

# Vents stellaires et héliosphère



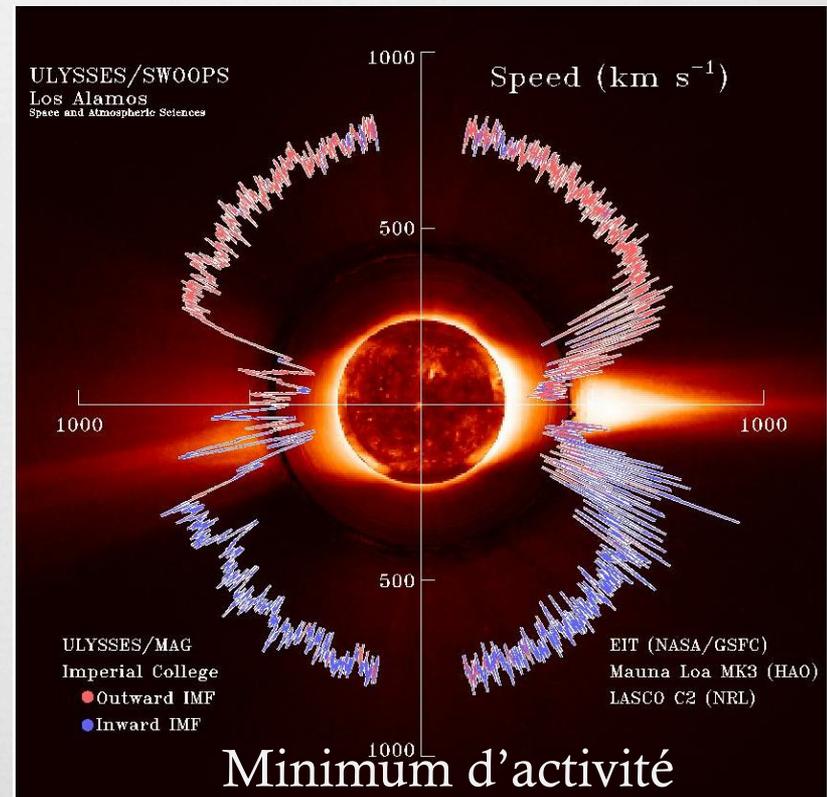
LP210 – 2<sup>ième</sup> semestre  
2013

# Le vent solaire



Flux continu de  $p^+$  et  $e^-$  provenant de la couronne solaire:

- $\dot{M} = 2 \cdot 10^{-14} M_{\odot} / \text{an}$ .
- Pour les étoiles massives:  
50% de leur masse pendant le vie.
- Vitesse caractéristique:  $400 \text{ km.s}^{-1}$ .



# Vent solaire et comètes



# Mécanisme d'émission



Vitesse d'échappement à la surface du soleil:

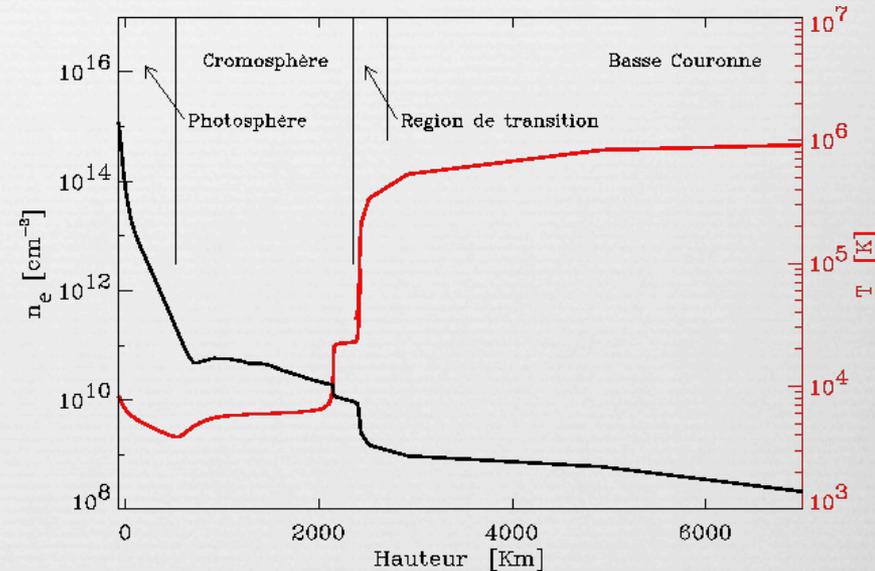
$$\sim 600 \text{ km.s}^{-1}$$

Température maximale dans la couronne:

$$T \sim 10^6 \text{ K} \Leftrightarrow v_{\text{therm}} \sim 150 \text{ km.s}^{-1}$$

Mais:

- ✓ Vitesse plus grande dans la queue de la gaussienne.
- ✓ Probable mécanisme d'accélération (champ magnétique, etc...)



# Modéliser le vent stellaire



On va modéliser le vent stellaire comme un écoulement fluide **stationnaire**, à **symétrie sphérique**, en négligeant le champ magnétique.

On peut décrire cet écoulement grâce au:

- Profil de vitesse:  $v(r)$
- Profil de densité:  $\rho(r)$

Deux paramètres intéressants:

- Vitesse asymptotique:  $\mathbf{v}(\infty)$
- Taux de perte de masse:  $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r) v(r)$

# Modèle de Parker: système d'équations



$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dr} \left( r^2 \rho(r) v(r) \right) = 0 \\ P(r) = c_s^2 \rho(r) \\ \frac{dv}{dr} v(r) = -\frac{GM}{r^2} - \frac{1}{\rho(r)} \frac{dP}{dr} \end{array} \right. \begin{array}{l} \text{Conservation de la matière} \\ \text{Equation d'état} \\ \text{2ième loi de Newton} \end{array}$$

# Equation adimensionnelle



Si on introduit  $r_c = \frac{GM}{2c_s^2}$  (voir démonstration en cours) et

$$u = v / c_s$$

$$x = r / r_c$$

On se ramène à l'équation:

$$\left( u(x) - \frac{1}{u(x)} \right) \frac{du}{dx} = -2 \left( \frac{1}{x^2} - \frac{1}{x} \right)$$

Equation différentielle du premier ordre, non linéaire, à variable séparables.

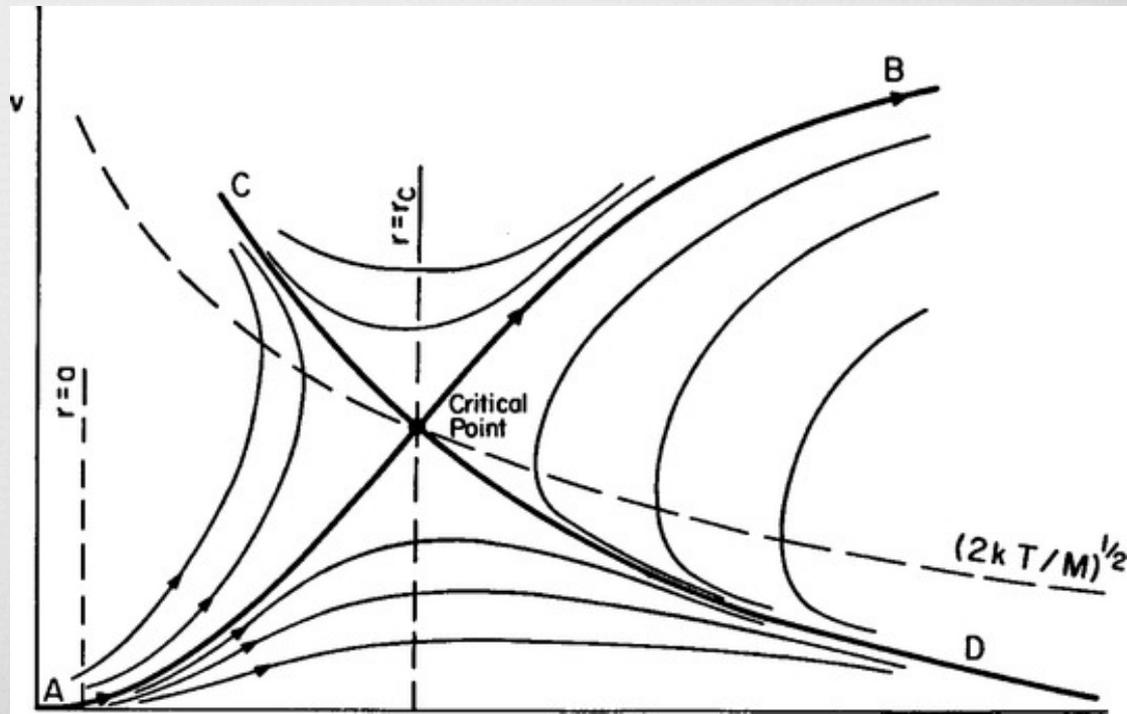
# Solutions implicites



On peut intégrer l'équation sous la forme implicite:

$$\frac{u^2}{2} - \ln(u) = \frac{2}{x} + 2 \ln(x) + cst$$

Suivant la valeur de la constante, on obtient un réseau de solutions.



# Discussion de la solution critique



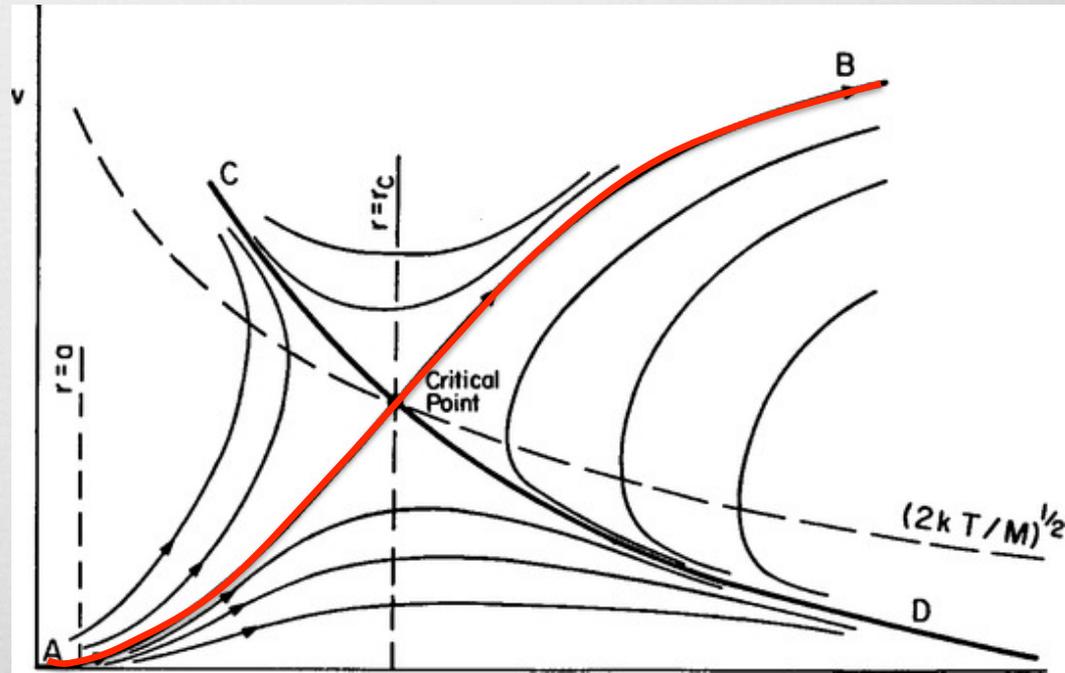
Au niveau de la terre, on observe:  $T_{\text{vent}} \sim 10^7 \text{ K} \Rightarrow c_s = 300 \text{ km}, r_c < 10^6 \text{ km}$

Et on observe  $v_{\text{vent}} > c_s$ .

Donc la seule solution acceptable est la solution transonique, qui passe par  $(u=1, x=1)$ .

Sous forme implicite:

$$\frac{u^2}{2} - \ln(u) = \frac{2}{x} + 2 \ln(x) - \frac{3}{2}$$



# Discussion de la solution critique: $x \ll 1$



Comportement à  $x \ll 1$ ,  $u \ll 1$ :

$$\frac{u^2}{2} - \ln(u) \sim -\ln(u) = \frac{2}{x} + 2 \ln(x) - \frac{3}{2}$$

$$u = \frac{1}{x^2} \exp\left(-\frac{2}{x} + \frac{3}{2}\right)$$

$$v(r) = c_s \left(\frac{r_c}{r}\right)^2 \exp\left(-\frac{2r_c}{r} + \frac{3}{2}\right)$$

$$\lim_{r \rightarrow 0} v(r) = 0$$

Dans l'hypothèse isotherme, transonique, la vitesse "initiale" est fixée par la température: ce n'est pas un paramètre libre. Donc  $dM/dt$  est uniquement fixé par  $\rho_0$ .

# Discussion de la solution critique: $x \gg 1$

Comportement à  $x \gg 1$ :


$$\frac{u^2}{2} - \ln(u) \sim \frac{u^2}{2} = \frac{2}{x} + 2 \ln(x) - \frac{3}{2} \sim 2 \ln(x)$$

$$u = 2\sqrt{\ln(x)}$$

$$v(r) = 2c_s \sqrt{\ln\left(\frac{r}{r_c}\right)}$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} v(r) = \infty$$

La vitesse tend vers l'infini... douteux. En réalité elle tend vers une constante.

Pb: conservation de l'énergie.  $E_c \rightarrow \infty$   $E_p \rightarrow 0$   $U = cst$

=> **Il faut une source de chauffage**, pour permettre à P de travailler et nourrir  $E_c$ .

# Modèle adiabatique et polytropique



Quand  $v \gg c_s$ , les échanges de chaleur n'ont pas le temps de se faire.

On peut modéliser le vent avec:

$$PV^\gamma = cst \quad \text{soit} \quad P\rho^{-\gamma} = cst$$

On obtient les mêmes équations avec la nouvelle définition:  $c_s = \sqrt{\gamma} \frac{P}{\rho}$

On peut également envisager des équations d'état polytropique:  $PV^\alpha = cst$

# Ingrédient physiques supplémentaires



Pression de radiation sur le vent:  $\propto \frac{L}{r^2}$  (pour les étoiles massives)

Effet équivalent à une diminution de la masse de l'étoile.

Rôle du champ magnétique:

Densité de force

$$\frac{\rho}{m} q \vec{v} \times \vec{B} = \vec{J} \times \vec{B}$$

Champ magnétique plus rotation du soleil: spirale de Parker.

# Spirale de Parker

