

Quelques questions sur les vents faiblement collisionnels

G. Belmont R. Grappin S. Landi F. Pantellini R. Pinto Y. Zouganelis
(LPP, ObsParis, ObsFlorence, ObsParis, Saclay, LPP)

Introduction

Pour comprendre l'accélération du vent solaire, plusieurs modèles sont possibles:

- la description fluide (il faut donc intégrer densité, vitesse, pression, mais on peut ne pas être sûr de l'expression du flux de chaleur)
- la description cinétique (protons + électrons), qui permet de suivre les déformations de la (ou des) fonction(s) de distribution

Dans les deux cas, une *source d'énergie additionnelle* est nécessaire pour expliquer les propriétés observées (vitesse, températures, anisotropie etc...).

Cette source est supposée provenir de la dissipation des ondes qu'on simulera soit directement, soit via un *terme source* ad hoc. Cette modélisation avec terme source est a priori plus facile à faire en fluide qu'en cinétique.

Qu'est-ce qui détermine le vent: le flux de chaleur, le couplage ions-électrons? la dissipation turbulente?

Quelle fermeture adopter pour le flux de chaleur (le 3eme moment)?

Quelle forme pour le terme source d'énergie supplémentaire ?

Atelier accélération et magnétisme Meudon février 2010

Problématique mono-fluide-> bi-fluide -> cinétique

I A. mono-fluide polytrophe (Parker): rayon sonique $r^* = GM/(2Tn)$:

Plus la température et le taux d'expansion n ($B \approx 1/r^n$) sont grands, plus ça va vite.

On ne comprend pas pourquoi:

le flux de masse est le même dans les vents lents et rapides

la vitesse est lente quand le taux d'expansion n est grand (Wang-Sheeley)

I B. mono-fluide avec équation d'énergie (+source ad hoc $Q(r; H)$): c'est H qui détermine si le vent est lent ou rapide.

Comment définir un chauffage qui reproduise les relations observées?

2. Bi-fluide

$T_i \gg T_e$ dans la couronne (seuls les électrons sont refroidis par conduction)

Plus on chauffe les électrons, plus les ions sont couplés aux électrons, plus la couronne refroidit ! Ceci permet de contraindre le chauffage

A quelle condition peut-on retrouver précisément la corrélation de Wang-Sheeley?

L'expression du flux de chaleur est-elle déterminante? (proportionnelle à B ?)

3. Cinétique sans chauffage (car sans ondes)

Avec ou sans collisions, le flux de chaleur semble devenir non-collisionnel selon Hollweg même quand le Knudsen est très bas, dans ce cas l'expression de Spitzer-Harm est mauvaise partout, mais alors cela devient difficile de former la zone de transition

Qu'en est-il exactement?

4. Cinétique avec chauffage: il n'existe que des codes hybrides (électrons simplifiés) avec vent imposé (Hellinger et al.).

PLAN

1. Flux de chaleur en milieu collisionnel et non-collisionnel
2. Observations à 1 AU
3. Observations entre 0.3 AU et 5 AU
4. Le chauffage additionnel (protons, électrons)
5. Simulations cinétiques
6. Simulations fluides
7. Conclusion et plan d'expériences

Flux de chaleur

(1) Flux **collisionnel** de *Spitzer-Harm*

$$q = q_{SH} = -\kappa \partial T / \partial s$$

(s coordonnée le long du champ magnétique)

(2) Flux *faiblement collisionnel* («**saturé**») (*Luciani Mora Virmont 1983*)

Si $L_T = T / |\text{grad} T| < \text{libre parcours } \lambda$, alors $\partial T / \partial s \rightarrow \delta T / \lambda$ et $\kappa \partial T / \partial s \approx q^\circ = P v_{the}$:

$$q = \beta q^\circ = \beta P v_{the}$$

(3) Modèle **non-collisionnel** (*Hollweg 76*)

Il est basé sur une fdd dont on a tronqué une partie des vitesses négatives:

$$q \approx 3/2 \alpha P u$$

Le facteur α dépend du $\text{Mach}_e = U / v_{the}$ (diapo suivante)

Modèle non collisionnel ou saturé: observations à 1 AU

αq_{Hoi} ou βq° ?

(1) Flux non collisionnel de Hollweg 1976

$$q_{\text{Hoi}} = \frac{3}{2} \alpha P u \quad (1)$$

avec $0.1 \leq \alpha \leq 3$

α diminue avec la distance (Mach_e)

(2) Mesures à 1 AU Feldman et al 1973

(barre rouge)

$$\alpha \approx 0.2/x = 0.2 v_{\text{the}}/U$$

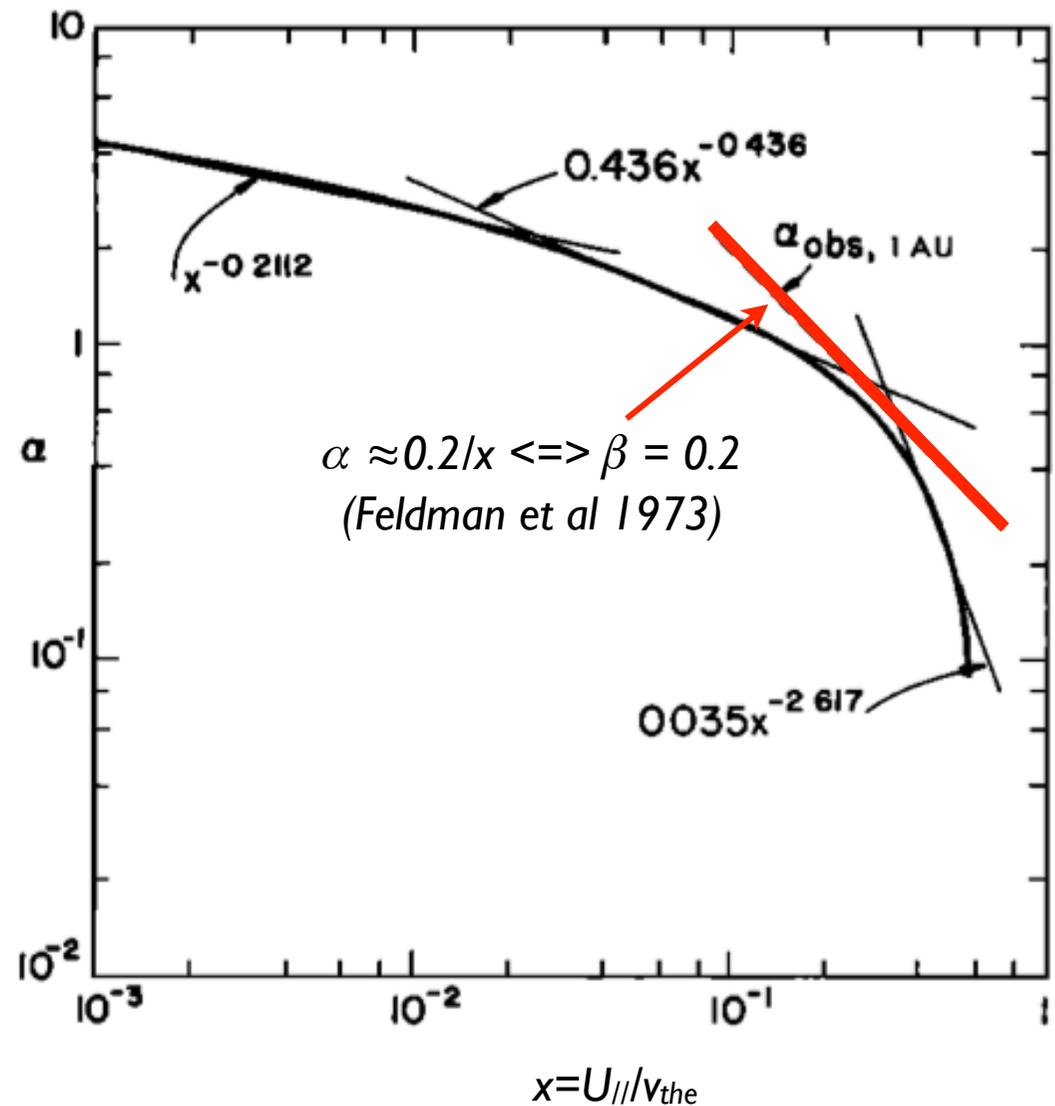
ou encore:

$$q_{\text{obs}} \approx 0.2 q^\circ \quad (2)$$

\Leftrightarrow flux saturé avec $\beta=0.2$

Conclusion: le modèle saturé ajuste mieux les données à 1 AU

Facteur α en fonction de $x=U_{\parallel}/v_{\text{the}}$ (Hollweg 76)



Observations à 1 AU (Salem et al 2003)

Flux de chaleur saturé q° :

$$q^\circ = 3/2 P_e v_{the} \quad (1)$$

avec $v_{the} = (2k_B T_e / m_e)^{1/2}$

Par définition

$$q_{SH} / q^\circ = 1.07 \lambda / L_T = 1.07 K \quad (2)$$

$K = \lambda / L_T$, avec $\lambda = v_{the} / \nu_{ee}$, $L_T = T / \partial T / \partial r$

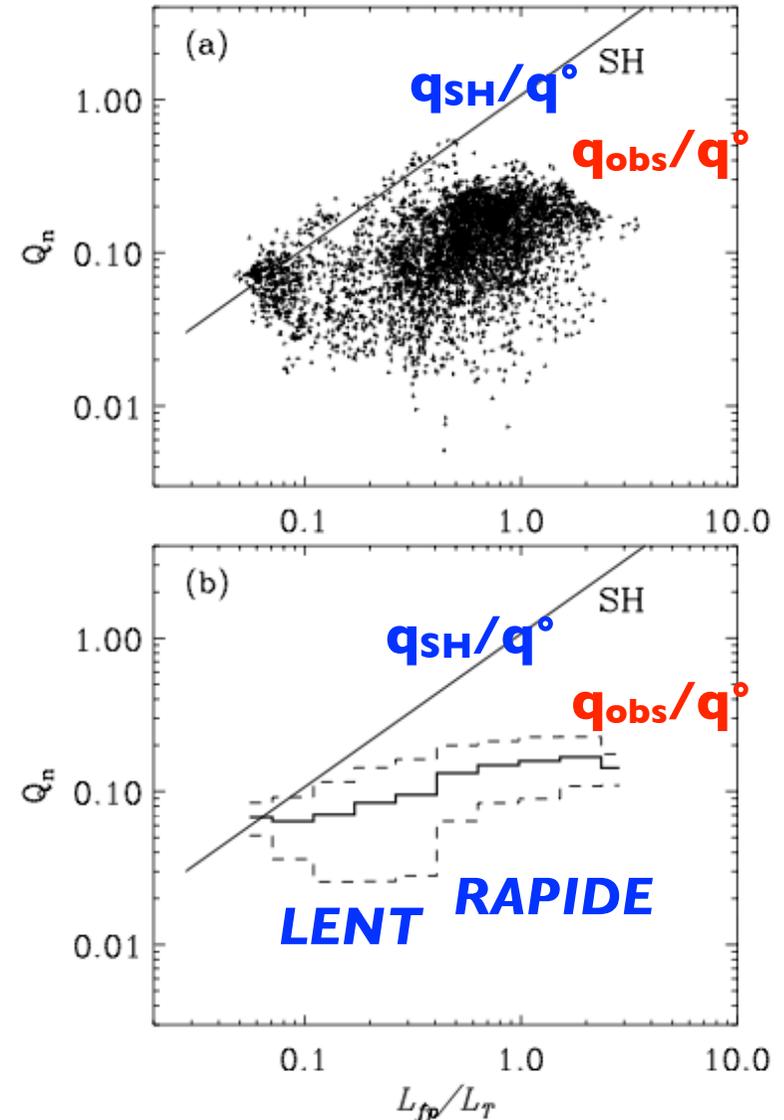
Vent lent, $K \approx 0.1 \Rightarrow q \approx q_{SH} \approx 0.1 q^\circ$

Vent rapide, $K \approx 1$ et $q \approx 0.1 q_{SH} \approx 0.1 q^\circ$

Conclusion:

Le flux saturé ajuste bien les données à 1 AU avec un coefficient presque constant (variant en moyenne entre 0.08 et 0.15 lorsque le Knudsen varie de 0.05 à 3)

50 jours de Wind: flux de chaleur normalisé



Nombre de Knudsen λ / L_T

Observations entre 0.3 et 6 AU (Helios et Ulysses)

q_e, q_{SH}, q_{Hol} (Cranmer et al 2009) + q°

NB $q_{Hol} \rightarrow q^\circ$:

$$q^\circ = \frac{3}{2} P_{v_{the}} = \frac{3}{2} P_u / (u/v_{the})$$

On utilise (Cranmer et al 2009):

$$\log T_{e[105K]} = 0.0346 - 0.43 r + 0.084 r^2$$

$U = 600 \text{ km/s}$

Conclusion:

$q \approx 0.2 q^\circ$ raisonnable

$q \approx q_{Hol}$ ($\alpha = 1.05$) **meilleur**

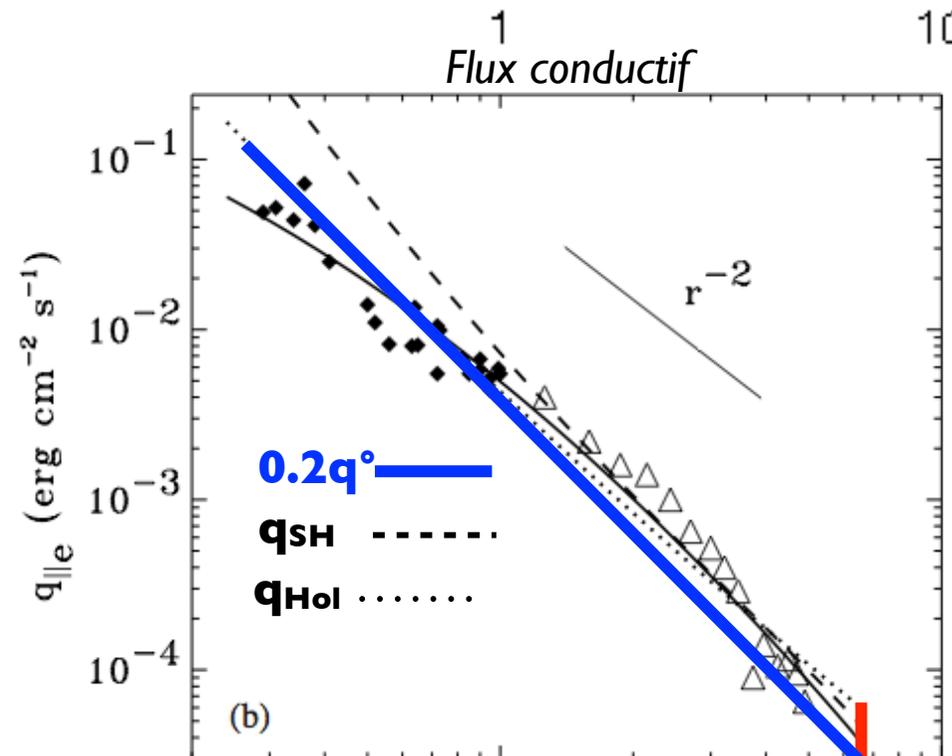
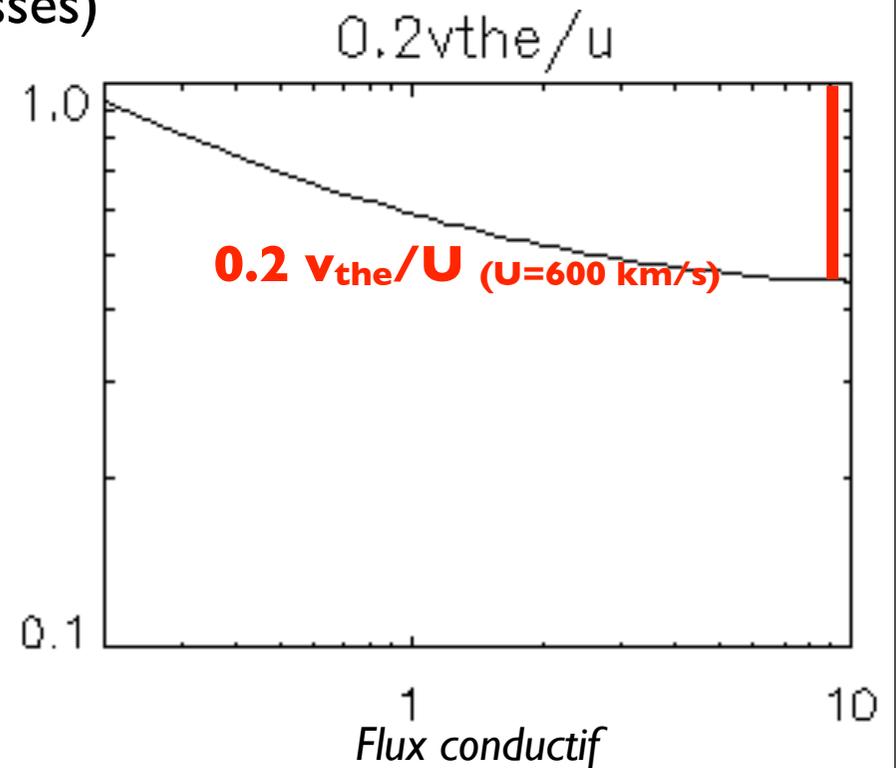
$q \approx q_{SH}$ mauvais si $r < 1 \text{ AU}$ (mais incertitudes sur le calcul !)

Remarques:

a) Flux Hollweg: α devrait valoir 2 et non 1 d'après Hollweg 1976 avec $0.2 < \text{Mach}_e < 0.4$!

b) flux mesuré: *parallèle* ou *radial*? Si flux parallèle \Rightarrow facteur $\cos \Phi$ varie avec r et λ

c) flux Spitzer-Harm: facteur $\cos^2 \Phi$!



Chauffage supplémentaire Q_p, Q_e ? (Cranmer et al 2009)

Chauffage déterminé par les observations
(mais U paramètre ajustable)

$$Q_p = 3/2(u \partial/\partial r P_p + 5/3 P_p \text{div} u)$$

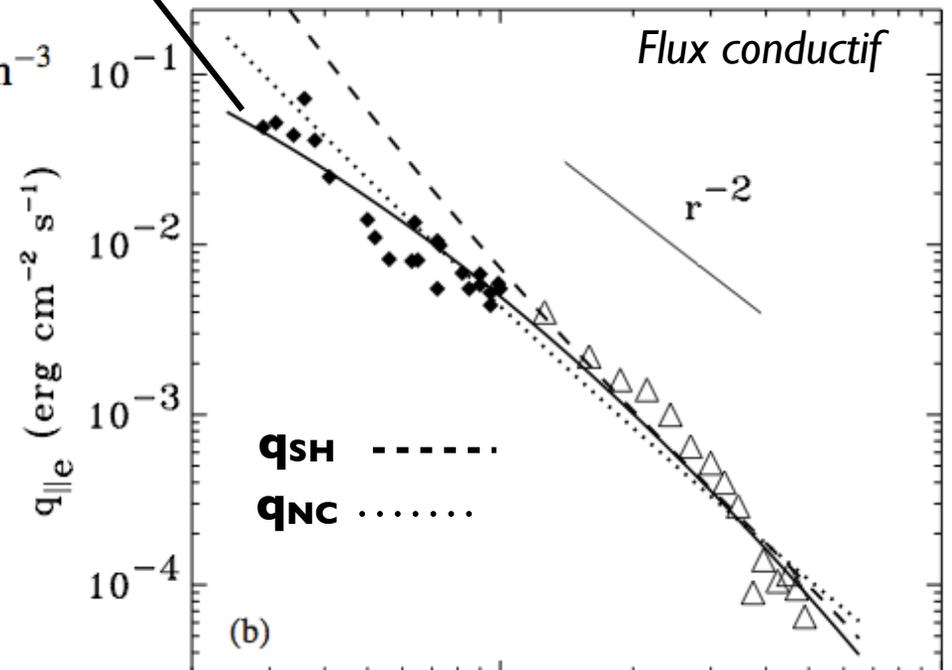
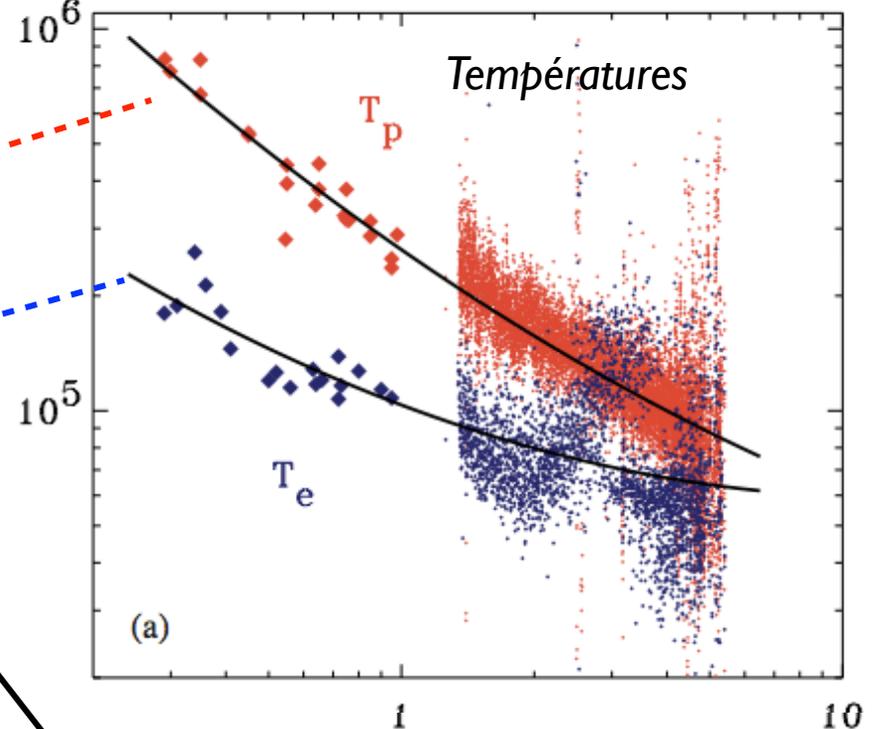
$$Q_e = 3/2(u \partial/\partial r P_e + 5/3 P_e \text{div} u) + (1/r^2) d/dr (r^2 q_e)$$

u = paramètre ajustable (600-800 km/s)

Résultat pour les protons:

$$Q_p \approx 3.42 \times 10^{-16} \left(\frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^{-3.5} \left(\frac{u}{700 \text{ km s}^{-1}} \right) \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$$

Vent solaire rapide, Helios & Ulysses



$$Q_p, Q_e \text{ (Cranmer et al 2009)}$$

On en déduit $Q_p, Q_e =$ chauffage protons et électrons selon hypothèse sur U

On donne aussi le chauffage «turbulent» Q_{turb} en r^{-4} , selon choix $\lambda =$ échelle intégrale

NB Dérivation chauffage turbulent en $1/r^4$

$$Q_{\text{turb}} = \rho Z^3 / \lambda$$

$$\text{avec } Z^3 \approx z^{+2} z^- \approx C z^{+3}$$

$$\lambda \approx r^{1/2} \quad (1) \text{ (Bruno Dobrowolny 86)}$$

$$z^\pm \approx r^{-1/2} \quad (2) \text{ (WKB)}$$

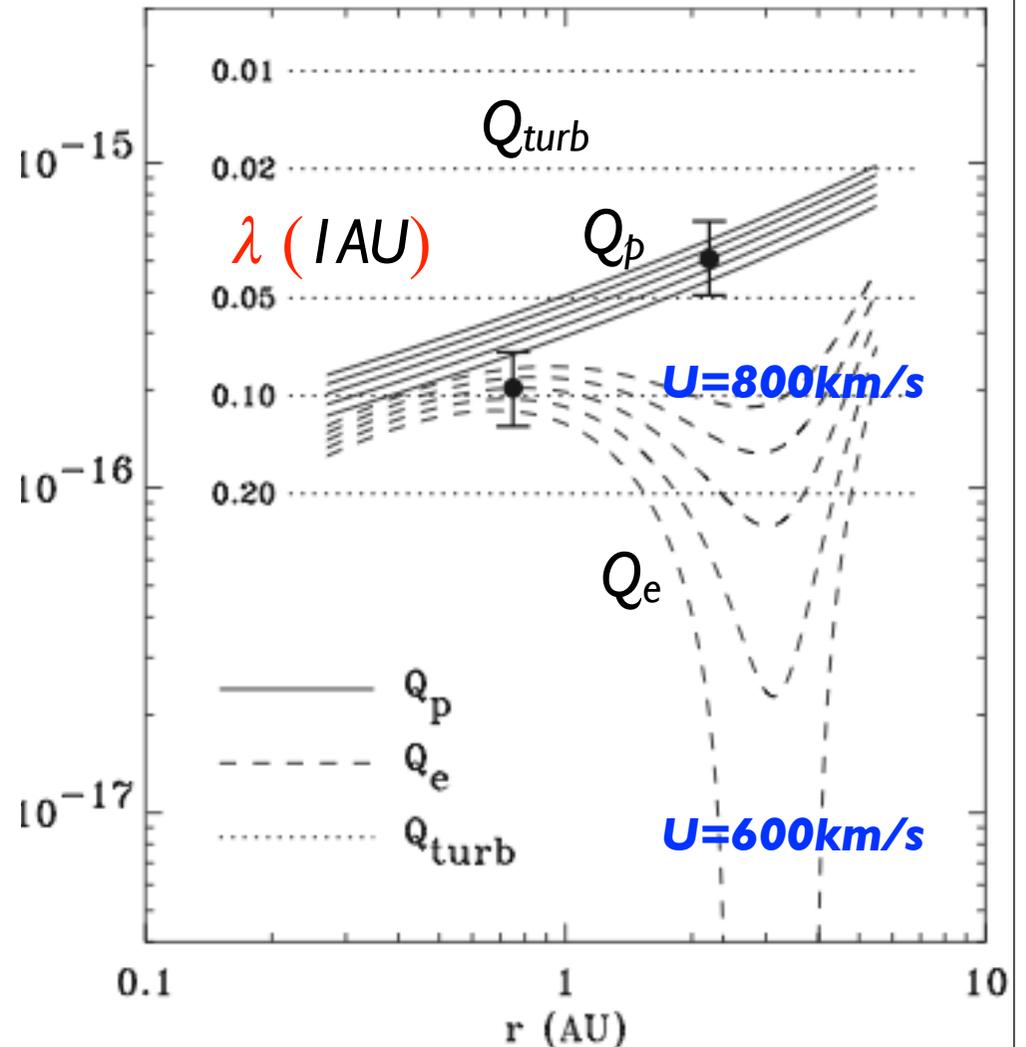
$$\rho \approx r^{-2} \quad (3)$$

$$C \approx \text{cste} \quad (4)$$

$$\text{d'où } Q_{\text{turb}} \approx r^{-4}$$

cf. Verma et al 95, Vasquez et al 2007

$$Q_p \text{ et } Q_e \times (R/\text{IAU})^4$$



Simulation cinétique avec collisions mais sans sources (Landi Pantellini 2003)

Modèle à N corps 1D, les «particules» sont des coquilles sphériques) part de la base coronale, il n'y a pas de chauffage autre que le chauffage conductif.

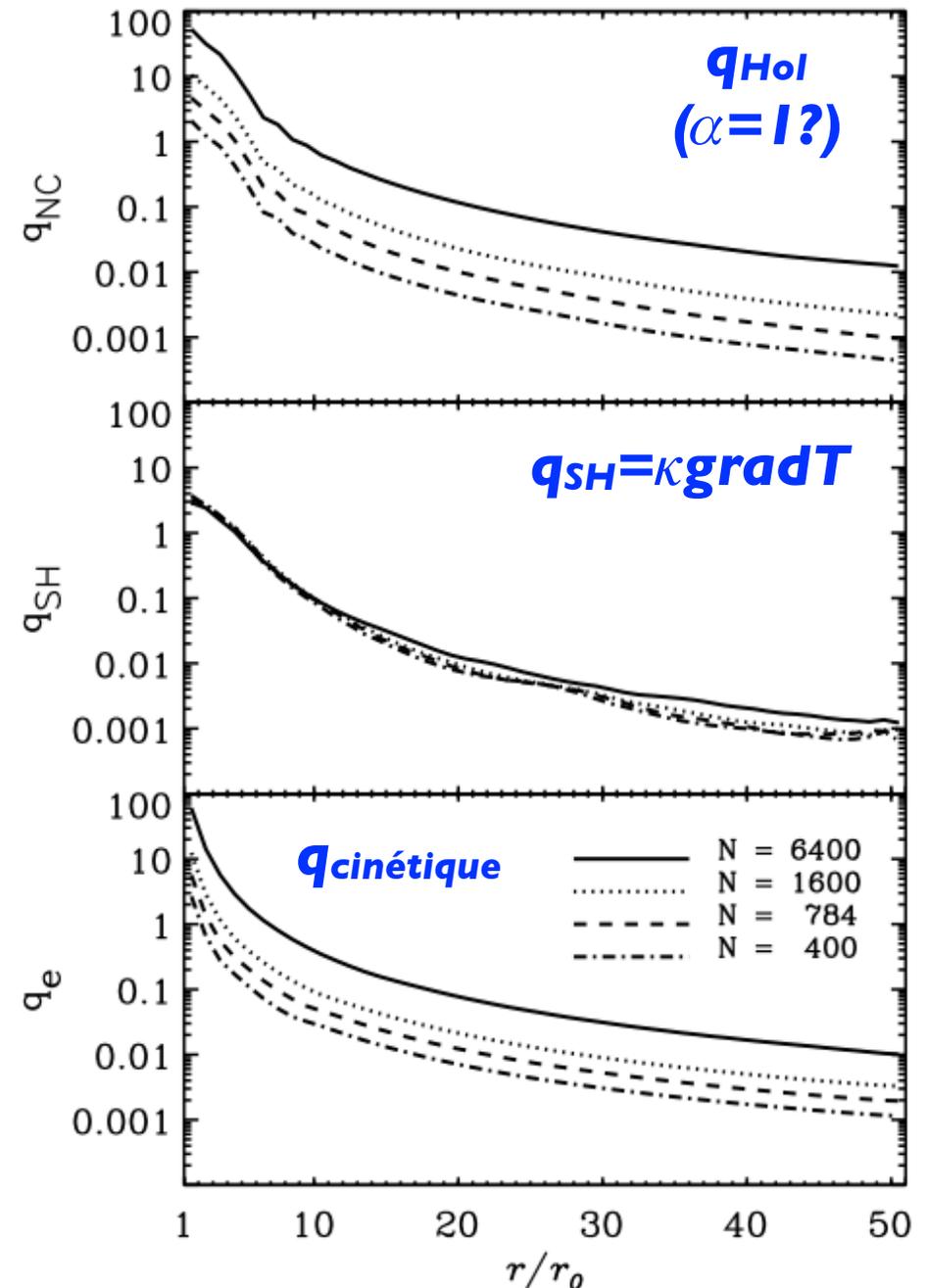
Le résultat dépend des conditions aux limites et surtout de la densité de macro-particules

Conclusion:

$q \approx \alpha Pu$ avec α constant, sauf dans la couronne

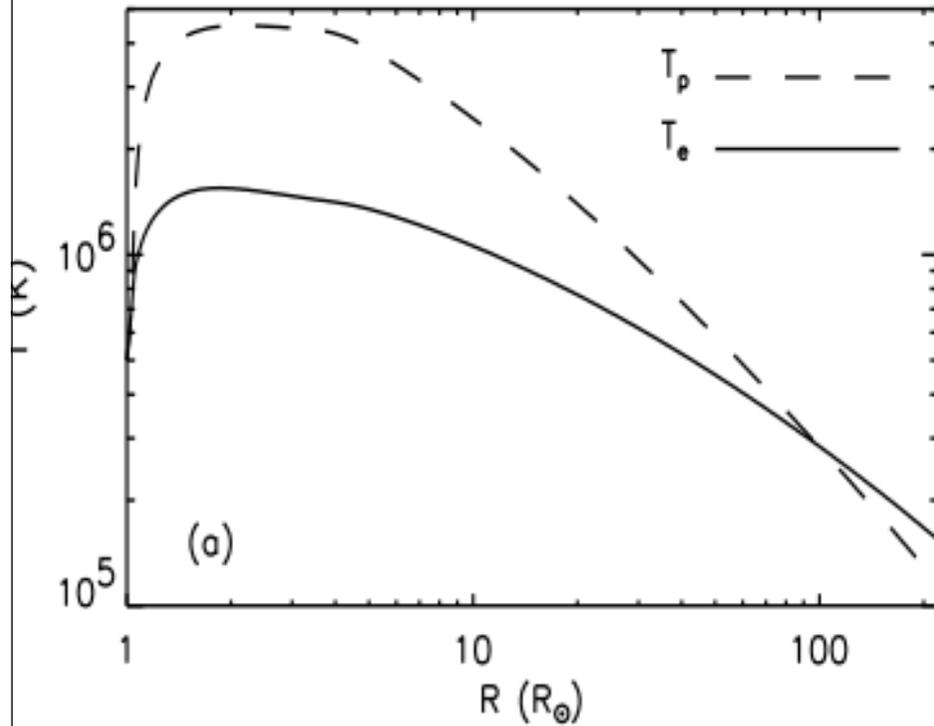
NB L'unité r° n'est pas 1 rayon solaire?

2 le Knudsen est très faible partout (≈ 0.01) ce qui indique que le modèle est assez collisionnel, alors pourquoi le flux est-il si différent de SH?

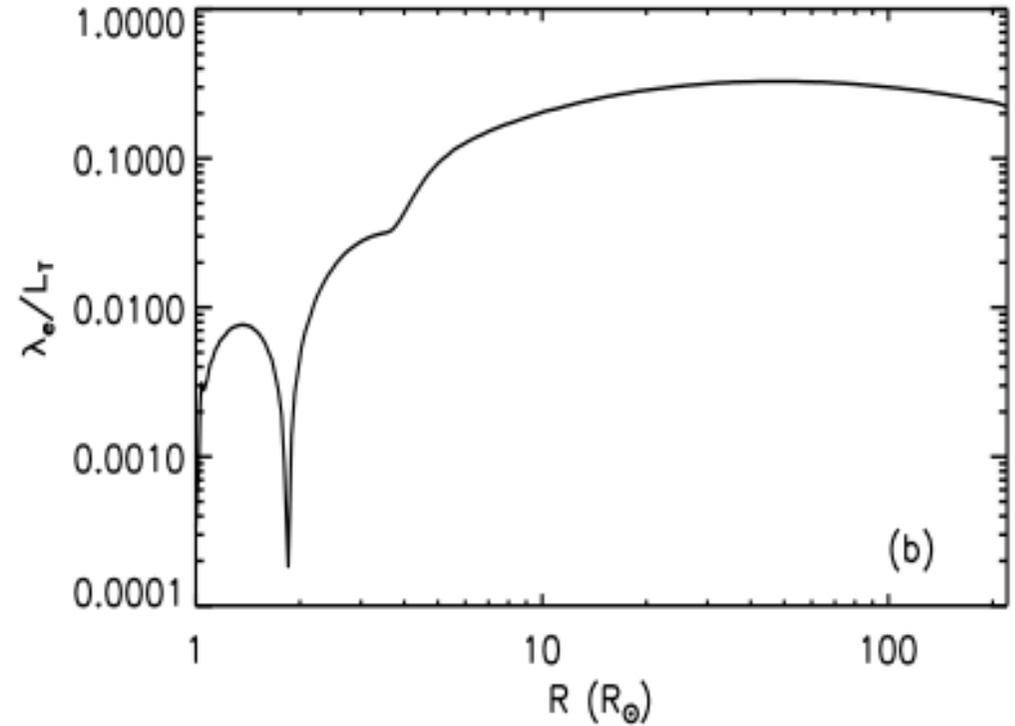


Simulation bi-fluide depuis la base coronale avec flux saturé (Ko Groth 1999)

T_i et T_e



Knudsen



Expansion forte, départ base coronale 10^8cm^{-3} , 0.5MK

$Q_e/Q_i = 0.3$ (fixé)

Modèle de flux de chaleur saturé:

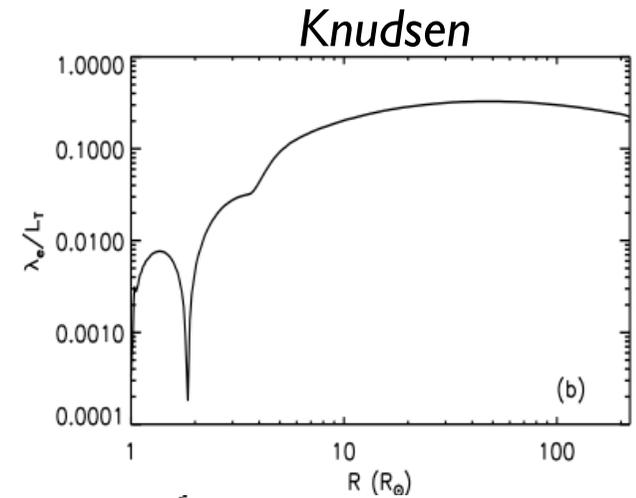
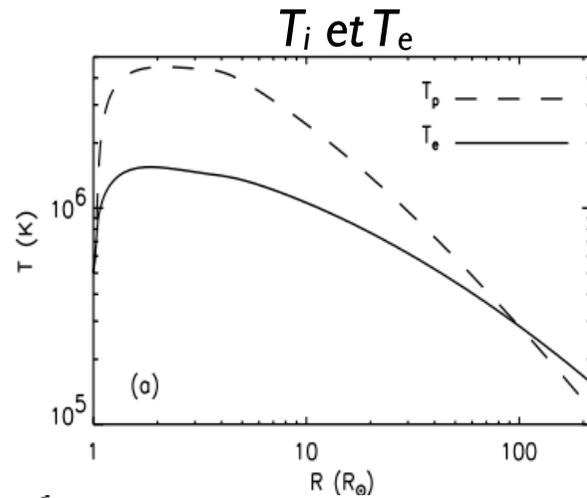
avec Φ ajustable

$$\mathbf{q} \approx \Phi \mathbf{q}^\circ = \Phi \mathbf{P} \mathbf{v}_{\text{the}}$$

NB «*Although solar wind electrons have no strong effect on the bulk flow properties*, ... ce n'est pas vrai si on inclut la zone de transition !

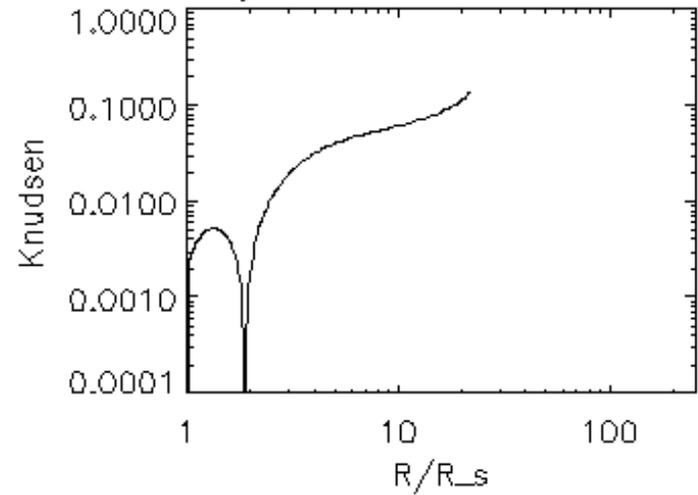
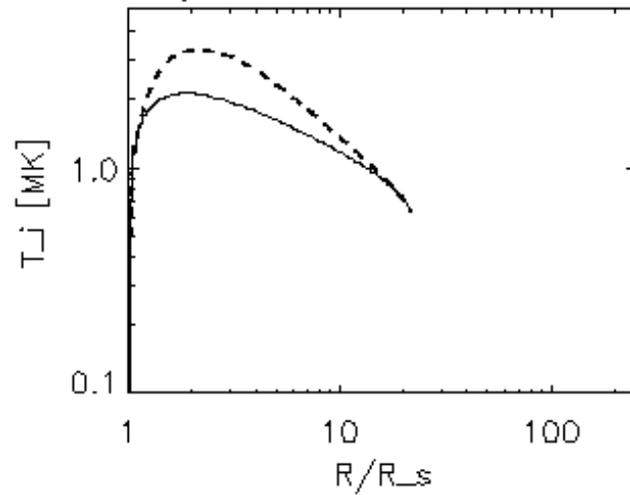
Comparaisons entre simulations bi-fluides

1) Ko Groth 1999
 $Q_e = 0.3Q_i$, base coronale à 0.5MK

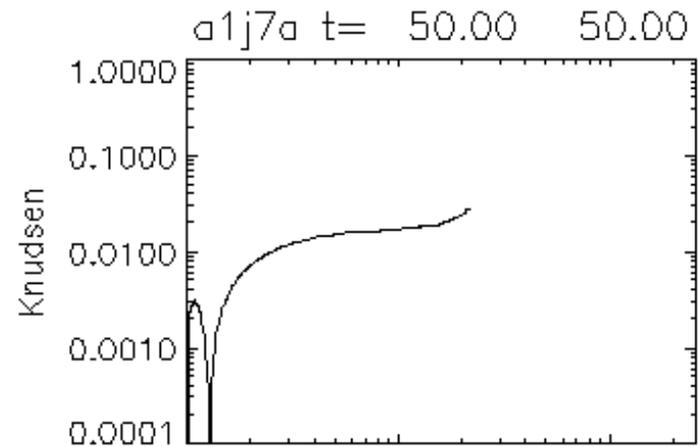
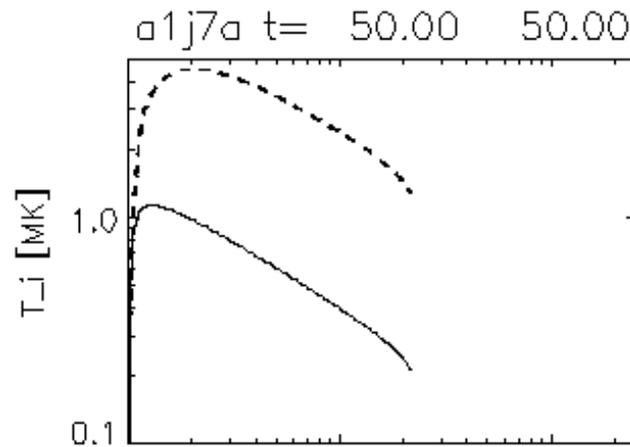


2) Grappin Pantellini 2010
 base photosphérique (VPE)

$$Q_e = Q_i$$

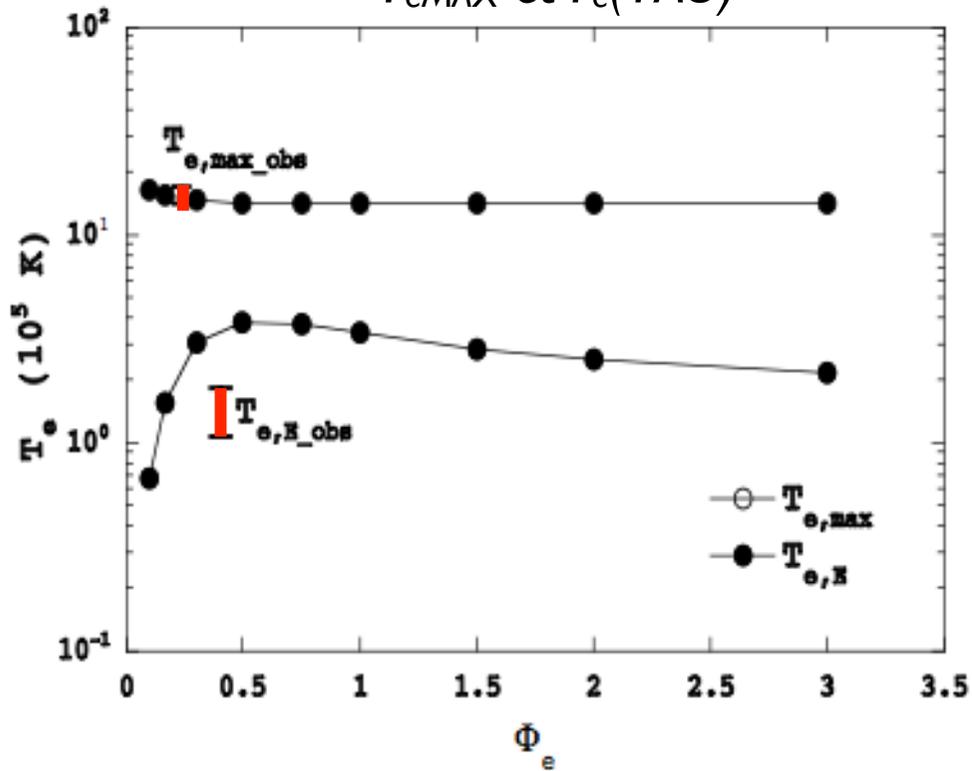


$$Q_e = 0$$

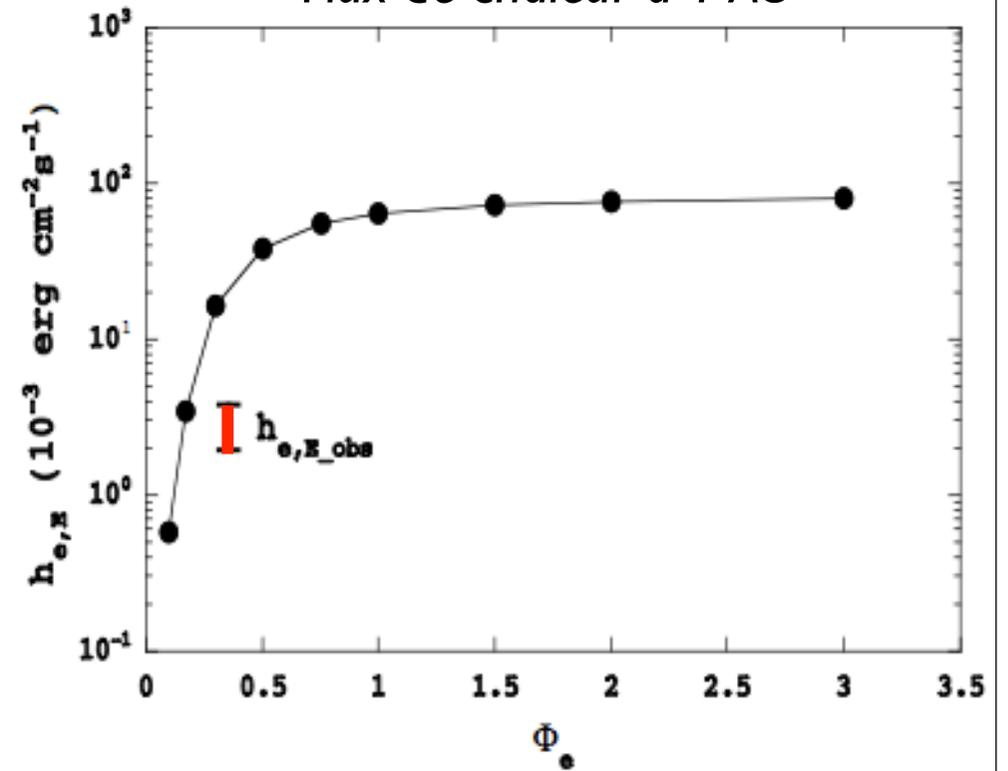


Comparaison avec les observations => contrainte sur le facteur Φ (Ko Groth 1999)

T_{eMAX} et $T_e(IAU)$



Flux de chaleur à 1 AU



$\Rightarrow q \approx \Phi P v_{the}$

$\Phi \leq 0.2$ imposé par les trois contraintes observées: T_{eE} , T_{emax} , $q_{e,E}$

Simulations mono-fluide (VP): le choix du chauffage

Chauffage étendu sur $1 R_s \Rightarrow$ **interplume**
+ chauffage bas \Rightarrow **plume** dense à vent lent

1) chauffage étendu sur $H \approx 1 R_s : Q \propto \exp(-(r-R_s)/H)$

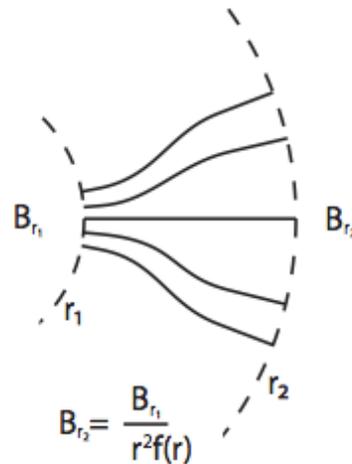
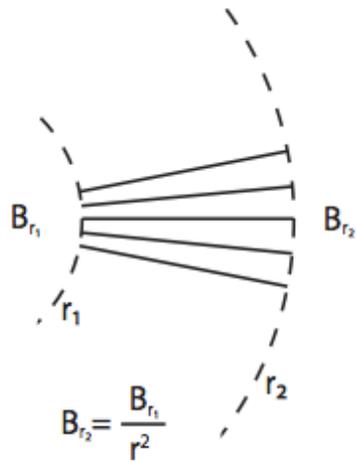
2) chauffage **bas** : $Q \propto B$

Expansion B forte

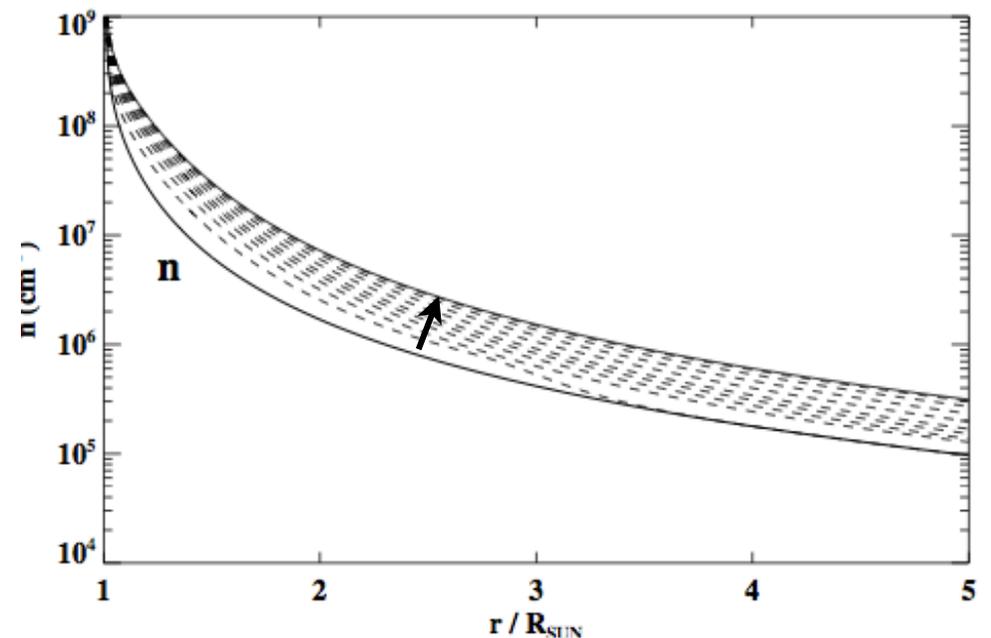
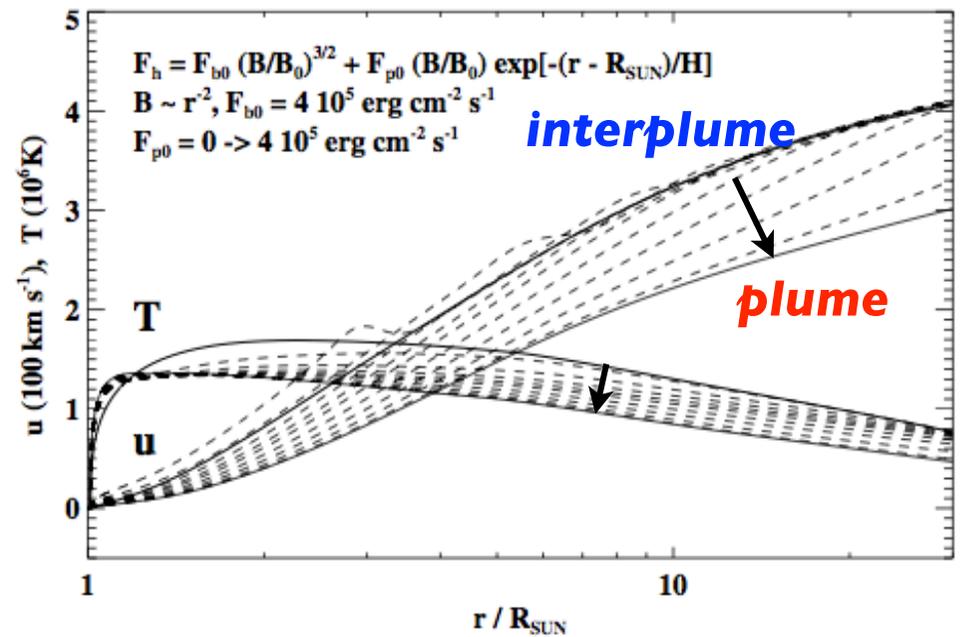
\Rightarrow échelle hauteur faible \Rightarrow vent lent

\Rightarrow loi de Wang-Sheeley:

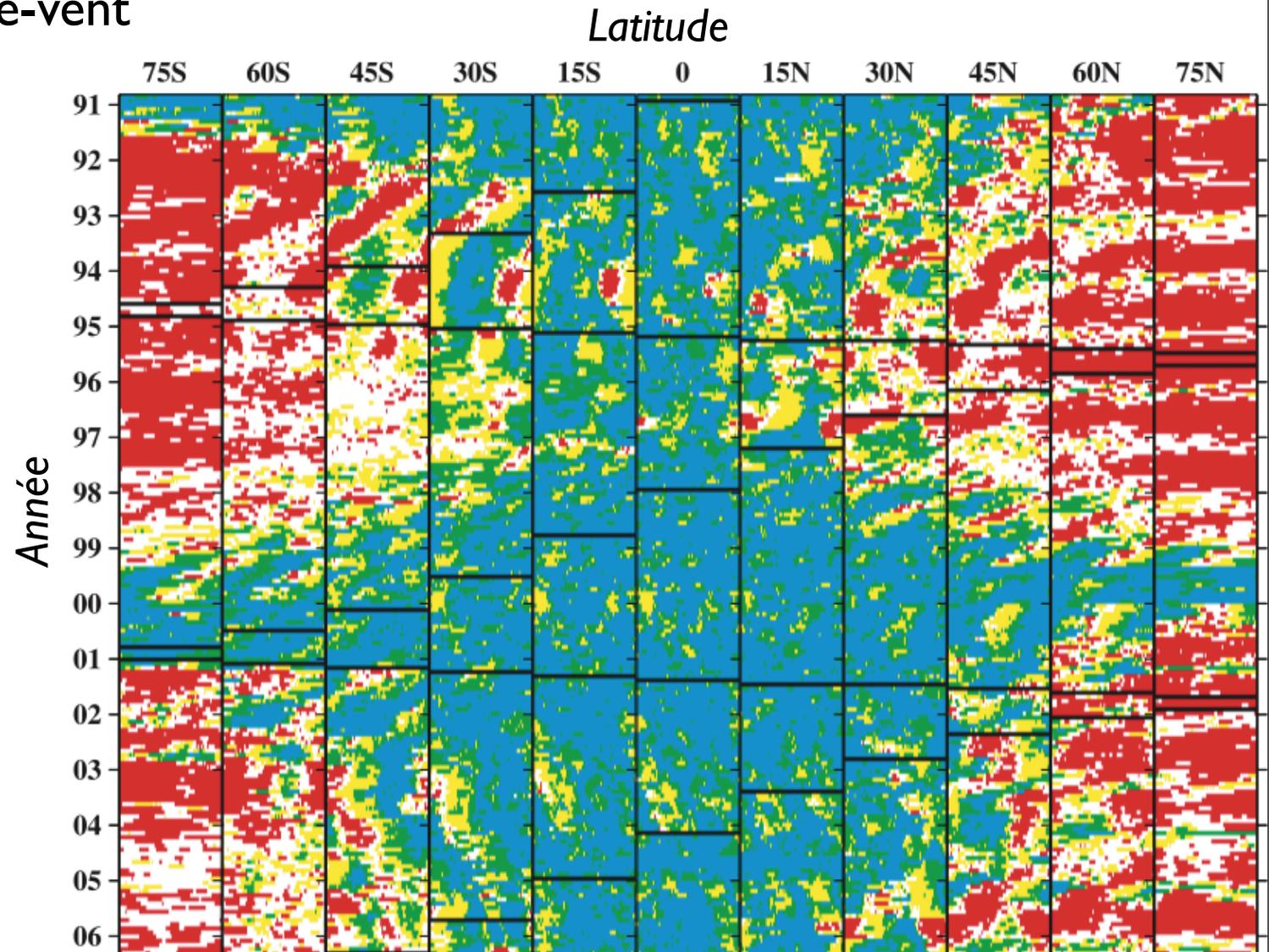
anticorrélation expansion B - vitesse U



Transition interplume \Rightarrow plume via chauffage $\propto B$



Couplage dynamo solaire-vent



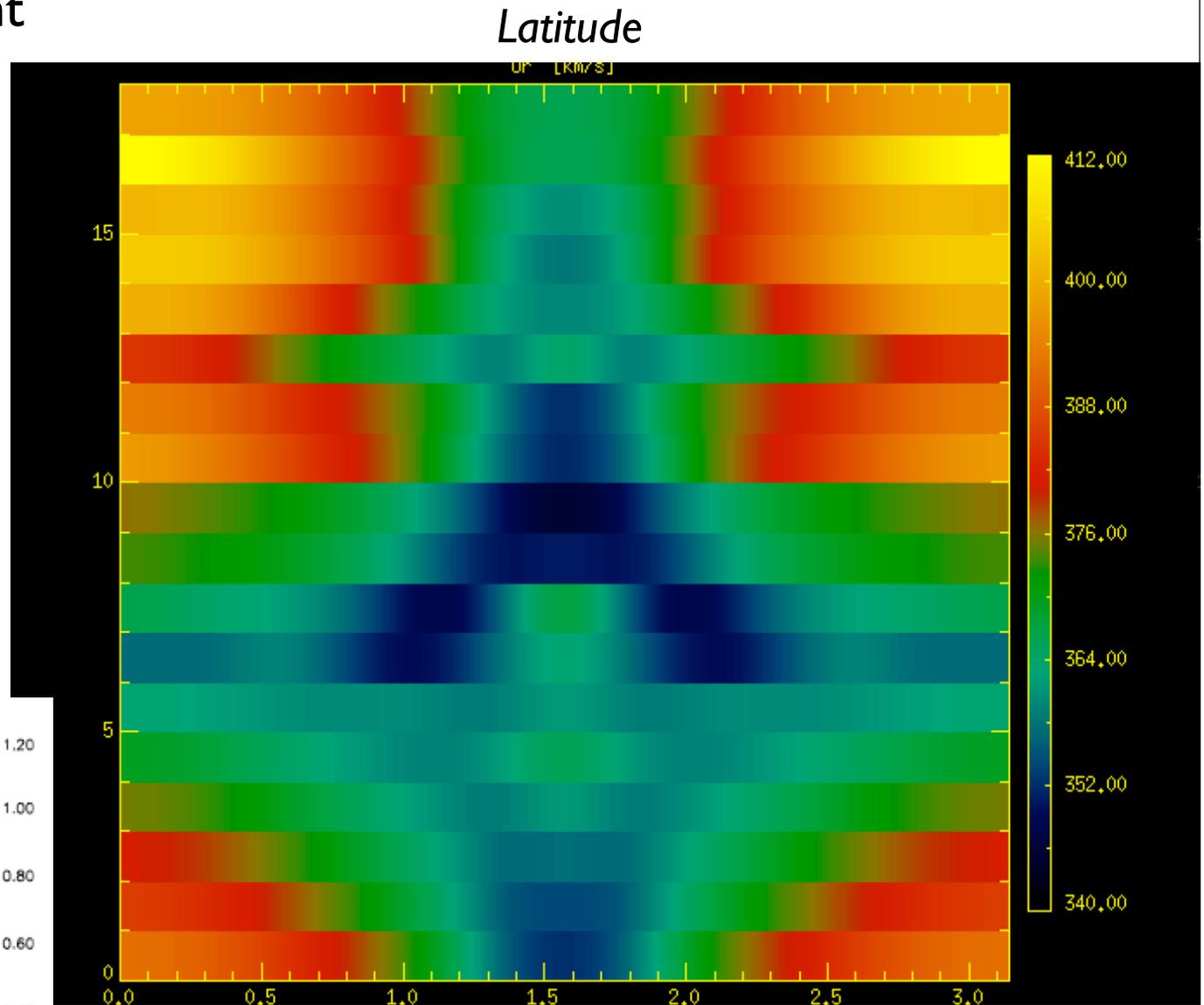
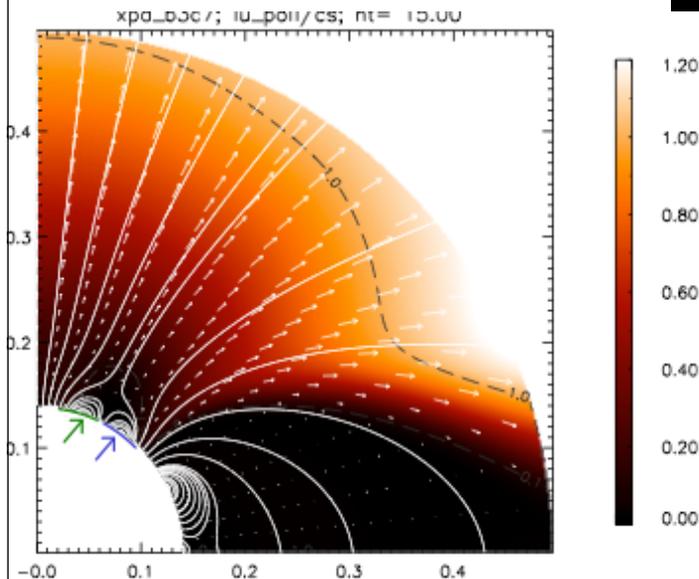
*Vitesse du vent prédite par la relation de Wang-Sheeley à partir
des mesures de taux d'expansion magnétique solaire*

Couplage dynamo solaire-vent

Entrée: résultats sur un cycle solaire d'une dynamo alfa-omega 2D axisymétrique \Leftrightarrow champ magnétique potentiel atmosphère solaire

Sortie: vent + champ magnétique modifié par induction

Année



Vitesse du vent prédite par un modèle isotherme à partir du modèle dynamo solaire de Sacha Brun-Laurène Jouve

Observations (indirectes) de la relation chauffage-champ magnétique

Dans les trous coronaux

polaires on trouve **aussi** $Q \propto B$
(Riley et al 2010):

a) $B_r \approx n$ (Ulysses vents polaires)

b) $B_{\text{trou coronal}} \approx B_r$
Ulysses

c) $n_{\text{vent}} \approx Q$ (simulations 1D)

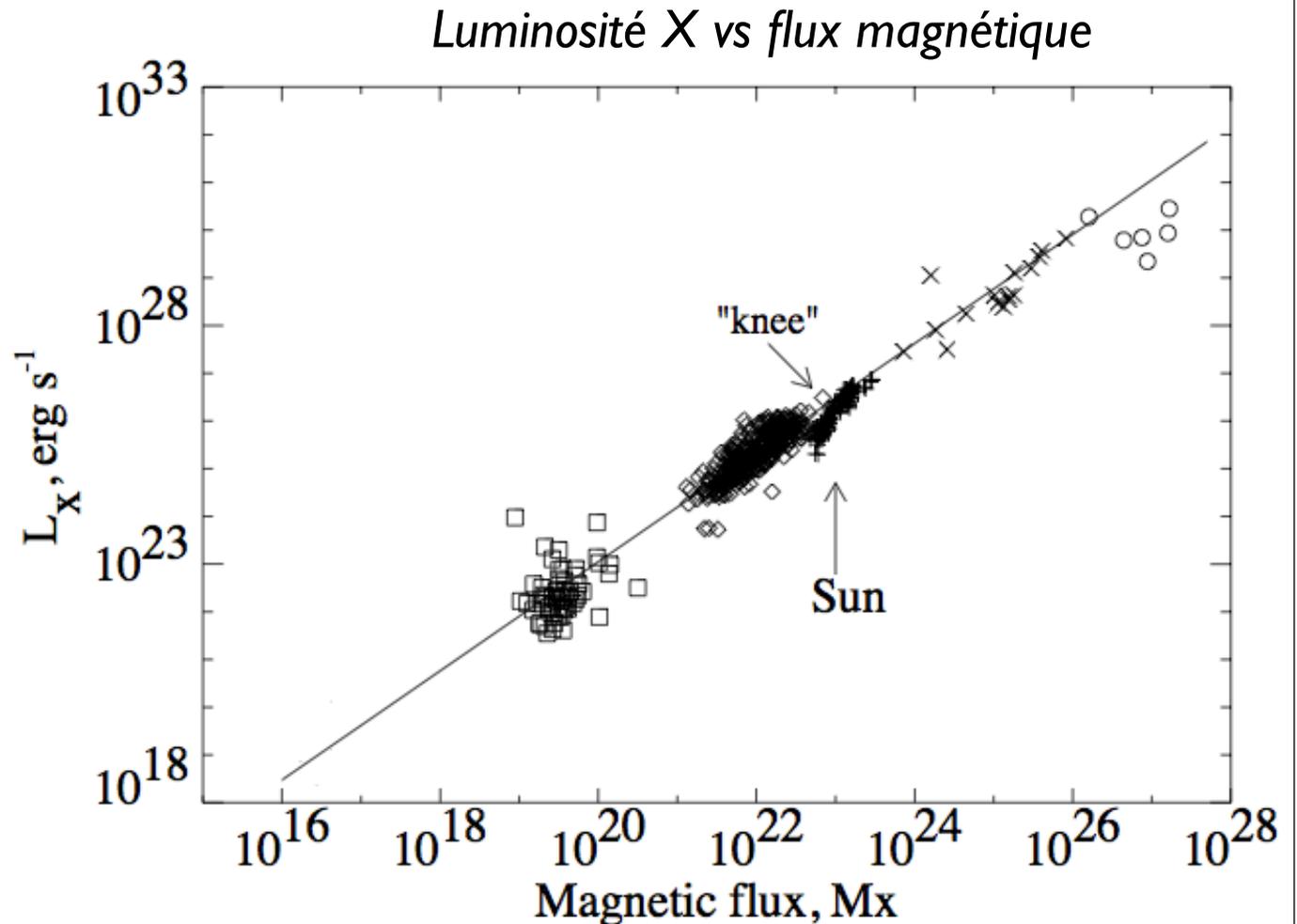
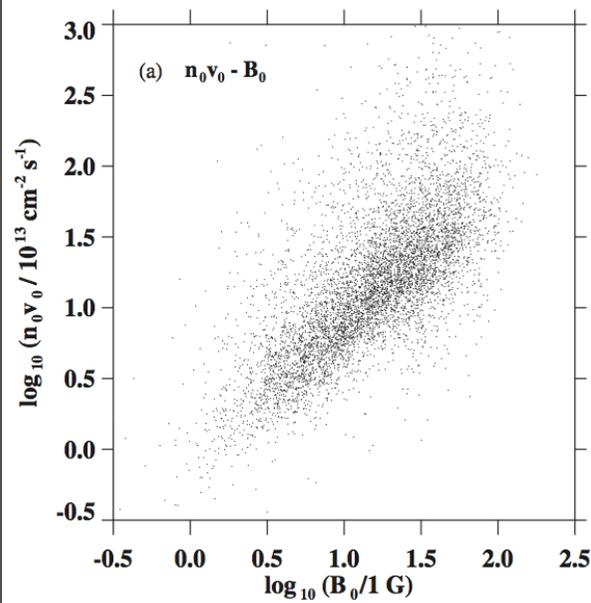


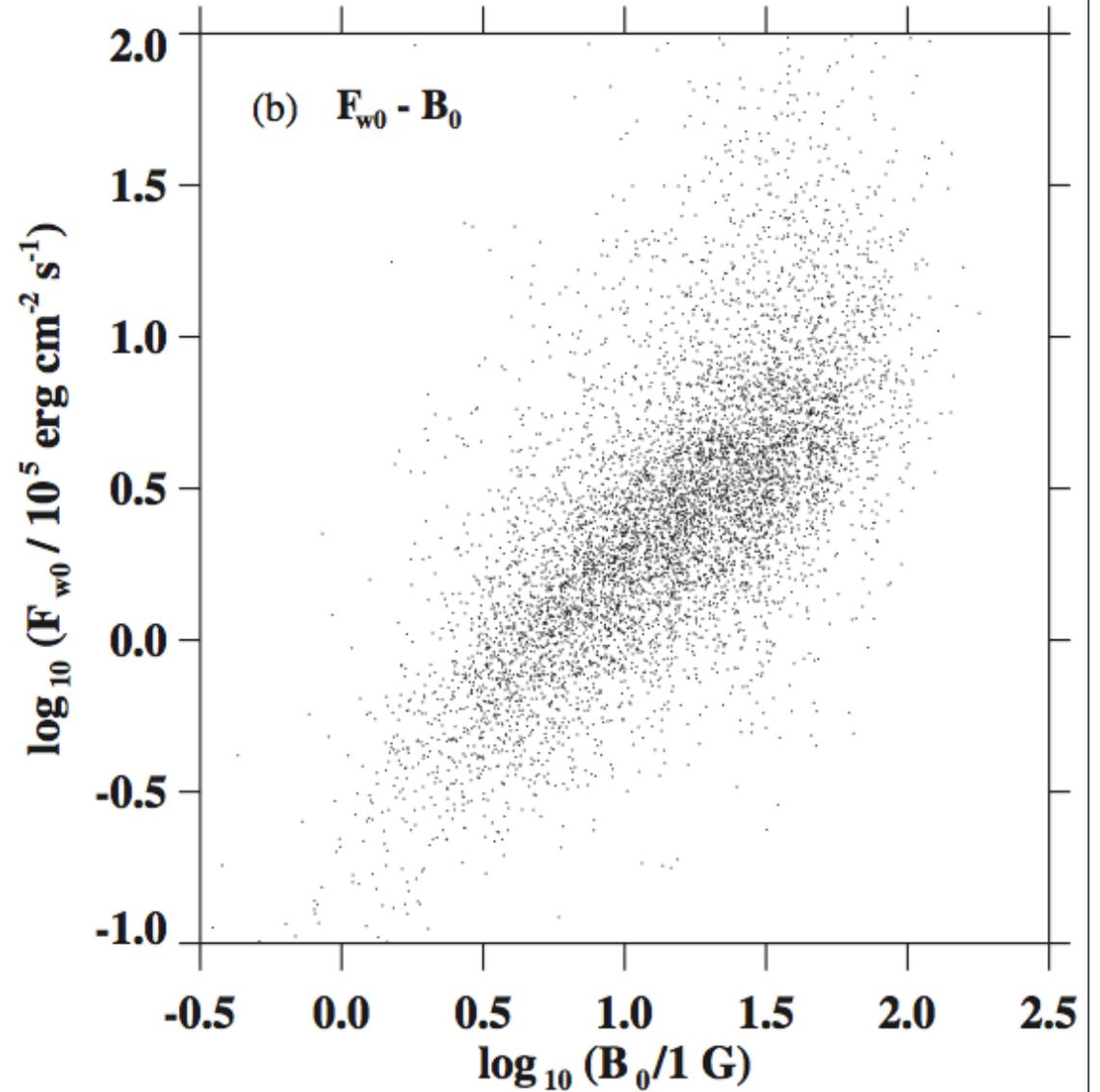
FIG. 1.—X-ray spectral radiance L_X vs. total unsigned magnetic flux for solar and stellar objects. *Dots*: Quiet Sun. *Squares*: X-ray bright points. *Diamonds*: Solar active regions. *Pluses*: Solar disk averages. *Crosses*: G, K, and M dwarfs. *Circles*: T Tauri stars. *Solid line*: Power-law approximation $L_X \propto \Phi^{1.15}$ of combined data set.

Relation chauffage-champ magnétique

(Wang Robbrecht Sheeley 2009)



Flux de base vs Champ de base



Conclusion

Questions (trop) ambitieuses:

- a) a-t-on vraiment besoin du chauffage dû à la dissipation des ondes? ou bien l'augmentation de température dans la couronne et l'accélération qui suit est-elle simplement le résultat d'un processus de filtrage ? (Cranmer et al 2009 répondent que NON, mais ils utilisent des données *très hétérogènes*)
- b) les instabilités présentes dans le vent provoque des couplages forts non-collisionnels, par exemple entre T_{\perp} et T_{\parallel} , absents dans les modèles cinétiques simplifiés. Y a-t-il d'autres couplages, par exemple entre T_p et T_e , dûs aux ondes?

Questions moins ambitieuses (à l'échelle de quatre jours):

- a) comparer les flux de chaleur des modèles cinétiques avec différentes fonctions de distribution
- b) inclure différentes expressions pour les termes de chauffage et les flux de chaleur dans les modèles fluides et comparer à des calculs existants et les contraintes observationnelles

Conclusion (2): Questions et modèles

I. Codes cinétiques

IA Code N-corps ID (code «LP», S.Landi+ P. Pantellini)

Les particules sont des coquilles sphériques, les fréquences de collisions suivent l'approximation de Fokker-Planck, permet d'étudier la déformation des fonctions de distribution et tous les moments, PAS de terme source

IB Code Vlasov stationnaire («exosphérique», Y. Zouganelis)

=> comparer directement les deux codes, spécialement le flux de chaleur, et les expressions classiques (q_{SH} et q_{Hol}) [+ introduire B? + introduire maximum de température via chauffage extérieur?]. Partir de distribution en bas de la couronne a) Kappa b) maxwelliennes

2. Codes fluides ID

2A (code «VP», R. Pinto + R. Grappin)

Génère la zone de transition chromosphérique et le vent. Etudier l'effet d'un chauffage extérieur proportionnel à B^A

=> comparer aux relations luminosité-B et relation vitesse-expansion du champ.

2B. Code bi-fluide ID (code «VPE» R. Grappin + F. Pantellini)

Températures proton et électrons couplées

=> contraindre chauffage et/ou expression conduction des électrons pour retrouver températures et flux conductifs. (cf. Ko et Groth 1999).