

Electromagnétisme A

Particule chargée dans un champ électrique et dans un champ magnétique

Sommaire

Force de Lorentz

Travail, puissance de la force de Lorentz et énergie mécanique

Application: le canon à électrons

Equations horaires du mouvement d'une charge dans un champ électrique constant

Applications: écran cathodique, expérience de Millikan de quantification de la charge

Particule chargée dans un champ magnétique: pulsation et rayon de giration

Applications: effet miroir, séparation isotopique, chambre à bulles, cyclotron, synchrotron

Equations horaires du mouvement d'une charge dans un champ magnétique constant

Application: guidage des particules en mouvement

Oscillateur harmonique dans un champ magnétique: effet Zeeman

Oscillateur harmonique excité par une onde électromagnétique: profil d'amortissement en fréquence, raies spectrales

Dans tout le cours, les **vecteurs** sont en caractères **gras**

I - Force de Lorentz subie par une charge dans un champ électrique et dans un champ magnétique

Une particule de charge q mobile, de vitesse $\mathbf{v}$, plongée dans un champ électrique $\mathbf{E}$ et dans un champ magnétique $\mathbf{B}$, subit la force de Lorentz:

$$\mathbf{F} = q (\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B})$$

Permet de définir la nature du champ électrique $\mathbf{E}$ et du champ magnétique $\mathbf{B}$ par leur action sur une charge q

$q \mathbf{E}$ = **force électrique**, colinéaire au champ électrique (opposée ou même sens selon signe de q).

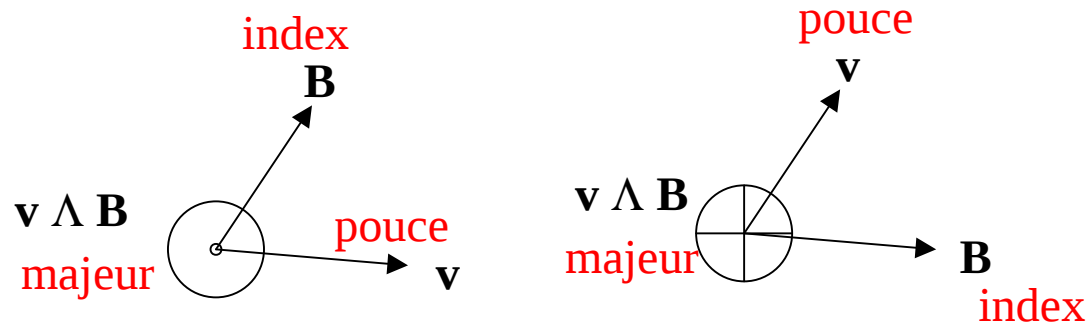
$q \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$ = **force magnétique**, orthogonale à la fois à la vitesse $\mathbf{v}$ et au champ magnétique $\mathbf{B}$.

Rappel sur le **produit vectoriel**: $\|\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}\| = v B |\sin(\mathbf{v}, \mathbf{B})|$

→ Si $\mathbf{v} = \mathbf{0}$ ou si $\mathbf{v} // \mathbf{B}$, pas de force magnétique

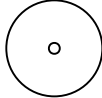
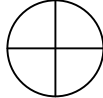
Unités: $\mathbf{F}$ en N, $\mathbf{E}$ en V/m; $\mathbf{B}$ en T; q en C; $\mathbf{v}$ en m/s.

Rappel: charge élémentaire $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ C; proton: charge $+e$, électron: charge $-e$.



$\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$ orthogonal au plan $(\mathbf{v}, \mathbf{B})$

Règle de la main droite

vers vous  opposé 

II - Travail de la force de Lorentz et énergie mécanique

Le travail élémentaire d'une force $\mathbf{F}$ appliquée en M est le produit scalaire

$dW = \mathbf{F} \cdot d\mathbf{OM}$ (unité: Joule) où $d\mathbf{OM}$ est un déplacement élémentaire

La puissance de la force $\mathbf{F}$ est $\mathcal{P} = dW/dt = \mathbf{F} \cdot \mathbf{v}$ avec $\mathbf{v} = d\mathbf{OM}/dt$ (vecteur vitesse)

$$\mathbf{F} \cdot \mathbf{v} = q (\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \cdot \mathbf{v}$$

comme $(\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \cdot \mathbf{v}$ est un produit mixte nul ($\mathbf{v}$ orthogonal à $\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$), alors

La force magnétique ne travaille pas; seule la force électrique travaille.

La puissance de la force de Lorentz est $\mathcal{P} = q \mathbf{E} \cdot \mathbf{v}$ (unité: W)

Si m désigne la masse de la particule, le PFD implique:

$$m \, d\mathbf{v}/dt = q \, \mathbf{E} + q \, (\mathbf{v} \wedge \mathbf{B})$$

Effectuons le produit scalaire avec $\mathbf{v}$: $d(\frac{1}{2} m \, \mathbf{v}^2)/dt = q \, \mathbf{E} \cdot \mathbf{v}$

Si $\mathbf{E}$ dérive du potentiel électrostatique V (unité: Volt), on a $\mathbf{E} = - \mathbf{grad}(V)$

or $dV = \mathbf{grad}(V) \cdot d\mathbf{OM}$ (par définition)

d'où $dV/dt = - \mathbf{E} \cdot \mathbf{v}$

Donc la quantité $\boxed{E_m = \frac{1}{2} m \, \mathbf{v}^2 + q \, V}$ est conservée.

C'est l'énergie mécanique de la particule chargée.

$\boxed{E_c = \frac{1}{2} m \, \mathbf{v}^2}$ est l'énergie cinétique et $\boxed{E_p = q \, V}$ est l'énergie potentielle (unité: Joule).

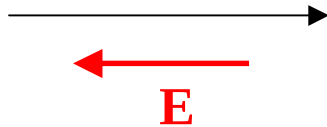
Remarque: en présence de frottements, E_m n'est plus conservée et diminue.

Application: le canon à électrons (accélération)

Émission
d'électrons



Accélération



$$\frac{1}{2} m v^2 - e V = \frac{1}{2} m v_0^2 + 0 = \text{constante}$$

Comme $v_0 \ll v$

$$\rightarrow v = (2 e V / m)^{1/2}$$

Métal chauffé
(cathode temp T)
potentiel $V = 0$

Potentiel $V > 0$

Vitesse
d'émission
thermique des
électrons v_0

Vitesse des
électrons v à
déterminer

$$V = 10\,000\text{ V} \rightarrow v = 0.2\text{ C}$$

$$\frac{1}{2} m v_0^2 = \frac{3}{2} k T \text{ (k constante de Boltzman)} \rightarrow v_0 = (3 k T / m)^{1/2}$$

$$T = 1000\text{ K} \rightarrow v_0 = 0.0007\text{ C} \rightarrow v_0 \ll v$$

III - Mouvement d'une particule chargée dans un champ électrique constant

La particule de charge q et de masse m est soumise à la seule force électrique $\mathbf{F} = q \mathbf{E}$, où $\mathbf{E}$ est invariable dans l'espace et dans le temps.

Le PFD s'écrit:

$$m \, d^2\mathbf{OM}/dt^2 = m \, d\mathbf{v}/dt = \mathbf{F} = q \mathbf{E}$$

L'accélération est $q \mathbf{E} / m$

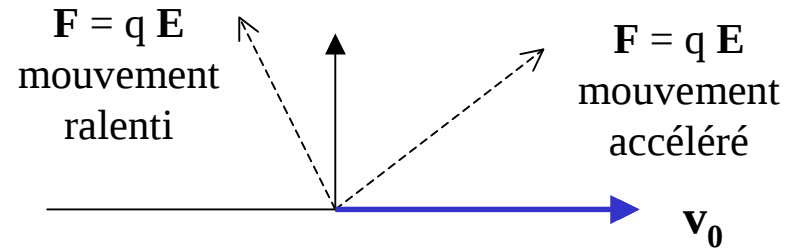
ce qui s'intègre vectoriellement et donne les équations horaires:

$$\mathbf{v}(t) = d\mathbf{OM}/dt = (q \mathbf{E} / m) t + \mathbf{v}_0$$

où $\mathbf{v}_0$ est la vitesse initiale de la charge.

$$\mathbf{OM}(t) = (\frac{1}{2} q \mathbf{E} / m) t^2 + \mathbf{v}_0 t + \mathbf{OM}_0$$

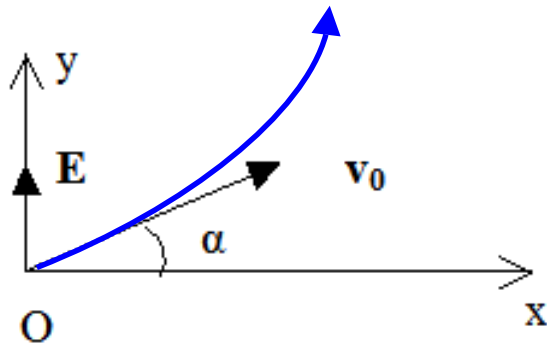
où M_0 est la position initiale de la charge.



Conclusion: le champ électrique accélère ou ralentit une charge dans son mouvement (dépend du sens de la force $q \mathbf{E}$ par rapport à $\mathbf{v}_0$)

Exemple:

la charge a pour coordonnées $[x(t), y(t)]$ et pour vitesse $[v_x(t), v_y(t)]$ dans le repère (xOy) ; en $t=0$, elle est au point O et possède la vitesse initiale $\mathbf{v}_0 [v_0 \cos(\alpha), v_0 \sin(\alpha)]$



$$\begin{cases} v_x(t) = v_0 \cos(\alpha) \\ v_y(t) = (q E / m) t + v_0 \sin(\alpha) \end{cases}$$

mouvement à vitesse constante selon Ox
mouvement accéléré ou ralenti selon Oy

$$\begin{cases} x(t) = v_0 \cos(\alpha) t \\ y(t) = (\frac{1}{2} q E / m) t^2 + v_0 \sin(\alpha) t \end{cases}$$

équation de la trajectoire:

$$y = (\frac{1}{2} q E / m) (x / v_0 \cos(\alpha))^2 + x \tan(\alpha)$$

Il s'agit d'une parabole. Si $\alpha = 0$ ($\mathbf{E}$ orthogonal à $\mathbf{v}_0$),

$$y = (\frac{1}{2} q E / m v_0^2) x^2$$

Application1 : oscilloscope à écran cathodique

E est créé par des plaques parallèles distantes de d , de longueur l et de différence de potentiel U

$$x = \left(\frac{1}{2} q E_x / m v_0^2 \right) l^2 \quad \text{où } E_x = U_x / d$$

$$y = \left(\frac{1}{2} q E_y / m v_0^2 \right) l^2 \quad \text{où } E_y = U_y / d$$

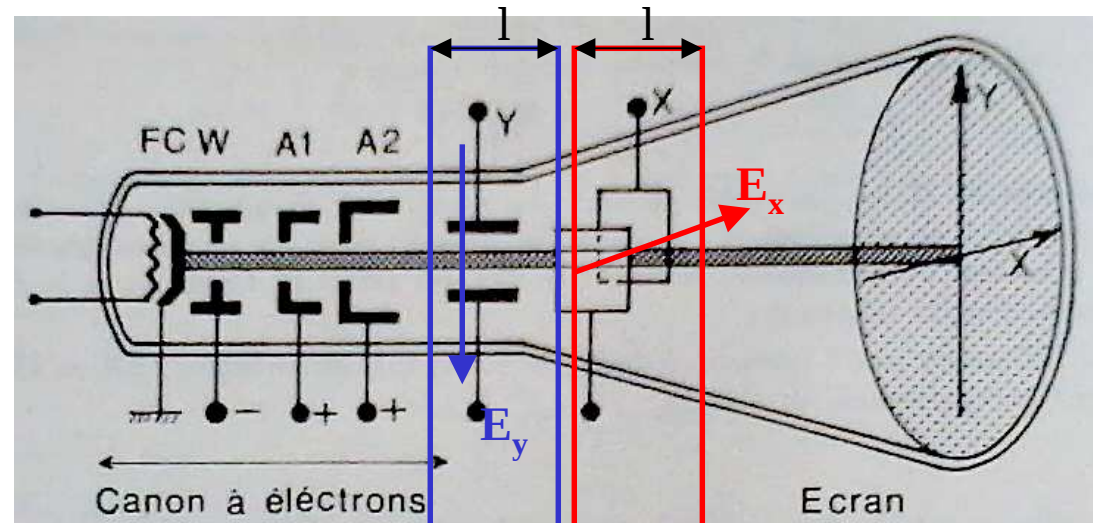
→ x, y proportionnels à U_x, U_y

Ci contre: variété de courbes de Lissajous obtenues en appliquant aux plaques de déflexion x et y les tension

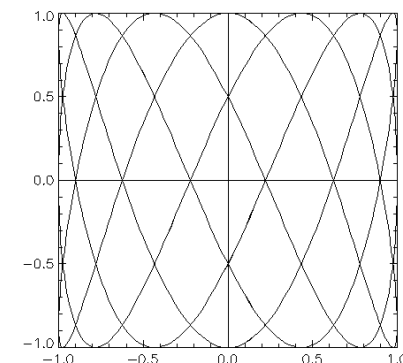
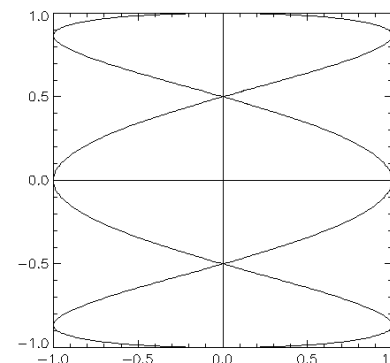
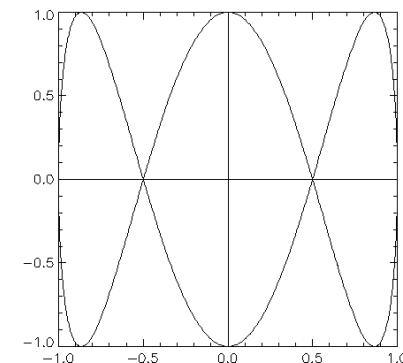
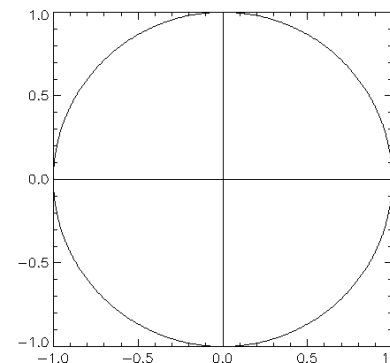
$$U_x = \cos(p t)$$

$$U_y = \sin(q t)$$

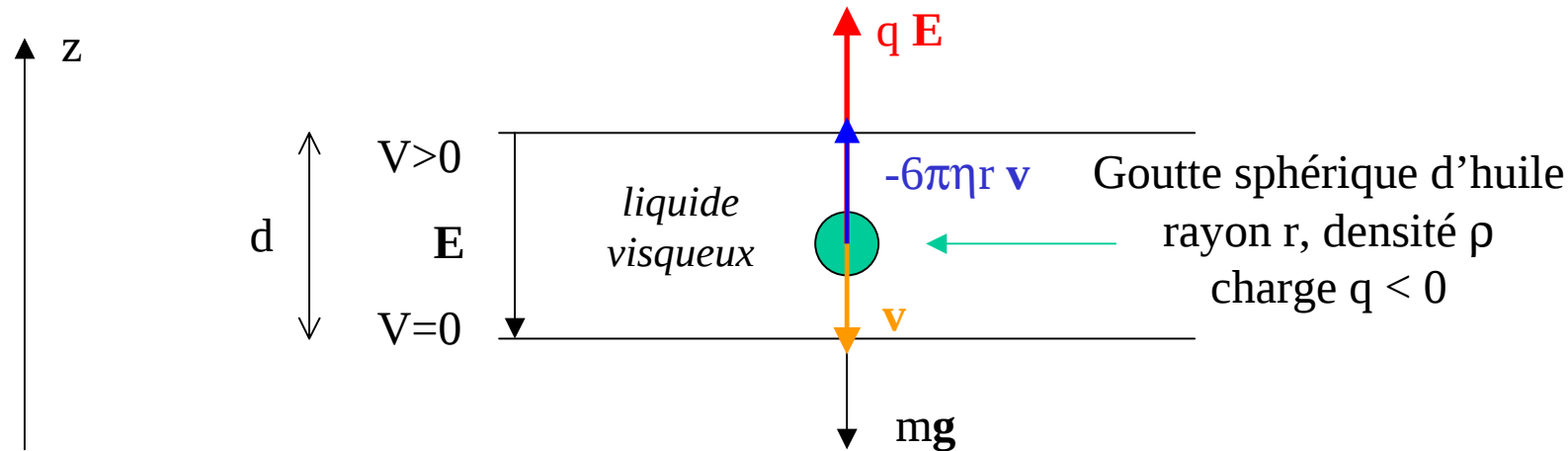
Pour p, q entiers ($p = q$ donne un cercle) →



Plaques de déflexion



Application 2: expérience de Millikan sur la quantification de la charge



PFD: $m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \underbrace{(4/3\pi r^3 \rho) \mathbf{g}}_{\text{poids}} \quad \underbrace{- 6\pi\eta r \mathbf{v}}_{\text{force de frottement}} \quad \underbrace{+ q \mathbf{E}}_{\text{force électrique } \mathbf{E} = -E\mathbf{e}_z} = \mathbf{0} \text{ à l'équilibre}$

$$\rightarrow 6\pi\eta r \mathbf{v} = (4/3 \pi r^3 \rho) \mathbf{g} + q \mathbf{E}$$

$$\rightarrow v_z = - (1/6\pi\eta r) (4/3 \pi r^3 \rho g + q E)$$

1) $\mathbf{E} = V/d = 0 \rightarrow$ la mesure de v_z donne le rayon r de la goutte

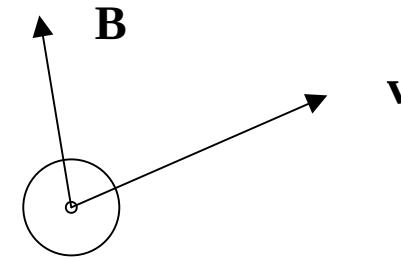
2) On fixe $E = V/d$ tel que $v_z = 0 \rightarrow \boxed{q = - 4/3 \pi r^3 \rho g / E}$

Résultat: on trouve statistiquement que la charge q est multiple d'une même quantité, la charge de l'électron $-e = -1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$

IV - Mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique; pulsation gyromagnétique et rayon de giration

Le PFD s'écrit:

$$m \, d\mathbf{v}/dt = q \, \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$$



$\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$ orthogonal au
plan $(\mathbf{v}, \mathbf{B})$

Le produit scalaire avec $\mathbf{v}$ donne $d(\frac{1}{2} m \, \mathbf{v}^2) / dt = 0$.

L'énergie cinétique de la particule est constante. La norme $\|\mathbf{v}\|$ du vecteur vitesse est invariable.

Supposons $\mathbf{B}$ invariable dans le temps.

Considérons dérivée du produit scalaire $\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}$ par rapport au temps:

$$d(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})/dt = d\mathbf{v}/dt \cdot \mathbf{B} = q/m \, (\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \cdot \mathbf{B} = 0 \text{ puisque } \mathbf{v} \wedge \mathbf{B} \text{ et } \mathbf{B} \text{ sont orthogonaux.}$$

On en déduit que le produit scalaire $\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}$ est invariable dans le temps.

Posons: $\mathbf{v} = \mathbf{v}_{//} + \mathbf{v}_{\perp}$

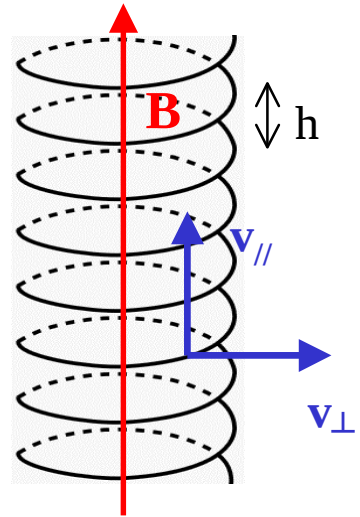
$\mathbf{v}_{//}$ dans la direction du champ magnétique

$\mathbf{v}_{\perp}$ dans le plan orthogonal au champ

Conséquence pour un champ magnétique uniforme et constant

$$\mathbf{v}_{//} B = \text{constante} \quad \rightarrow \quad v_{//} = \text{constante}$$

$$v^2 = v_{//}^2 + v_{\perp}^2 = \text{constante} \quad \rightarrow \quad v_{\perp} = \text{constante}$$



Si $v_{//} = 0$ alors $m v_{\perp}^2 / R = q v_{\perp} B \rightarrow \boxed{v_{\perp} = \Omega R}$

Le mouvement est plan et circulaire de rayon de courbure $\boxed{R = |v_{\perp} / \Omega|}$

La quantité $\boxed{\Omega = |q B / m|}$ porte le nom de pulsation gyromagnétique.

C'est une vitesse angulaire (unité: rd/s) de rotation dans un plan orthogonal au champ $\mathbf{B}$.

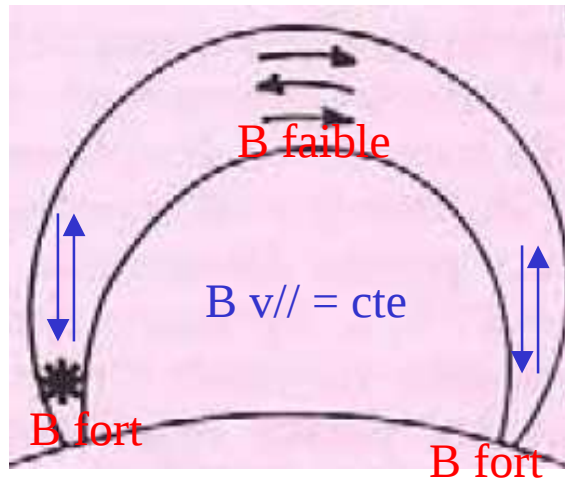
Si $v_{//}$ est non nul

Le mouvement est une hélice de rayon R dont l'axe est la direction du champ magnétique; son pas est $h = v_{//} T = v_{//} (2\pi/\Omega)$; la vitesse de dérive sur l'axe de l'hélice est $v_{//}$

Conclusion: les charges sont déviées et guidées par un champ magnétique. L'énergie cinétique de la particule ne varie pas.

Applications:

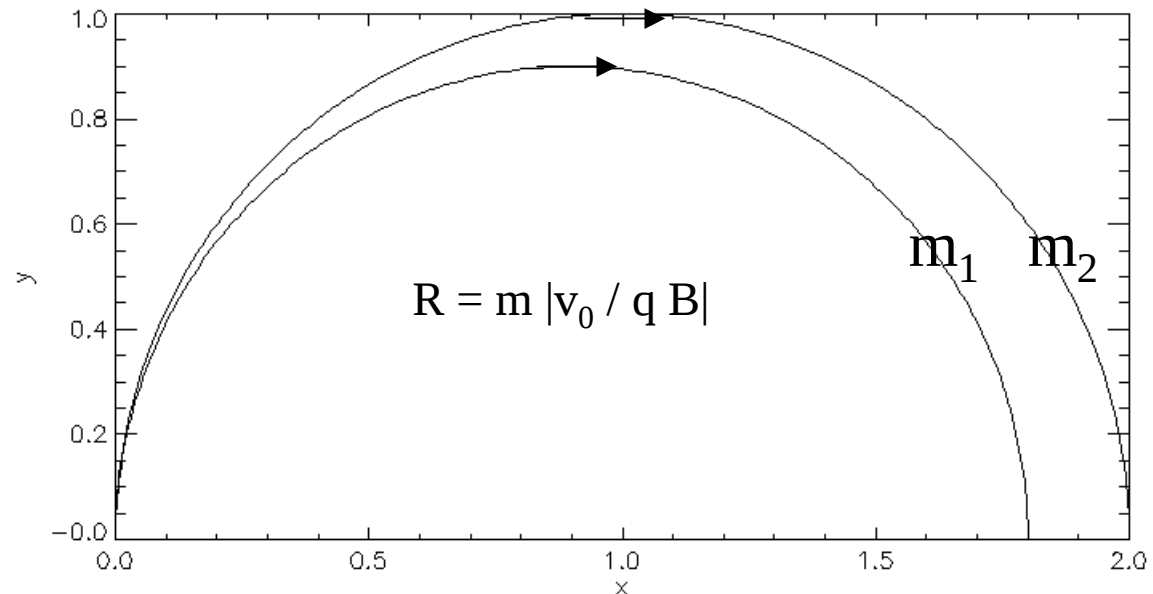
1 - le phénomène de piégeage de charges par miroir magnétique dans la couronne solaire



A la surface du Soleil, le phénomène de miroir magnétique se produit lorsqu'une particule chargée se déplace d'une zone de champ magnétique B faible (sommet d'une arche magnétique) vers ses pieds d'ancrage où B est fort. La vitesse de dérive $v_{//}$, maximale au sommet de l'arche, diminue vers ses pieds, peut s'annuler et s'inverser.

2 – séparation isotopique par un champ magnétique

Pour q , B , v_0 donnée,
 R proportionnel à la masse m
(les isotopes diffèrent par le nombre de neutrons)



3 – la chambre à bulles en physique des particules

$$\text{PFD: } m \, d\mathbf{v}/dt = q \, (\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) - k \, \mathbf{v}$$

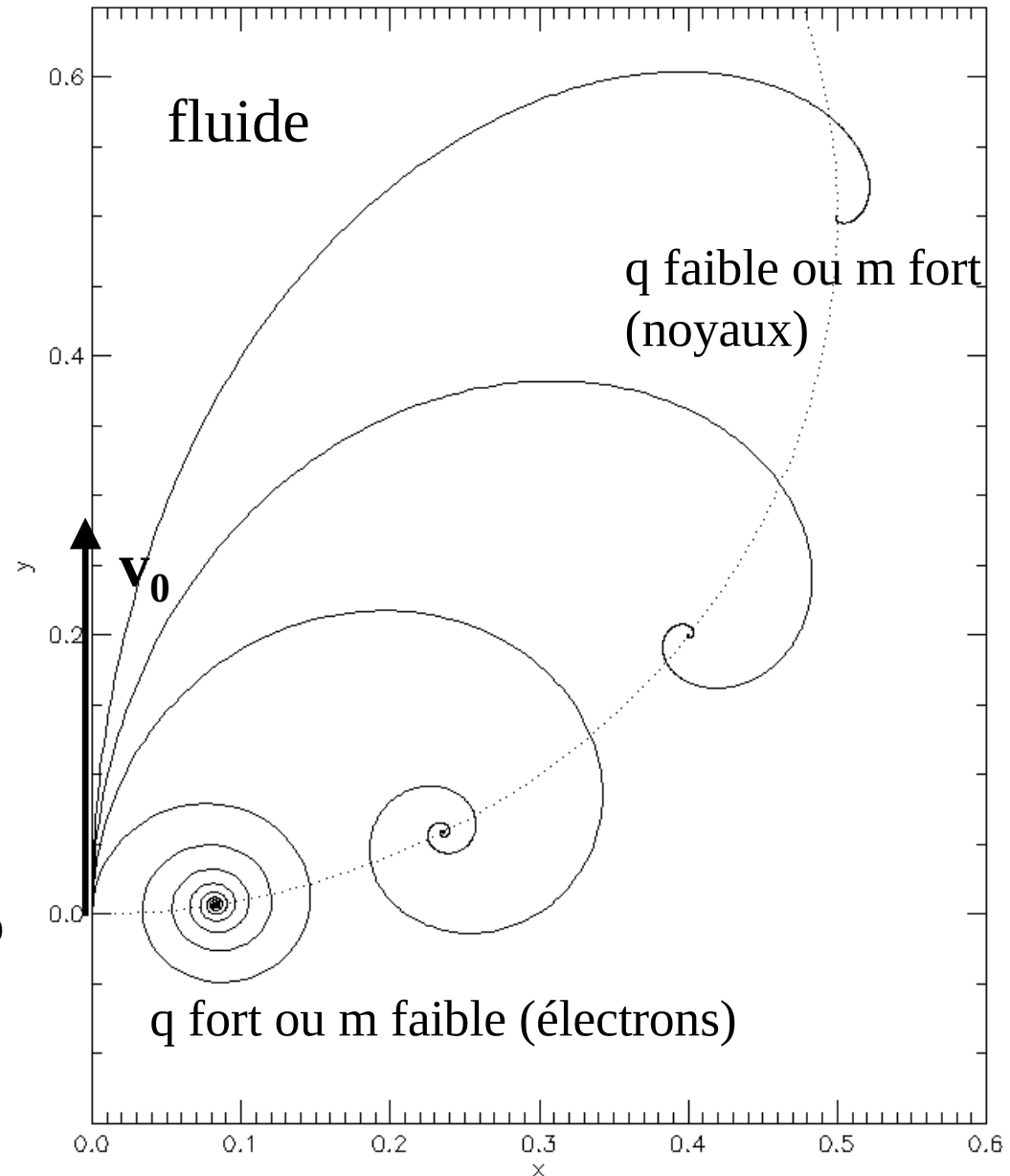
Vitesse initiale $\mathbf{v}_0$ selon Oy

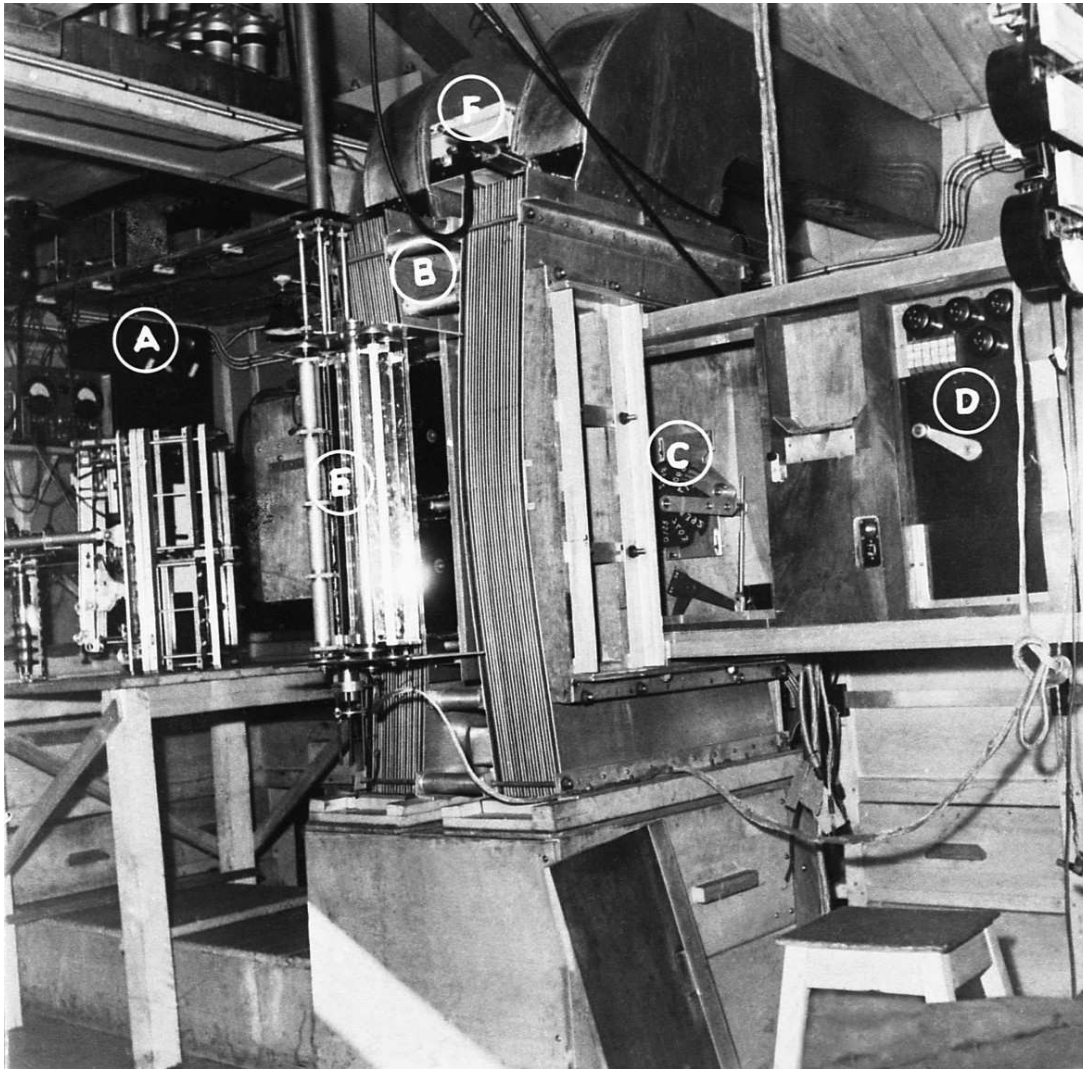
Trajectoire incurvée en présence
de champ magnétique

Mouvement freiné par le fluide,
frottement $-k \, \mathbf{v}$ avec formation
de bulles sur la trajectoire par
vaporisation (la puissance
dissipée $-k \, \mathbf{v}^2$ provoque le
changement d'état)

→ Mesure de la vitesse initiale v_0
et de la charge q

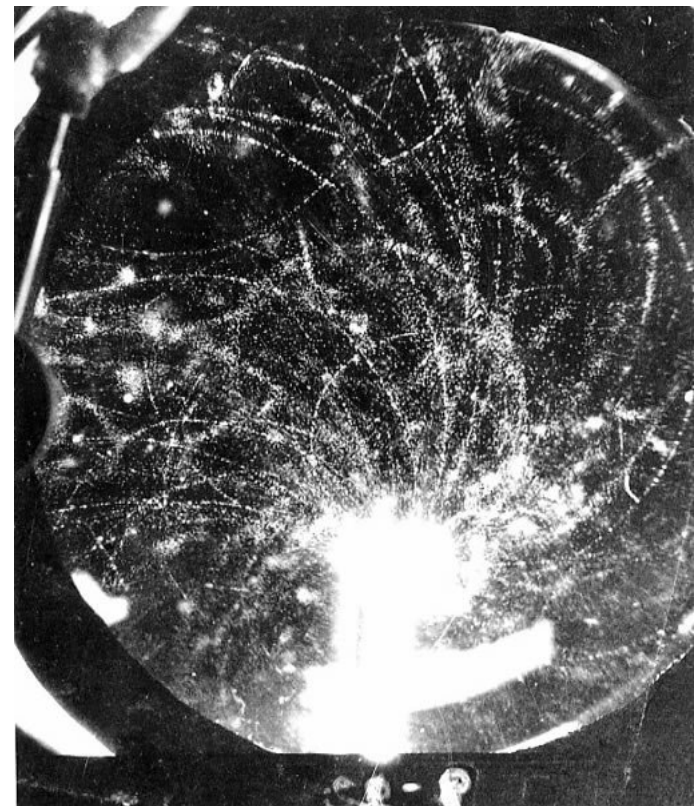
$$\Omega = |q \, B / m| \quad (B \text{ donné})$$





← Chambre de Wilson du laboratoire Leprince Ringuet des rayons cosmiques (gerbes de particules secondaires issues de collisions entre particules galactiques et l'atmosphère).

Col du Midi à 3600 m d'altitude (massif du Mont Blanc)



$$\Omega = |q B / m|$$

les trajectoires sont d'autant plus incurvées que la masse m est petite et la charge q grande à B donné →

4 – cyclotron/synchrotron: accélérateur de particules

Accélération par un champ électrique

Déviation par un champ magnétique

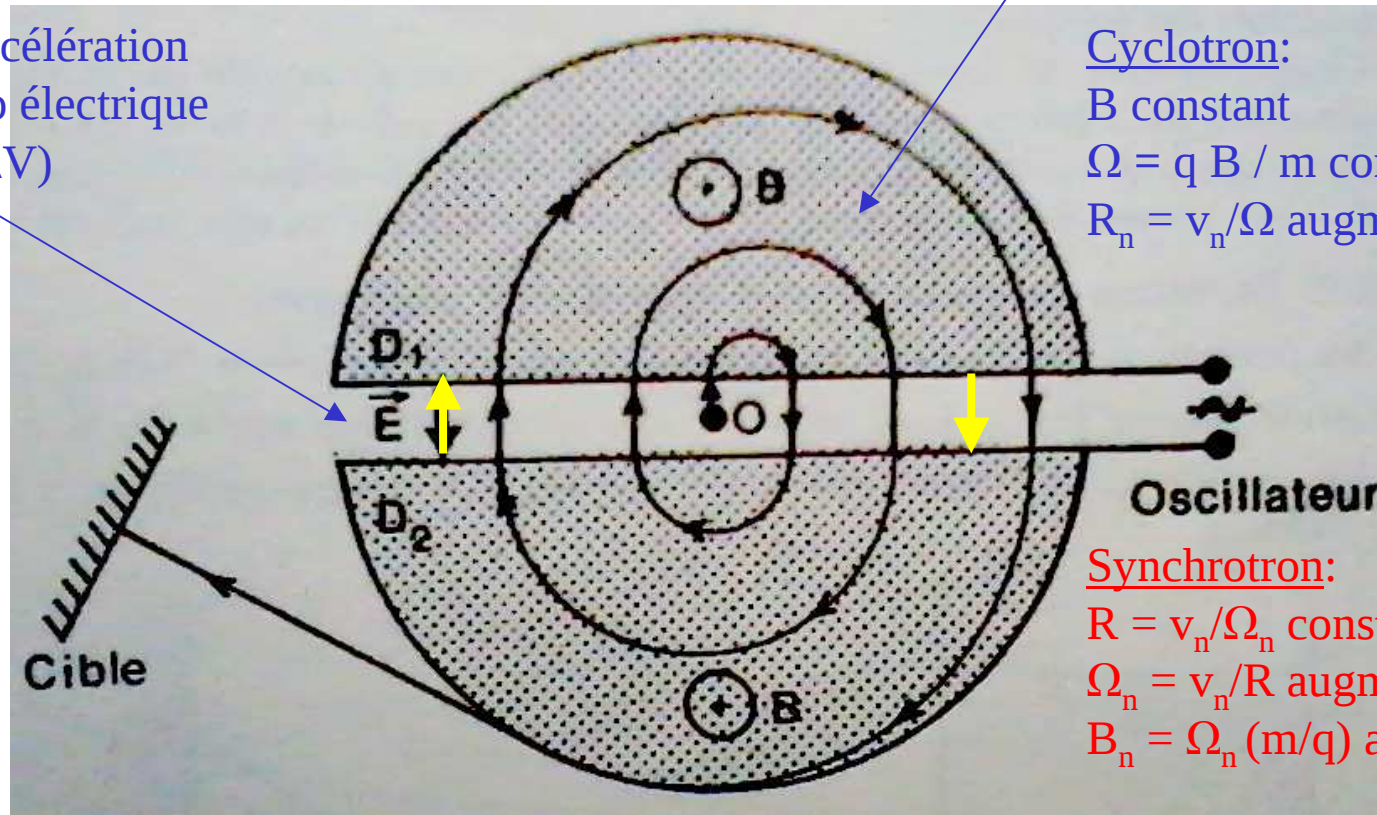
$$\frac{1}{2} m v_{n+1}^2 - \frac{1}{2} m v_n^2 = q \Delta V$$

v_n augmente

Zone de déviation par champ magnétique

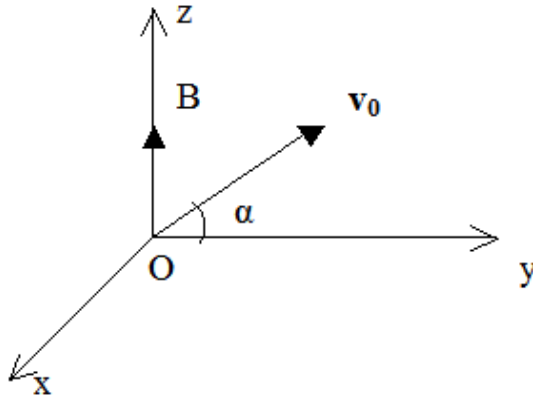
Zone d'accélération par champ électrique (tension ΔV)

Cyclotron:
B constant
 $\Omega = q B / m$ constant
 $R_n = v_n / \Omega$ augmente



Synchrotron:
 $R = v_n / \Omega_n$ constant
 $\Omega_n = v_n / R$ augmente
 $B_n = \Omega_n (m/q)$ augmente

V - Mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique uniforme; équation horaire



Particule de charge q et de masse m à l'origine O du repère, et de vitesse initiale $\mathbf{v}_0$ contenue dans le plan (yOz) , de coordonnées $(0, v_0 \cos\alpha, v_0 \sin\alpha)$. En t , la particule est en $M (x(t), y(t), z(t))$.

Le principe fondamental de la dynamique s'écrit:

$m \, d\mathbf{v}/dt = q \, \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$, équation que l'on projette sur les 3 axes.

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Selon Ox: } m \, d^2x/dt^2 = q \, B \, dy/dt \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Selon Oy: } m \, d^2y/dt^2 = -q \, B \, dx/dt \end{array} \right. \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Selon Oz: } m \, d^2z/dt^2 = 0 \end{array} \right. \quad (3)$$

(3) donne la vitesse et le mouvement selon Oz: $dz/dt = v_0 \sin\alpha = \text{constante}$, et $z(t) = v_0 \sin\alpha \, t$

→ Le mouvement se fait à vitesse constante ($v_0 \sin\alpha$) dans la direction du champ magnétique.

Les deux premières équations donnent la vitesse et le mouvement dans le plan xOy:

$$\begin{cases} dx/dt = v_0 \cos\alpha \sin(\omega t) \\ dy/dt = v_0 \cos\alpha \cos(\omega t) \end{cases} \quad \boxed{\omega = q B / m} \text{ est la pulsation gyromagnétique.}$$

→ Dans le plan orthogonal au champ magnétique, la vitesse est constante ($v_0 \cos\alpha$)

$$\begin{cases} x(t) = v_0 \cos\alpha (1 - \cos(\omega t)) / \omega \\ y(t) = v_0 \cos\alpha \sin(\omega t) / \omega \end{cases}$$

équation de la trajectoire dans le plan xOy: $\boxed{(x - v_0 \cos\alpha / \omega)^2 + y^2 = (v_0 \cos\alpha / \omega)^2}$

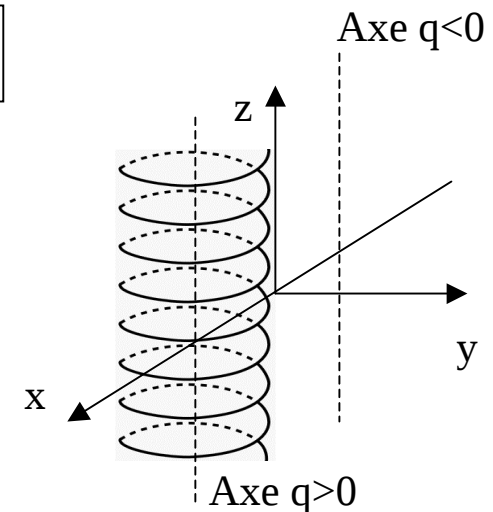
→ C'est un cercle de $\boxed{\text{rayon } R = v_0 \cos\alpha / \omega \text{ et centre } (v_0 \cos\alpha / \omega, 0)}$

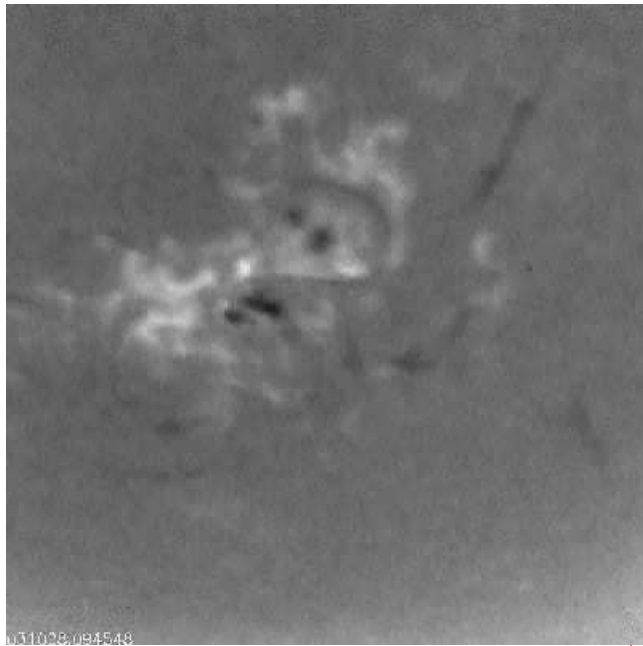
→ La trajectoire dans l'espace est une hélice de pas h dont l'axe est parallèle au champ magnétique, de vitesse de dérive constante $v_0 \sin\alpha$, et de rayon R de giration constant.

$$\boxed{h / R = 2\pi \tan(\alpha)}$$

et

$$\boxed{\|v\| = v_0 = \text{constante}}$$

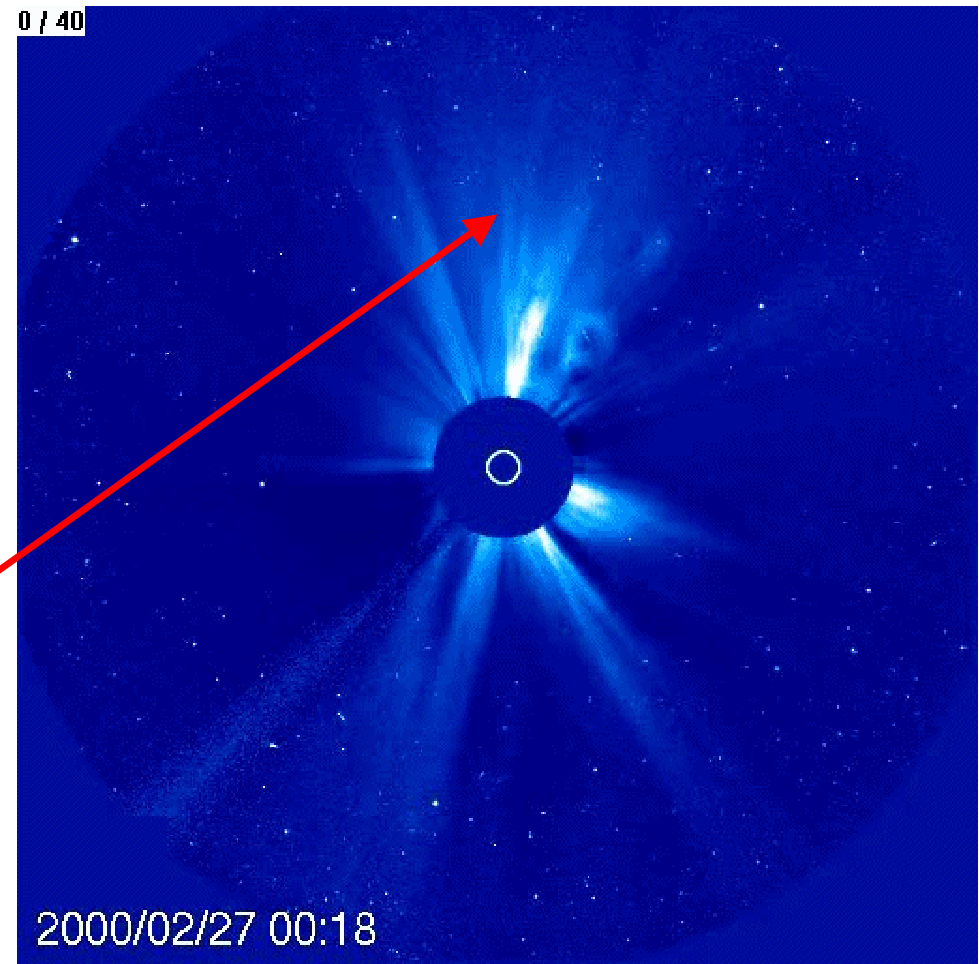




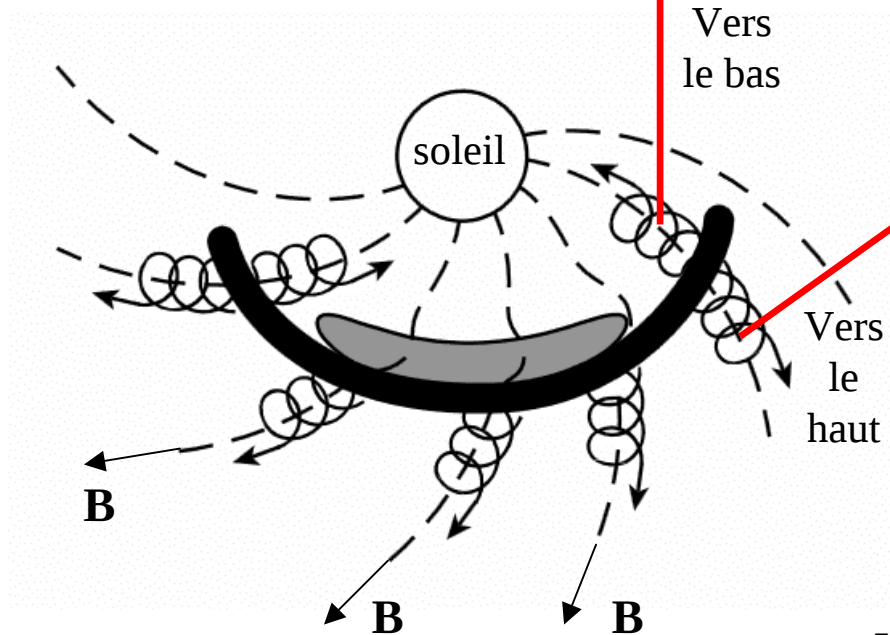
Application: guidage par le champ magnétique B de particules accélérées par les champs électriques E des éruptions solaires

← *Impact des particules sur la surface (vers le bas)*

0 / 40



2000/02/27 00:18

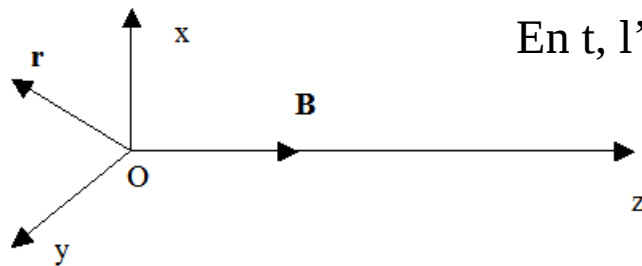


Injection dans le milieu interplanétaire (vers le haut)

VI - Oscillateur harmonique en présence de champ magnétique et effet Zeeman

Modèle d'atome:

électron mobile autour d'un noyau fixe en O, mouvement décrit par un oscillateur harmonique; force de rappel - k **OM** (k constante positive). Charge -e et masse m. L'électron est dans un champ magnétique extérieur **B** = B **e_z** constant sans frottement.



En t, l'électron est en M (x(t), y (t), z(t)).

Le PFD appliqué à l'électron s'écrit vectoriellement avec **r** = **OM** (x, y, z)

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -k \mathbf{r} - e \frac{d\mathbf{r}}{dt} \wedge B \mathbf{e}_z$$

$$\begin{cases} \frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_0^2 x + \omega_g \frac{dy}{dt} = 0 & (1) \\ \frac{d^2 y}{dt^2} + \omega_0^2 y - \omega_g \frac{dx}{dt} = 0 & (2) \\ \frac{d^2 z}{dt^2} + \omega_0^2 z = 0 & (3) \end{cases}$$

$\omega_0 = (k/m)^{1/2}$ pulsation propre liée à la force de rappel du noyau
et

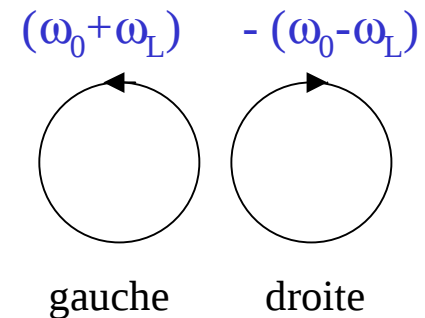
$\omega_g = eB/m$ pulsation gyromagnétique

(3) donne selon Oz: $z(t) = z_0 \cos(\omega_0 t)$, vibration de pulsation ω_0 dans la direction du champ magnétique. La vibration est polarisée linéairement.

(1) et (2) donnent dans le plan xOy:

$$\begin{cases} x = x_0 \cos(\omega_0 + \omega_g/2)t \\ y = x_0 \sin(\omega_0 + \omega_g/2)t \end{cases} \quad \text{ou} \quad \begin{cases} x = x_0 \cos(\omega_0 - \omega_g/2)t \\ y = -x_0 \sin(\omega_0 - \omega_g/2)t \end{cases}$$

$\omega_L = \omega_g/2 = e B / 2 m$ pulsation de Larmor



Ces deux vibrations décrivent un cercle dans le plan perpendiculaire au champ magnétique. Elles sont polarisées circulairement gauche et droite, selon la vitesse angulaire $(\omega_0 \pm \omega_L)$

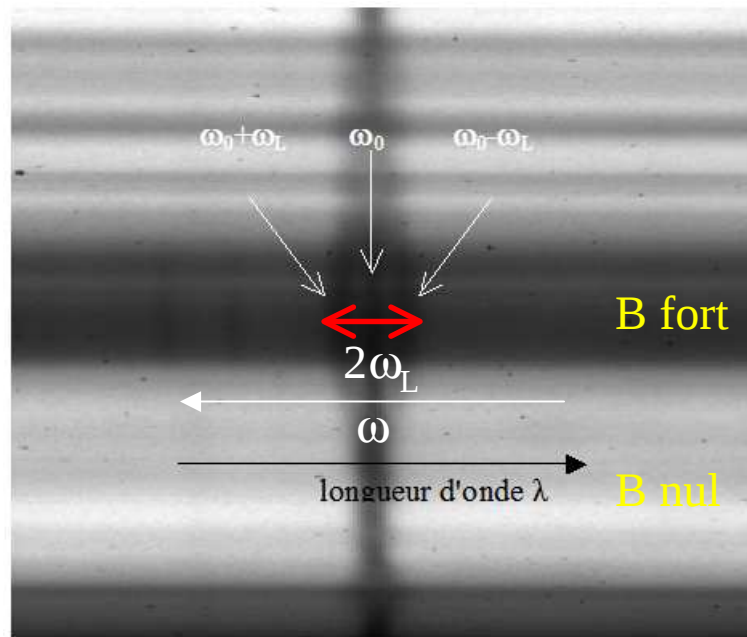
L'écart entre les deux pulsations étant $\Delta\omega = 2\omega_L$, on en déduit l'écart en longueur d'onde:

$$\lambda = CT = 2\pi C/\omega \rightarrow \Delta\lambda = \lambda^2 \Delta\omega / 2\pi C = \lambda^2 \omega_g / 2\pi C \rightarrow \Delta\lambda = (e / 2\pi m C) \lambda^2 B$$

Effet Zeeman et mesure du champ magnétique à distance

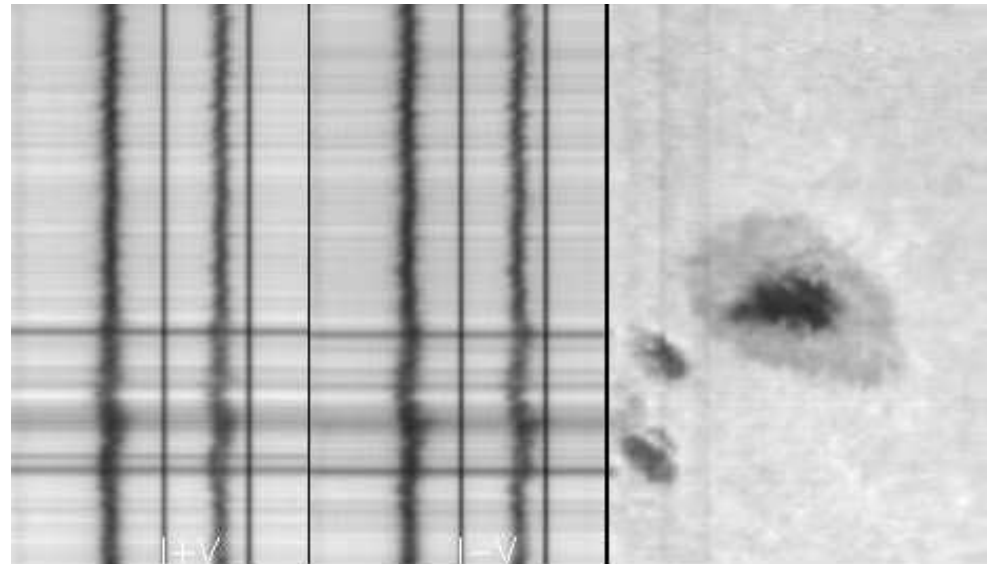
La mécanique quantique introduit un facteur multiplicatif, le facteur de Landé équivalent g^* de la transition (ce facteur est tabulé):

$$\Delta\lambda = (e / 2\pi m c) g^* \lambda^2 B$$



Raies FeI 6301 et 6302 Å sur une tache solaire (télescope Thémis INSU) →

Considérons une raie spectrale atomique centrée sur la pulsation $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$; en présence de champ magnétique, **deux autres composantes** centrées sur $\omega_0 + \omega_L$ et $\omega_0 - \omega_L$ apparaissent (effet Zeeman). La mesure de leur écartement $\Delta\omega$ ou $\Delta\lambda$ fournit la valeur du champ magnétique B à distance.



VII - Oscillateur harmonique en présence du champ électrique d'une onde et profil d'amortissement en fréquence; raies spectrales

Un modèle simple 1D permet d'expliquer les profils en fréquence des raies spectrales d'un gaz en interaction avec le rayonnement ambiant.

Modèle atomique: électron de position $x(t)$ lié au noyau de l'atome par la force de rappel $-k x$, subissant un amortissement $-m \gamma dx/dt$, et oscillant dans un champ électrique $E e^{i\omega t}$ (vibration lumineuse de pulsation $\omega = 2\pi\nu$).

m et $-e$ masse et charge de l'électron; γ amortissement (en s^{-1}).

PFD selon Ox:

$$m d^2x/dt^2 + m\gamma dx/dt + kx = -e E e^{i\omega t}$$

on pose $x = X e^{i\omega t}$, où X est l'amplitude complexe du mouvement.

$$\text{d'où } X = (-e/m) E / (\omega_0^2 - \omega^2 + i \gamma \omega)$$

$\omega_0 = (k/m)^{1/2}$ est la pulsation propre (électron lié au noyau par une force de rappel).

La puissance moyenne dissipée par la force de frottement: $\langle m\gamma(dx/dt)^2 \rangle$ est égale à :

$$\langle P_f \rangle = \frac{1}{2} m\gamma |X|^2 \omega^2 = \frac{1}{2} \gamma (e^2/m) E^2 \omega^2 / [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2]$$

En posant $\omega = 2\pi\nu$, et *au voisinage de la fréquence de résonance* $\nu_0 = \omega_0/2\pi$, on obtient:

$$\langle P_f \rangle \approx (\gamma/32\pi^2) (e^2/m) E^2 / [(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma/4\pi)^2]$$

La **section efficace** σ (en m²) de photo excitation caractérise l'interaction entre rayonnement et matière; c'est le rapport entre:

- la puissance moyenne dissipée par l'électron $\langle P_f \rangle$ (W)

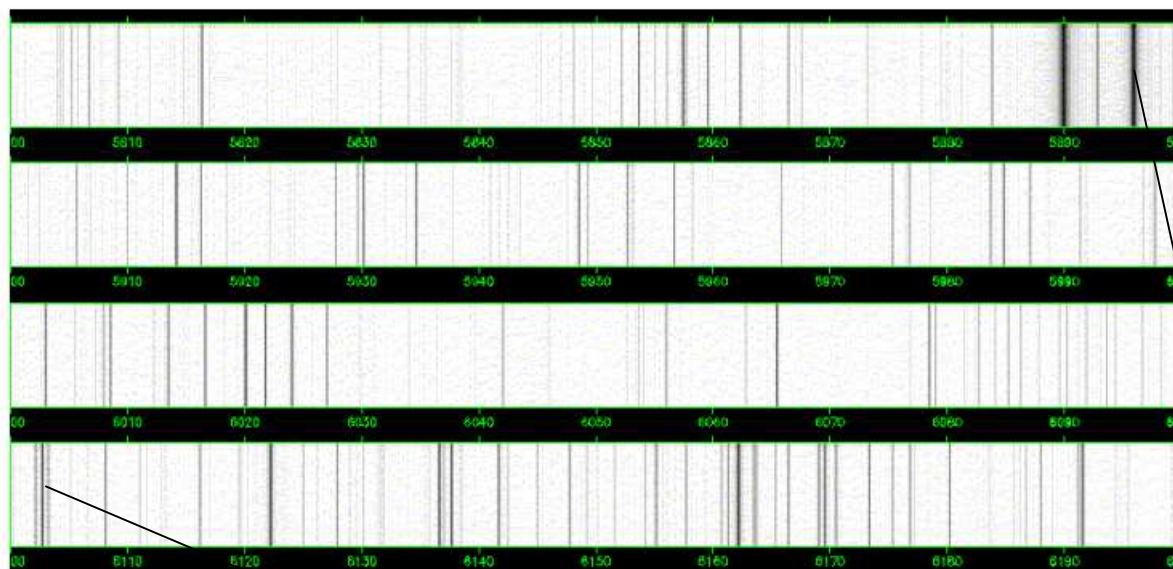
- la puissance moyenne de l'onde transportée par unité de surface $\langle P \rangle = C \epsilon_0 E^2/2$ (W m⁻²)

$$\rightarrow \sigma(\nu) = \langle P_f \rangle / \langle P \rangle \text{ proportionnel à } \boxed{(\gamma/4\pi)^2 / [(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma/4\pi)^2]}$$

Le profil est dit "Lorentzien", avec un pic à la résonance ν_0 de largeur à mi hauteur $\gamma/2\pi$.

$\rightarrow \nu_0$ est la fréquence centrale d'une raie spectrale atomique

$\rightarrow \gamma/2\pi$ est la largeur à mi hauteur de la raie en fréquence

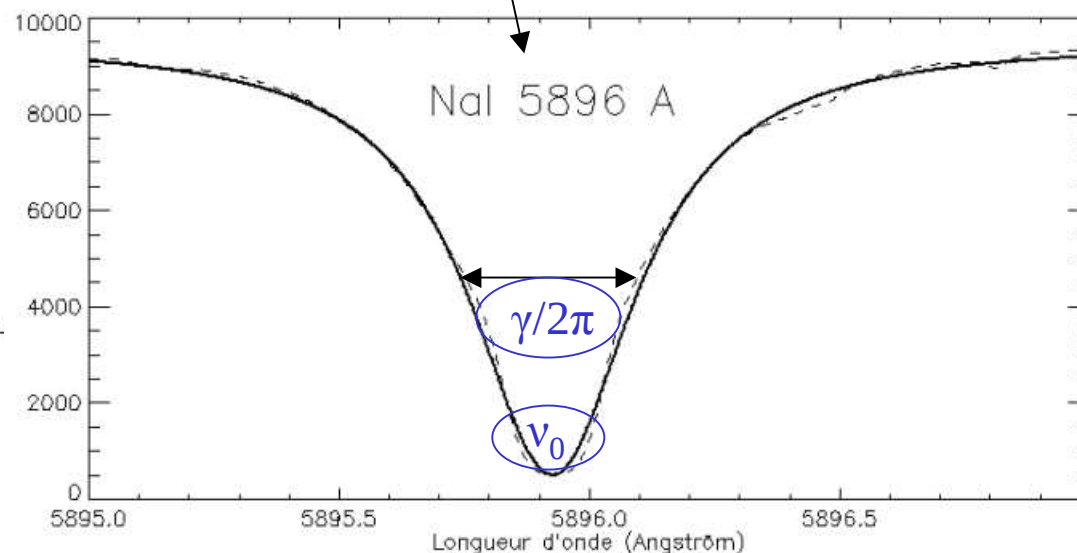
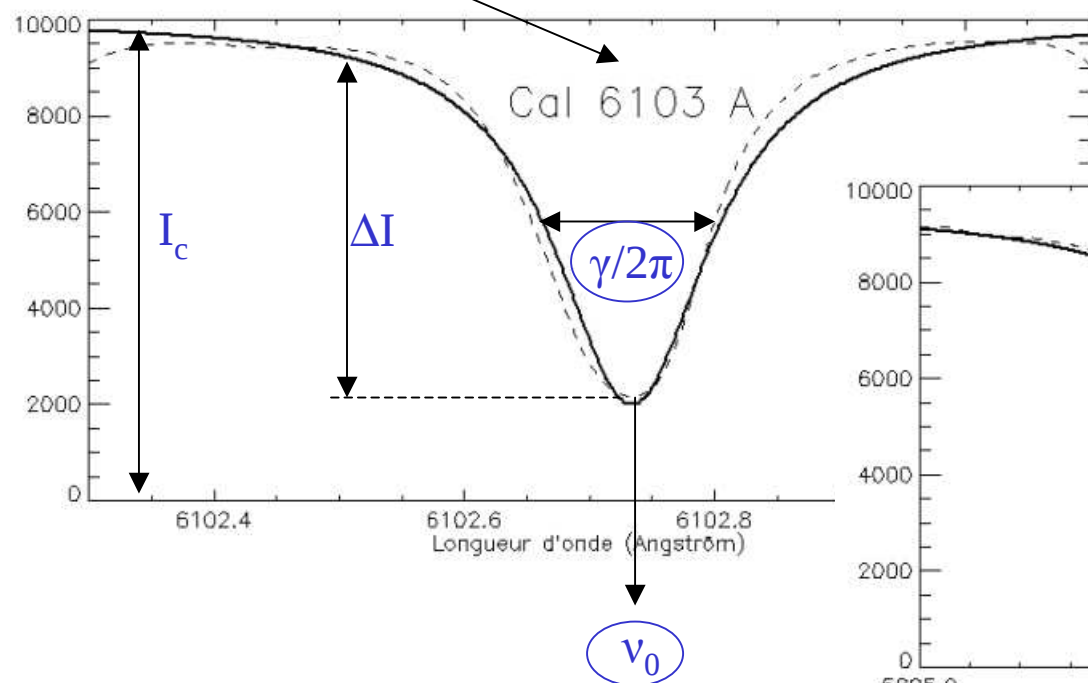


Exemple de raies spectrales d'absorption tirées du spectre solaire (----) avec ajustement de type lorentzien (—)

γ est surtout lié aux collisions et voisin de 10^{11} s^{-1}

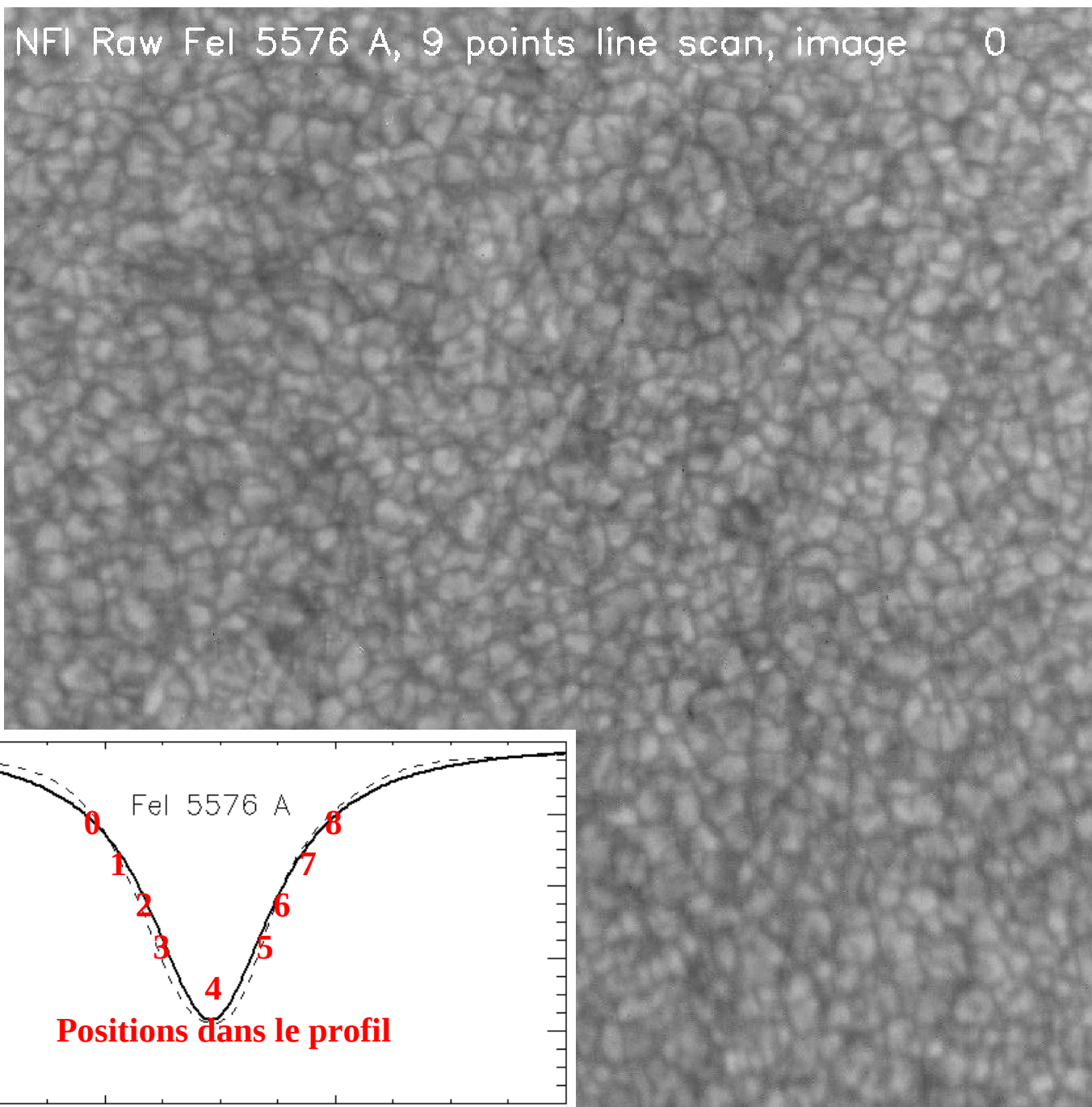
Profil en fréquence:

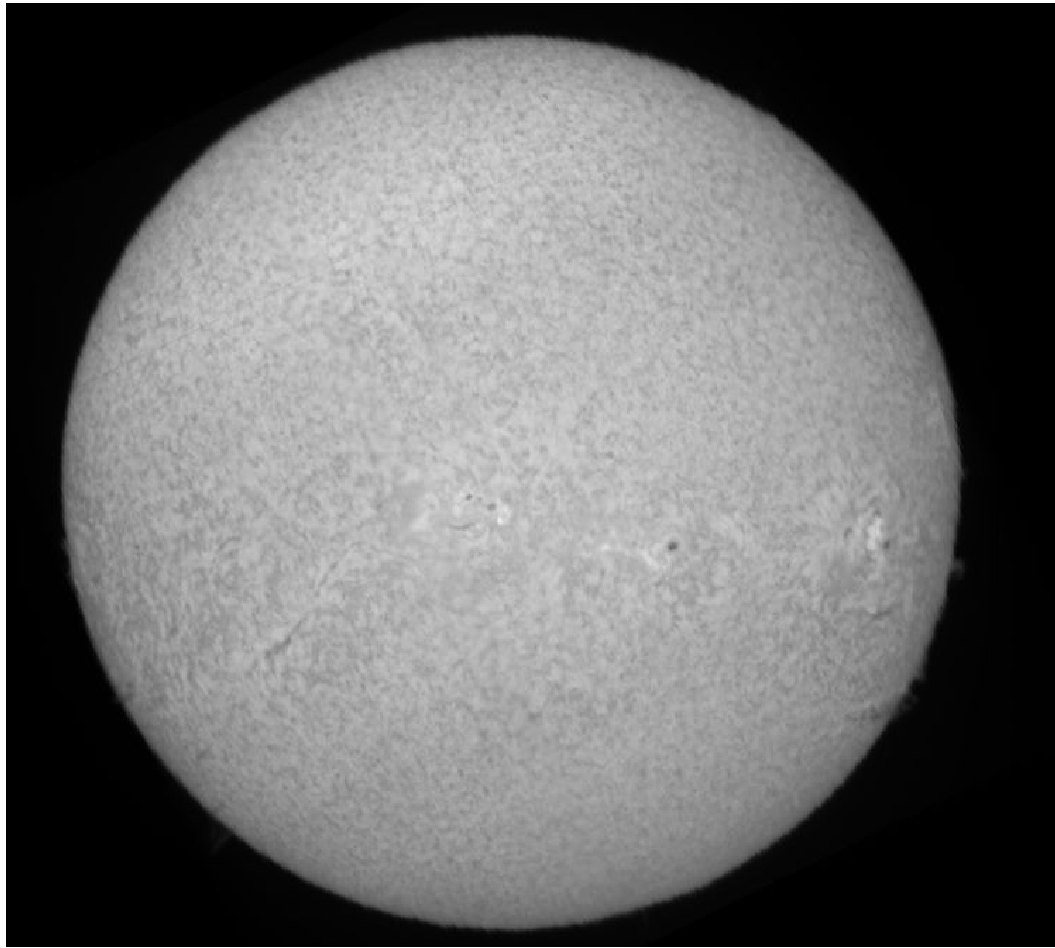
$$I = I_c - \Delta I (\gamma/4\pi)^2 / [(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma/4\pi)^2]$$



Application:

L'exploration du profil des raies (absorption croissante des ailes vers le cœur) permet d'imager l'atmosphère solaire à des profondeurs différentes; ici une zone de 1' x 1' dans la raie FeI 557.6 nm





Application:

← Exploration en altitude de la chromosphère solaire par balayage du profil de la raie H α de l'hydrogène à 656.3 nm

Limitation:

On n'a pas tenu compte de l'agitation thermique des atomes, d'autant plus forte qu'ils sont légers:

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} k T \quad \text{d'où } v = (3 k T/m)^{1/2}$$

Le cœur des raies d'atomes légers est élargi par effet Doppler et sa forme devient gaussienne →

