## Première partie

# Couronne solaire

I – Densité volumique d'électrons dans la couronne solaire

A – Intensité d'une OPPH

1) Cette onde électromagnétique est transverse
$\vec{u}_z$, $\vec{E}$ et $\vec{B}$ forment un trièdre direct

Relation de structure $\vec{B} = \dfrac{\vec{k} \wedge \vec{E}}{\omega}$

Relation de dispersion $k = \dfrac{\omega}{c}$

2) Par définition $\vec{\Pi} = \dfrac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0}$

$$\vec{\Pi} = \frac{E^2}{\mu_0 c}\vec{u}_z = \boxed{\varepsilon_0 c\, \vec{E}^2 \vec{u}_z}$$

3) $I = \|\langle \vec{\Pi} \rangle \| \cdot \vec{u}_z = \frac{1}{2}\varepsilon_0 c E_m^2$

amplitude du champ électrique

ou $\underline{I = \varepsilon_0 c \langle \vec{E}^2 \rangle}$.

B – Diffusion par les électrons de la couronne K

1) Pour négliger l'effet du champ magnétique de l'onde il faut

$$\|\vec{v} \wedge \vec{B}\| \ll \|\vec{E}\|$$

or $\|\vec{B}\| = \frac{1}{c}\|\vec{E}\|$ soit $\|\vec{v}\| \ll c$

les $e^{\ominus}$ doivent rester non relativistes

2) Si la longueur d'onde est grande devant les déplacements de l'électron, on peut considérer le champ comme uniforme

On doit avoir $\lambda \gg \Delta z$

avec $\lambda = cT$ $\quad \Delta z = vT$

$\Leftrightarrow \quad c \gg v \quad$ ok.

3) $\sigma = \dfrac{\langle P \rangle}{I}$ section efficace de diffusion

$$P = \frac{e^2 a^2}{6\pi\varepsilon_0 c^3}$$

$$[\sigma] = \frac{[\text{puissance}]}{[\text{puissance surfacique}]} = L^2$$

$$\sigma = \frac{\langle e^2 a^2 / 6\pi\varepsilon_0 c^3 \rangle}{\varepsilon_0 c \langle \vec{E}^2 \rangle}$$

or PFD pour l'électron $m_e \vec{a} = -e\vec{E}$

Soit $\vec{a} = -\frac{e}{m_e}\vec{E}$

$$\boxed{\sigma = \frac{e^4}{m_e^2\, 6\pi\varepsilon_0^2\, c^4}} \qquad \sigma = 6{,}6\,10^{-29}\ m^2$$

C– Contenu électronique de la couronne

1. Bilan énergétique sur 1 tranche d'épaisseur $dz$ :

$$S\,I(z+dz) = S\,I(z) - n_e(z)\,S\,dz\,.\sigma\,I(z)$$

Soit $S\frac{dI}{dz} + n_e(z)\,S\,\sigma\,I = 0.$

ou $\frac{dI}{dz} = -n_e(z)\,\sigma\,I(z)$

$$\frac{dI/dz}{I(z)} = -n_e(z)\,\sigma$$

$$\int_{z=0}^{h} \frac{dI/dz}{I}\,dz = -\int_0^h n_e(z)\,\sigma$$

$$\ln\frac{I(h)}{I(0)} = -\sigma N \qquad I(h) = I_0\,e^{-\sigma N}.$$

2. Dans le cas où $N\sigma \ll 1$

$$e^{-N\sigma} \simeq 1 - N\sigma$$

$$I(h) = \underbrace{(1 - N\sigma)}\,I(0) = I(0) - f\,(I(0))$$

Soit $f = N\sigma$

3. Pour la couronne solaire $f \simeq 10^{-6}$

$$\overline{n}_e = \frac{N}{h} \qquad \text{avec } N = \frac{f}{\sigma}$$

et $h = 0{,}6\,R_S$.

$$\overline{n}_e = 3{,}6\,10^{13}$$

# II - Rayonnement radio de la couronne solaire

## A - Propagation dans 1 plasma

1) On néglige le mouvement des protons devant celui des $e^{\ominus}$ → seuls les $e^{\ominus}$ participent à la conduction.
On néglige le poids des $e^{\ominus}$ devant la force de Lorentz.
On néglige la partie magnétique de la force de Lorentz.

PFD $\quad m_e \dfrac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E}$

Regime forcé $\quad i m_e \omega \underline{\vec{v}} = -e\underline{\vec{E}}$

$\vec{j}$ = vecteur densité de courant

$$\vec{j} = -e n_e \underline{\vec{v}} = + \underbrace{\frac{e^2 n_e}{i m_e \omega}}_{\underline{\sigma}(\omega)} \underline{\vec{E}}$$

2) En notation complexe $\quad \underline{\vec{E}} = \underline{E}_0 e^{j(\omega t - \vec{k}.\vec{r})}$

$$-j\vec{k} \wedge \underline{\vec{E}} = -j\omega \underline{\vec{B}} \qquad MF$$

$$-j\vec{k} \wedge \underline{\vec{B}} = \mu_0 \underline{\sigma}(\omega)\underline{\vec{E}} + \mu_0 \varepsilon_0 (j\omega)\underline{\vec{E}}$$

$$-j\vec{k} \wedge \left(\frac{\vec{k}}{\omega} \wedge \underline{\vec{E}}\right) = \underline{\vec{E}}\left(\frac{j\omega}{c^2} + \mu_0 \underline{\sigma}(\omega)\right)$$

$$+j\frac{k^2}{\omega} = j\frac{\omega}{c^2} + \mu_0 \underline{\sigma}(\omega)$$

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\mu_0 n_e e^2}{m_e} \qquad \mu_0 = \frac{1}{c^2 \varepsilon_0}$$

$$\boxed{k^2 = \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{c^2}} \quad \text{avec} \quad \boxed{\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0}}$$

3). Une OPPH peut se propager dans ce milieu si $\omega > \omega_p$.

Dans le cas contraire on a une onde évanescente.

## B - Oscillations plasma

1) $\varphi(x,t) = e\left(n_0 - n_e(x,t)\right)$

$\vec{j}(x,t) = -e\, n_e(x,t)\, \vec{v}_e(x,t)$

2) Equation locale de conservation de la charge

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j} = 0$$

$$-e\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left(-e\, n_e(x,t)\, v_e(x,t)\right) = 0$$

D'où $\quad \boxed{\dfrac{\partial n_e}{\partial t} + \dfrac{\partial\, n_e v_e}{\partial x} = 0}$

Ou $$\frac{\partial n_e}{\partial t} + n_0 \frac{\partial v_e}{\partial x} = 0$$

3. MG $\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = \frac{(n_0 - n_e)\, e}{\varepsilon_0} = \frac{\partial E}{\partial x}$$

4. Pour 1 $e^-$ $m_e \frac{dv_e}{dt} = -eE$

ou $$\boxed{m_e \frac{\partial v_e}{\partial t} = -eE}$$

OPPH :

$$\underline{n}_e(x,t) = n_0 + N e^{i(\omega t - kx)}$$

$$\underline{v}_e(x,t) = V e^{i(\omega t - kx)}$$

$$\underline{E}(x,t) = E_0 e^{i(\omega t - kx)}$$

On a $$\frac{\partial n_e}{\partial t} + n_0 \frac{\partial v_e}{\partial x} = 0 \quad ①$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{n_0 - n_e}{\varepsilon_0} e \quad ②$$

$$m_e \frac{\partial v_e}{\partial t} = -eE \quad ③$$

Soit $$-ik\,\underline{E}(x,t) = -N e^{i(\omega t - kx)} \cdot \frac{e}{\varepsilon_0} \quad ②$$

$$m_e i\omega\, \underline{v}_e = -e\underline{E} \quad ③$$

Il vient $$\underline{v}_e = -\frac{e}{m_e i\omega}\underline{E} = +\frac{e}{\omega}\frac{N}{ik}\frac{e}{\varepsilon_0 m_e} e^{i(\omega t - kx)}$$

$$\underline{v}_e = -\frac{N e^2}{m_e k\omega \varepsilon_0} e^{i(\omega t - kx)}$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = i\omega N e^{i(\omega t - kx)}.$$

On en déduit $$\cancel{i}\omega N = +n_0 \cancel{ik} \frac{N e^2}{\cancel{k}\omega \varepsilon_0 m_e}$$

$$\Rightarrow \omega^2 = \frac{n_0 e^2}{m_e \varepsilon_0} = \omega_p^2.$$

## C - Sursaut radio

1) On a $f_P = \dfrac{\omega_P}{2\pi} = \sqrt{\dfrac{n_0 e^2}{4\pi^2 m_e \varepsilon_0}}$

AN $f_P = 9{,}0\ 10^7$ Hz
$= 89{,}7$ MHz.

2) Entre le Soleil et la Terre il y a du vide. Ce rayonnement atteint l'atmosphère terrestre.

3. $n_e(r) = N_1 e^{b R_S/r}$

On a $f_1 = 120$ MHz qui correspond à une densité volumique d'électrons $n_1 = \dfrac{4\pi^2 f_1^2 m_e \varepsilon_0}{e^2}$

Ce qui correspond à 1 distance $r_1$

$$n_e(r_1) = n_1 = N_1 e^{b R_S/r_1}$$

Pour $f_2 = 75$ Hz $\rightarrow$ $n_2 = \dfrac{4\pi^2 f_2^2 m_e \varepsilon_0}{e^2} = N_1 e^{b R_S/r_2}$

Soit $v$ la vitesse des particules perturbatrice

$$v \simeq \frac{r_2 - r_1}{\Delta t} \quad \text{avec } \Delta t = 1\,\text{s}$$

$\rightarrow v \simeq 10^8$ m s$^{-1}$ particules relativistes.