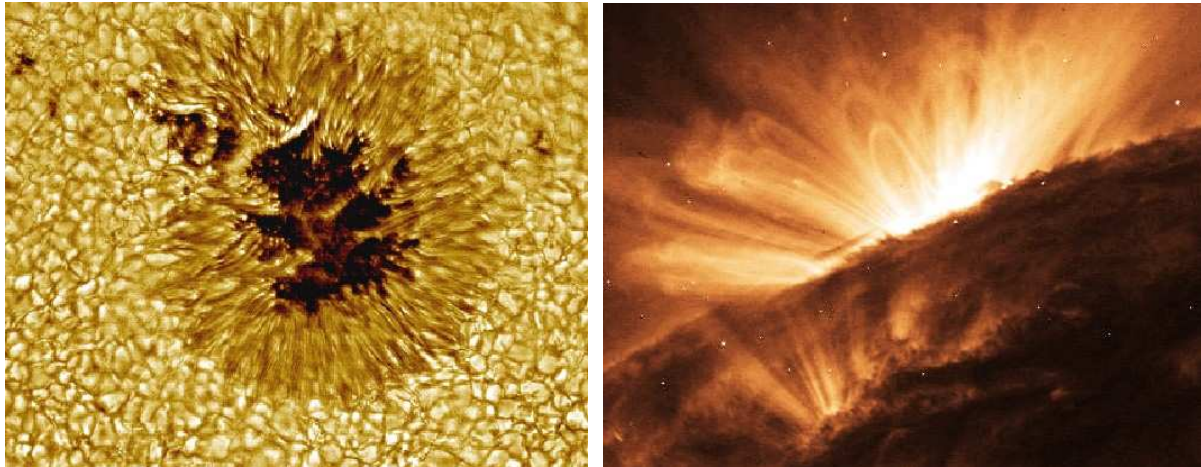


Fig. 17. Tache solaire et granulation (gauche), boucles de champ magnétique solaire (droite)

Crédit (gauche): Vacuum Tower Telescope, NSO, NOAO

(<http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap981005.html>)

Crédit: Courtesy CFA, TRACE Team, NASA

(<http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap980515.html>)

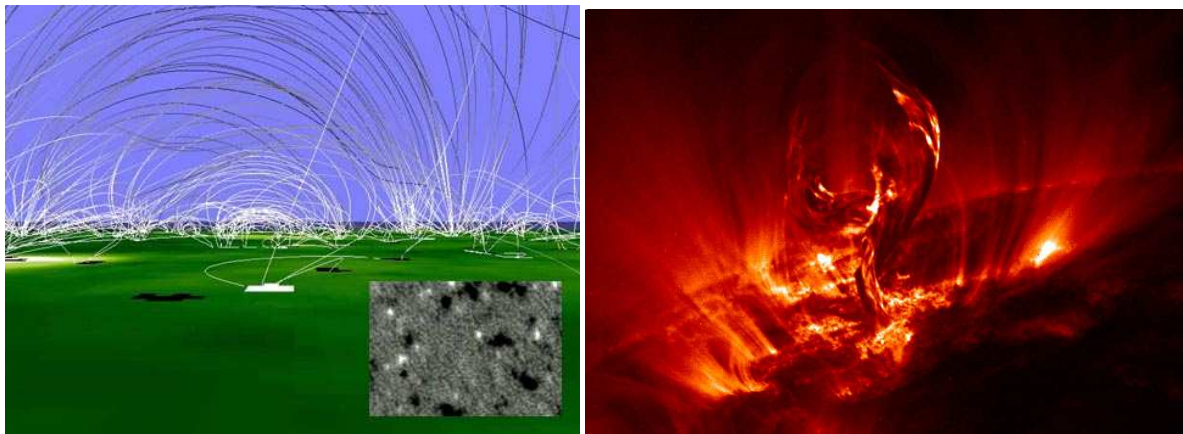


Fig. 18 À gauche, simulation numérique des lignes de champ magnétique à la surface du soleil.

(<http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap991024.html>)

À droite, montée d'un filament de 100.000 km de haut vue par l'instrument Trace (<http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap000809.html>).

L'étude de la dynamique des boucles de champ magnétique à la surface du soleil vise à comprendre les phénomènes d'éruptions solaires, qui peuvent perturber les réseaux de télécommunication terrestre, et même endommager certains satellites. La forme en « S » des boucles de champ magnétique semble annoncer une éruption imminente (Fig. 19)

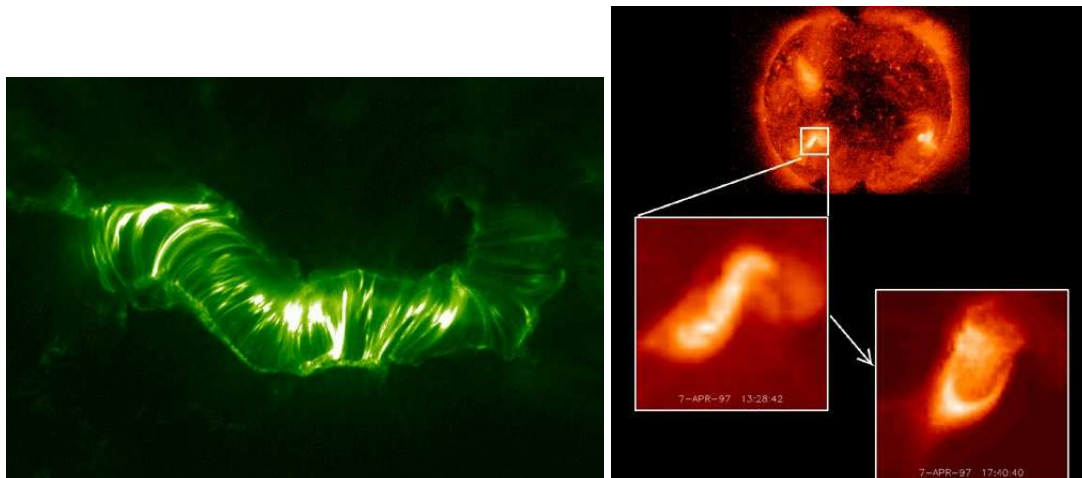


Fig. 19 Dynamique des boucles de champ magnétique juste avant une éruption solaire.
 À gauche, une arcade magnétique de 230.000 km de long vue par Trace en UV le 14 juillet 2000,
 (<http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap000720.html>)
 À droite, Yohkoh project, 7 avril 1997 ()

Les mouvements de la surface du soleil tordent lentement les pieds des lignes de champ qui peuvent gonfler, changer de configuration par des événements violents de reconnection magnétique, et parfois donner lieu à l'éjection de masse dans la couronne solaire (figure 20). Comme dans l'instabilité de Rayleigh-Taylor, la poussée d'Archimède joue un rôle important dans ces phénomènes. Mais leur complexité dépasse largement le cadre de cet exposé.

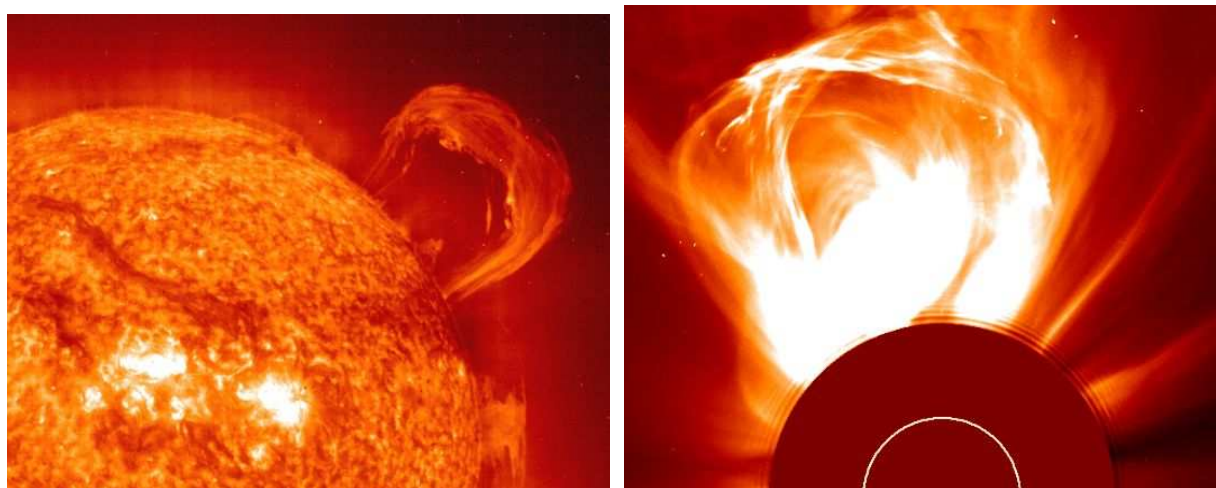


Fig. 20. Émergence d'une boucle de champ magnétique et éjection coronale de masse
 Crédit (gauche): SOHO - EIT Consortium, ESA, NASA
 (<http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap990923.html>)
 Crédit (droite): SOHO Consortium, ESA, NASA
 (<http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap000309.html>)

5. Accélération des rayons cosmiques dans les restes de supernovae

Les rayons cosmiques sont composés de protons et électrons à très haute énergie piégés dans le champ magnétique de notre galaxie. La question de leur origine date des premières détections par des vols en ballon, en 1912, par le physicien autrichien Victor Hess. Les images récentes en rayons X prises par le satellite ASCA (voir Fig. SN1006) semblent valider le modèle selon lequel les rayons cosmiques seraient accélérés dans les chocs de supernovae par le mécanisme de Fermi. Selon ce mécanisme, les particules chargées suivent les lignes de champ magnétique au voisinage du choc et gagnent de l'énergie à chaque traversée, jusqu'à ce que leur énergie soit suffisamment grande pour se libérer du champ magnétique.

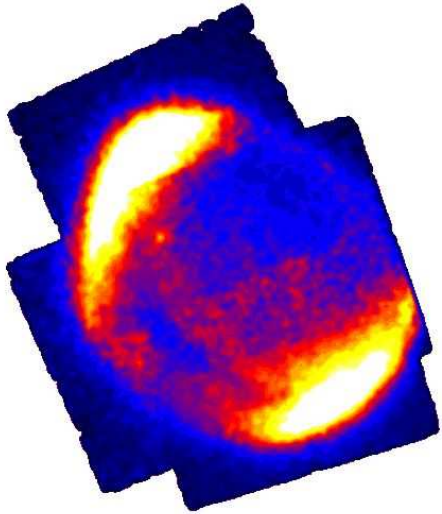


Fig. 21 Vu en rayons X par le satellite ASCA, l'émission du reste de SN 1006 est due à des électrons relativistes dans un champ magnétique. (<http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap001202.html>)

6. Disques d'accrétion et jets, à l'échelle stellaire ou galactique.

6.1. Accrétion dans les disques

L'accrétion de matière par l'attraction gravitationnelle d'un objet compact, étoile à neutrons ou trou noir stellaire, ou encore trou noir galactique, est un phénomène qui transforme une partie de l'énergie gravitationnelle en radiation observable. La loi de conservation du moment cinétique pose une contrainte forte qui empêche la matière de tomber directement vers un accrèteur. De la même façon qu'un patineur tourne plus vite s'il ramène ses bras vers lui, la matière tourne d'autant plus vite qu'elle se rapproche de l'accrèteur, et la force centrifuge augmente donc en proportion.

Cette contrainte est partiellement levée lorsque le gaz accrété est magnétisé, car le champ magnétique connecte le gaz qui tombe vers l'accrèteur avec celui qui s'en éloigne. Par son intermédiaire, le moment cinétique du gaz qui tombe est évacué vers l'extérieur du disque, ou perpendiculairement au disque sous la forme d'un jet. Le rôle fondamental du champ magnétique dans les disques n'a été reconnu qu'au début des années 1990, par l'étude de l'instabilité dite « magnéto-rotationnelle ».

6.2. Collimation magnétique

Les jets galactiques observés en radio sont spectaculaires par leur longueur et leur collimation (figure 22). À une distance de 700 millions d'années-lumière, Cygnus A est une radio galaxie très brillante. Les jets s'étendent sur 300 000 années-lumière de chaque côté, et sont émis à des vitesses proche de celle de la lumière. Les jets du quasar 3C175 voyagent eux aussi à une vitesse proche de celle de la lumière, sur une distance qui dépasse un million d'années-lumière.

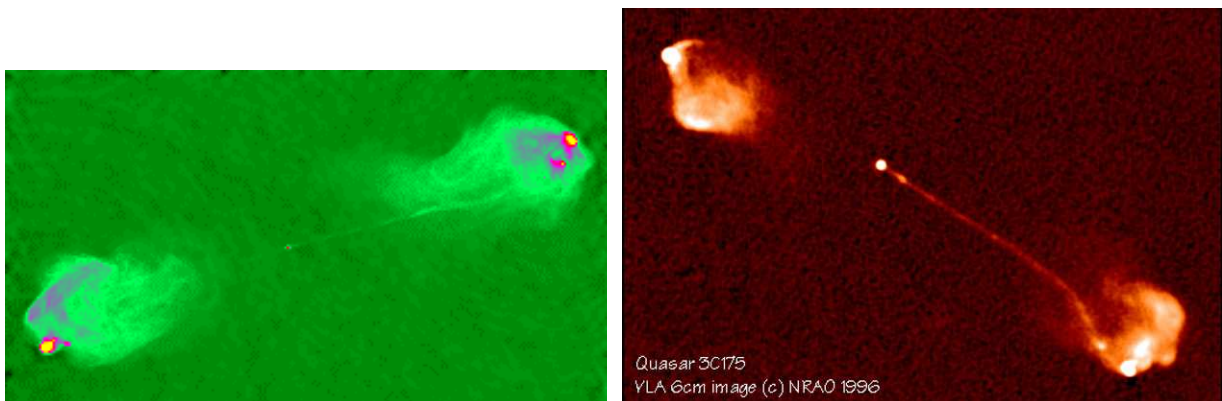


Fig. 22. Jets radio de Cygnus A (gauche) et 3C175 (droite)

Crédit Cygnus A : NRAO-VLA

(<http://www.aoc.nrao.edu/doc/vla/html/VLA-images.html>)

Crédit & Copyright 3C175: Alan Bridle (NRAO Charlottesville) VLA, NRAO, NSF

(<http://antwarp.gsfc.nasa.gov/apod/ap010905.html>)

La collimation par le champ magnétique semble être le seul mécanisme capable de rendre compte de ces observations. En effet, l'enroulement du champ autour du jet a un effet d'étranglement qui produit naturellement un jet collimaté.

6.3. Stabilité vis-à-vis du cisaillement

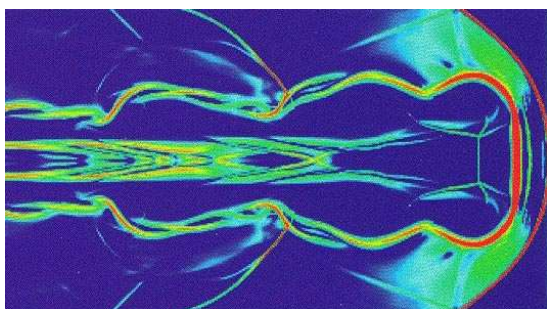


Fig. 23. Simulation numérique de jet relativiste (98% de la vitesse de la lumière)

Crédit: P. Hughes (UMich), C. Duncan (BGSU)

(<http://antwarp.gsfc.nasa.gov/apod/ap971124.html>)

À ces vitesses vertigineuses, comment ne pas faire naître d'instabilité de Kelvin-Helmholtz entre le jet et le milieu intergalactique ? Comment conserver un angle de collimation si petit sur de si grandes distances ? De façon indirecte, l'absence d'instabilité de Kelvin-Helmholtz pose des

contraintes fortes sur la présence d'éléments stabilisants comme le champ magnétique par exemple.

6.4. Mécanisme d'éjection

Par quel mécanisme la matière éjectée parvient-elle à atteindre des vitesses relativistes ? Là encore, le champ magnétique est capable d'accélérer la matière par un effet de fronde. Le gaz est contraint de se déplacer le long des lignes de champ comme des perles sur un fil. Si le champ est intense, le « fil » magnétique est très raide et tourne à la vitesse des régions internes du disque d'accrétion. La matière est accélérée le long de cette fronde magnétique jusqu'au point où sa vitesse est comparable à la vitesse d'Alfvén.

7. Champ magnétique et instabilité de Rayleigh-Taylor

La richesse des phénomènes magnétiques est illustrée ici dans deux contextes astrophysiques différents liés à l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Dans le cas des disques galactiques, le champ magnétique est source d'un équivalent magnétique de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Dans le cas du vent du pulsar du crabe, le champ magnétique est une cause de stabilisation partielle de l'instabilité de Rayleigh-Taylor déjà présente.

7.1. Formation des nuages moléculaires galactiques.

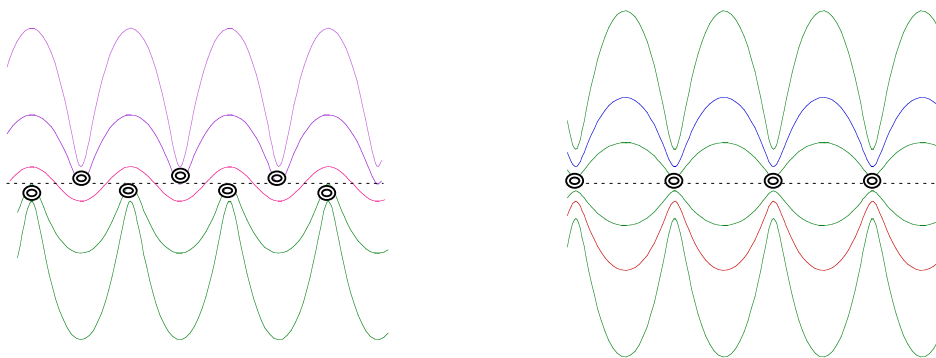


Fig. 24 : Modes symétrique (droite) et antisymétrique (gauche) de l'instabilité de Parker dans un disque galactique. Les boucles de champ magnétique s'éloignent du plan galactique pendant que le gaz s'accumule à leurs pieds

Les galaxies spirales sont des disques en rotation, constitués de gaz et d'étoiles. Un champ magnétique à grande échelle est entretenu par un mécanisme de dynamo galactique, qui fonctionne grâce à des instabilités magnéto-hydrodynamiques. Sans rentrer dans les détails de ce sujet complexe, citons la version magnétique de l'instabilité de Rayleigh-Taylor, développée dans le contexte galactique par Parker (1966). Le gaz du milieu interstellaire, dans le disque galactique en rotation, est a priori en équilibre vertical dans un milieu stratifié. Comme l'air de notre atmosphère, le gaz galactique est en équilibre entre une force de gravitation qui l'attire vers le plan galactique, et une force de pression qui le repousse. À la différence de notre atmosphère, la pression n'est pas seulement thermique mais aussi magnétique (sans parler de la contribution des

rayons cosmiques). Cette pression magnétique est simplement liée à la compression des lignes de champ magnétique perpendiculairement à leur direction. Mais à pression totale constante, un fluide magnétisé est plus léger qu'un fluide non magnétisé. Le gaz magnétisé sous le gaz moins magnétisé se comporte donc comme un fluide léger sous un fluide lourd : il est instable par un mécanisme du type Rayleigh-Taylor.

L'échelle de temps de l'instabilité de Parker est de l'ordre de quelques dizaines de millions d'années, significativement plus courte que le temps de rotation galactique (230 millions d'années).

L'instabilité de Parker a la particularité d'impliquer la torsion des lignes de champ. On peut observer sur la figure 24 que l'échappement des lignes de champ vers le halo s'accompagne du glissement du gaz le long de ces lignes pour aller s'accumuler dans le plan galactique sous la forme de nuages moléculaires. La distance caractéristique qui sépare ces condensations sous l'effet de l'instabilité de Parker (quelques centaines de pc) est compatible avec la distance moyenne qui sépare les nuages moléculaires dans les galaxies spirales observées de face.

7.2. Stabilisation magnétique de l'instabilité de Rayleigh-Taylor.

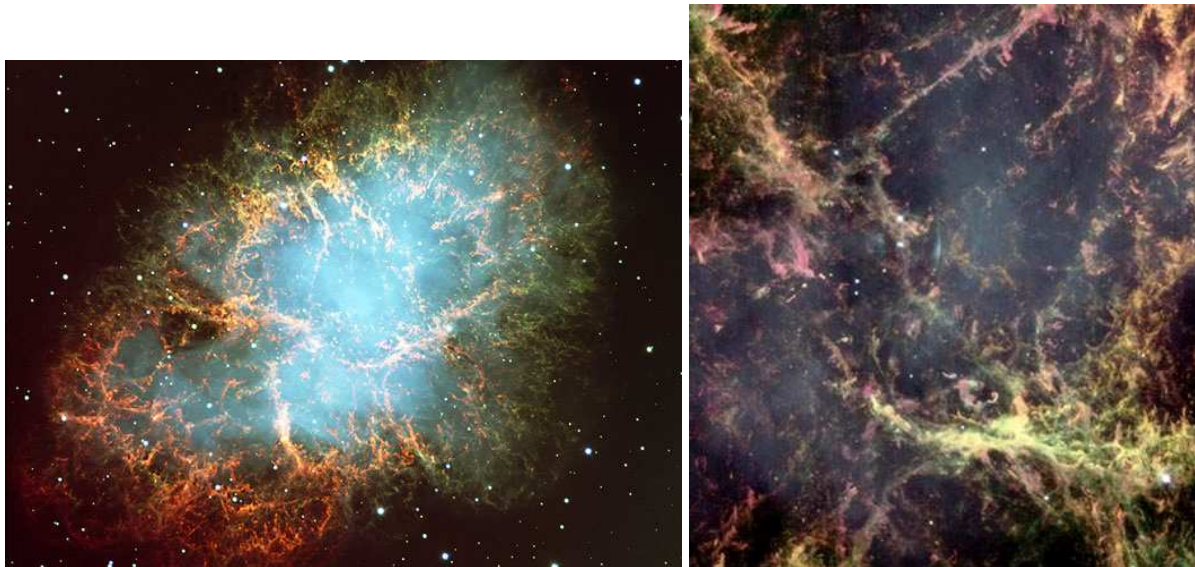


Fig. 25. Le reste de supernova du crabe vu par le VLT à gauche. À droite, observation HST des filaments dans la nébuleuse du crabe.

Crédit (gauche): FORS Team, 8.2-meter VLT, ESO

(<http://antwarp.gsfc.nasa.gov/apod/ap991122.html>)

Crédit (droite): William P. Blair (JHU) et al. Hubble Heritage Team (STScI/AURA), NASA,

(<http://antwarp.gsfc.nasa.gov/apod/ap000605.html>)

Les observations de la nébuleuse du Crabe par le HST ont été analysées quantitativement par Hester et al. (1996) comme la conséquence de l'interaction entre le vent du pulsar central et les éjecta de la supernova. Le vent du pulsar pousse ces éjecta, et on est cette fois dans le cas d'un fluide lourd accéléré par un fluide léger. Cette configuration instable est responsable de la pénétration de doigts de R-T dans la direction du pulsar, le tout étant entraîné dans un mouvement d'expansion poussé par le vent.

Le champ magnétique joue un rôle important car il stabilise les courtes longueurs d'onde. Il favorise les perturbations dont la longueur d'onde λ est

$$\lambda \sim 2B^2 / g(\rho_2 - \rho_1),$$

où g est l'accélération, B le champ magnétique, et ρ_1 et ρ_2 les densités des fluides légers et lourds. La mesure de λ , g et ρ permet donc de calculer l'intensité du champ magnétique. g est mesurée par le taux d'expansion de la nébuleuse ($\sim 3 \cdot 10^{-3} \text{ cm s}^{-2}$). La densité est estimée à 275 particules par cm^3 (essentiellement de l'Hélium). Compte tenu de la taille caractéristique observée (3 secondes d'arc), l'intensité du champ magnétique est estimée à environ 540 micro-Gauss.

Cette valeur est remarquablement proche de la valeur obtenue indépendamment par un argument d'équipartition (300 micro-Gauss). Dans son développement non linéaire, des doigts de fluide lourd (le milieu interstellaire accumulé devant l'enveloppe éjectée) plongent dans le fluide léger (vers le centre de la bulle). Les filaments observés sur l'image HST sont interprétés comme la conséquence des "doigts" de R-T. De forts gradients de vitesses existent entre ces doigts et le milieu moins dense, donnant généralement lieu à une instabilité secondaire de cisaillement, qui produit l'élargissement et la dislocation de ces doigts. Le fait que ces filaments du Crabe restent relativement bien dessinés est interprété comme l'effet stabilisant d'un champ magnétique parallèle aux filaments.

Appendice :

1) Qu'est ce qu'un « champ » ?

Un « champ » est un terme courant pour les mathématiciens et les physiciens, mais qui peut déconcerter les autres. Mathématiquement, c'est une fonction définie en chaque point de l'espace à chaque instant. Il y a autant de « champs » que de variables physiques. Par exemple, la température est un champ, car à chaque instant, en chaque point de l'espace, on peut mesurer la température avec un thermomètre. De même, on peut parler du champ de pression, ou du champ de vitesse. À la différence de la température et de la pression, la vitesse est définie non seulement par son intensité mais aussi par sa direction. C'est un vecteur. Température et pression sont des champs « scalaires », la vitesse est un champ « vectoriel ».

Le champ magnétique est lui aussi un champ vectoriel, défini par son intensité et sa direction, en chaque point de l'espace.

2) Des équations de Maxwell à celles de la MHD idéale

L'évolution du champ électromagnétique (E,B) dans un milieu où la densité de charges est notée « ρ », leur déplacement produisant un courant de densité « j », est régie par le système différentiel suivant :

$$\nabla \cdot B = 0$$

$$\nabla \cdot E = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\nabla \times E$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = c^2 \nabla \times B - \frac{j}{\epsilon_0}$$

où « c » est la vitesse de la lumière, et « ϵ_0 » la constante de permittivité électrique.

La loi d'Ohm « $U=RI$ » décrit la relation entre courant I et tension U dans un circuit électrique de résistance R (ou conductance $1/R$). La version plus générale de la loi d'Ohm décrit la relation entre densité de courant et champ électrique, dans un milieu de conductivité σ :

$$j = \sigma (E + v \times B)$$

La « MHD idéale » décrit les phénomènes magnétohydrodynamiques dans un milieu très peu résistif, c'est-à-dire infiniment conducteur. La loi d'Ohm impose alors que champs électrique et magnétique sont reliés simplement :

$$E = -v \times B$$

Les équations de la MHD idéale s'expriment simplement en fonction de B seulement :

$$\nabla \cdot B = 0$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times (v \times B)$$

Combinées avec l'équation de continuité,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v) = 0$$

on obtient l'équation d'évolution de B/ρ :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v \cdot \nabla \right) \frac{B}{\rho} = \left(\frac{B}{\rho} \cdot \nabla \right) v$$

qui prouve que la matière suit les lignes de champ dans l'hypothèse de MHD idéale.

3) La MHD idéale avec les mains

Sans entrer dans la résolution mathématique des équations de la MHD idéale, on peut se faire une idée de la mécanique des fluides magnétisés en suivant les principes suivants : gel du champ, tension et pression magnétiques.

a) Le gel du champ

Le gel du champ, exprimé par l'équation ci-dessus, indique que la matière ne se déplace que le long des lignes de champ, comme des perles sur un fil.

b) La tension magnétique

Un déplacement de la matière dans la direction transverse au champ entraîne le champ magnétique avec elle, d'après le gel du champ. Si ce déplacement nécessite de courber la ligne de champ, une force magnétique de rappel tend à ramener la ligne de champ en ligne droite, comme la force de tension sur un élastique : on l'appelle tension magnétique. Pour une ondulation de la ligne de champ avec une longueur d'onde L_x le long de la ligne de champ et un déplacement infinitésimal transverse ξ_y , la force volumique F_y de rappel est approximée par :

$$F_y = \left(\frac{2\pi}{L_x} \right)^2 B_x^2 \xi_y$$

Cette force est d'autant plus grande que le rayon de courbure est petit, et que le champ est intense.

c) La pression magnétique

Les lignes de champ magnétique droites exercent entre elles une force de pression magnétique dans la direction transverse d'autant plus grande que la champ est intense. La force de pression magnétique s'exerce donc des régions de fort champ vers les régions de champ faible. Elle agit comme la force de pression thermique, à ceci près qu'elle n'est pas isotrope. Une perturbation sinusoïdale de longueur d'onde L dans la direction transverse au champ, correspondant à un

déplacement infinitésimal transverse x produit une force F_y de pression qui résiste au rapprochement des lignes de champ :

$$F_y = \left(\frac{2\pi}{L_y} \right)^2 B_x^2 \xi_y$$

d) La poussée d'Archimède magnétique

La poussée d'Archimède magnétique est une généralisation de la poussée d'Archimède liée à l'existence d'une pression magnétique, qui s'ajoute à la pression thermique. À pression totale égale (magnétique+thermique), un fluide magnétisé est plus léger qu'un fluide non magnétisé. Un fluide magnétisé immergé dans un milieu moins magnétisé est donc dans la même situation qu'un fluide léger supportant un fluide lourd. De la même façon que l'huile monte à la surface de l'eau, un fluide magnétisé aura tendance à vouloir monter au dessus d'un fluide non magnétisé.

e) Les limites de la MHD idéale : résistivité, reconnection

La mécanique des fluides dans l'approximation de la MHD idéale peut être suffisamment réaliste dans de nombreux milieux astrophysiques, et déjà suffisamment complexe pour occuper une vie entière de chercheur. Il y a cependant de nombreuses circonstances où les effets de conductivité finie ne peuvent être négligés. Les lignes de champ peuvent alors diffuser à travers la matière, violant l'hypothèse du gel du champ et conduisant à une dissipation d'énergie magnétique. Les lignes de champ magnétique peuvent réorganiser leur topologie et se reconnecter entre elles. Ces phénomènes sont illustrés de façon spectaculaire par l'activité magnétique à la surface du soleil, lors d'évènement très violents qui libèrent des quantités considérables de rayonnements UV et X.

Bibliographie

Les physiciens illustres :

<http://www-gap.dcs.st-and.ac.uk/~history/Mathematicians/Laplace.html>

<http://histoirechimie.free.fr/Lien/LORENTZ.htm>

<http://www-gap.dcs.st-and.ac.uk/~history/Mathematicians/Gauss.html>

<http://www-gap.dcs.st-and.ac.uk/~history/Mathematicians/Maxwell.html>

<http://www.palais-decouverte.fr/discip/physique/electromag/index.htm>

<http://www.uq.edu.au/vdu/KidsHansChristianOersted.htm>

<http://www.neuronet.pitt.edu/~bogdan/tesla/>

Chandrasekhar S. 1961, "Hydrodynamic and hydromagnetic stability", Dover Publications, inc, New York