

Disques, Jets et Champs Magnétiques -II

Jonathan Ferreira

Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble

Collaborateurs:

P. Garcia (Portugal), C. Dougados (LAOG)

S. Cabrit (Obs. Paris), F. Casse (Pays-Bas)



Plan du cours II

1. La MHD et les SMAE

1. Des équations MHD multifluides à celles à 1 fluide
2. Approche magnétostatique des SMAE
3. Approche MHD: invariants des jets, difficultés
4. Simulations numériques ?

2. Solutions auto-similaires

1. Méthode, résultats
2. Validation par simulations numériques
3. Comparaison aux observations: méthode, résultats

3. Les disques d'accrétion (conditions dans les 2-3 au centraux)

1. La MRI
2. La « zone morte »: existence, fraction d'ionisation des disques, rayons X
3. Valeurs et gradients de grandeurs dans une SMAE

I- La Magnétohydrodynamique (MHD)

Hypothèse: plusieurs espèces en présence suffisamment couplées collisionnellement (fluides: $l_{\text{coll}} \ll l \sim n^{-1/3} \ll R$)

$$\rho_\alpha \frac{D\vec{v}_\alpha}{Dt} = -\vec{\nabla} P_\alpha - \rho_\alpha \vec{\nabla} \Phi_G + \sum_\beta \vec{F}_{\beta\alpha} + n_\alpha q_\alpha (\vec{E} + \vec{v}_\alpha \wedge \vec{B})$$

$$\sum_{\alpha,\beta} \vec{F}_{\alpha\beta} = \vec{0}$$

Fluide moyen:

$$\rho = \sum_\alpha n_\alpha m_\alpha$$

$$\rho \vec{u} = \sum_\alpha m_\alpha n_\alpha \vec{v}_\alpha$$

$$P = \sum_\alpha n_\alpha k_B T$$

$$\vec{J} = \sum_\alpha n_\alpha q_\alpha \vec{v}_\alpha$$

Hypothèses:

Couplage suffisant:

$$\|\vec{v}_\alpha - \vec{u}\| \ll \|\vec{u}\|$$

$$T_\alpha = T$$

Electroneutralité locale:

$$\sum_\alpha n_\alpha q_\alpha = 0$$

=> Equations du « fluide moyen »

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{u} = 0$$

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = -\nabla P - \rho \nabla \Phi_G + \vec{J} \wedge \vec{B}$$

$$\vec{J} \wedge \vec{B} = (1 + X)(\vec{F}_{in} + \vec{F}_{en})$$

$$X = \rho_i / \rho_n$$

Aspects magnétiques: approx MHD

Equations de Maxwell:

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0$$

$$\nabla \wedge \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho_*}{\epsilon_0}$$

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

=> Conservation de la charge

$$\frac{\partial \rho_*}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{J} = 0$$

=> Théorème de Poynting

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{S}_{MHD} = -\vec{J} \cdot \vec{E}$$

$$W = W_e + W_m = \epsilon_0 E^2 / 2 + B^2 / 2\mu_0$$

$$\vec{S}_{MHD} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0}$$

Loi de Faraday: $E/B \sim L/T \sim U \Rightarrow$ « courants de déplacement » en $(U/c)^2$

\Rightarrow J est le rotationnel de B

\Rightarrow Lignes de courant fermées (régime permanent)

$\Rightarrow W \sim W_m$ (énergie dans E est $\sim (U/c)^2$)

$$\vec{J} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \wedge \vec{B}$$

Comment calculer E ?

Loi d'Ohm généralisée

Electrons très légers: inertie du fluide moyen = ions (et neutres)
 ⇒ Aux échelles de temps utiles, les e⁻ se sont déjà ajustés.

$$\vec{0} = -\nabla P_e + \sum_{\beta} \vec{F}_{\beta e} - en_e(\vec{E} + \vec{v}_e \wedge \vec{B})$$

Loi d'Ohm:

$$\vec{E} + \vec{u} \wedge \vec{B} = \eta \vec{J} + \frac{\vec{J} \wedge \vec{B}}{en_e} - \left(\frac{\rho_n}{\rho}\right)^2 \frac{(\vec{J} \wedge \vec{B}) \wedge \vec{B}}{m_{in} n_i \nu_{in}} - \frac{\nabla P_e}{en_e}$$

Résistivité Ohmique Effet Hall Diffusion ambipolaire Effet de Pe

Lorsque $\rho_n \ll \rho$, on obtient loi d'Ohm usuelle $\vec{E} + \vec{u} \wedge \vec{B} = \eta \vec{J}$

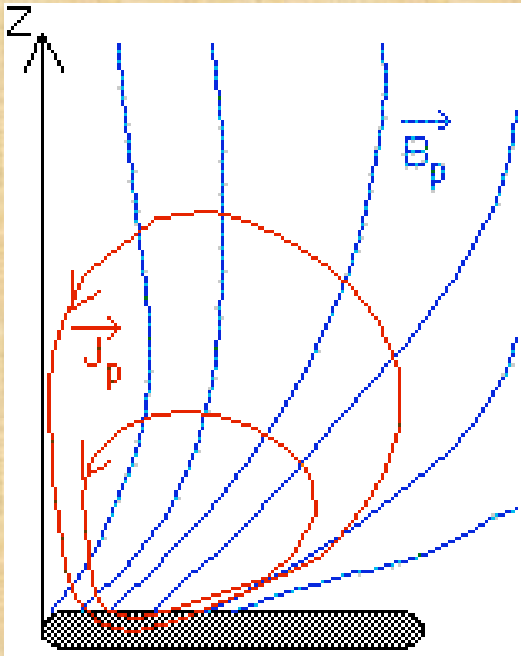
⇒ **Equation d'induction du champ magnétique**

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \wedge (\vec{u} \wedge \vec{B}) - \nabla \wedge (\nu \nabla \wedge \vec{B})$$

MHD idéale:

$$R_m = L U / \nu \gg 1$$

Magnétostatique (1)



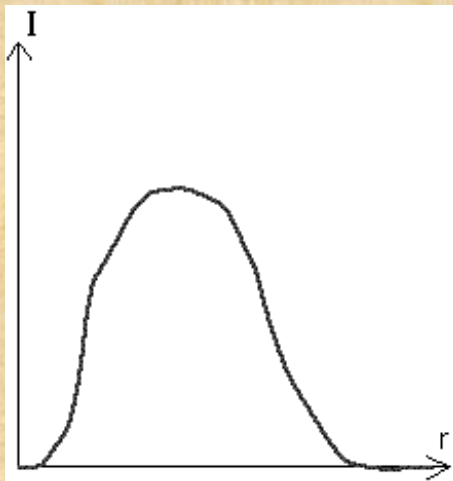
MHD idéale: physique des Jets

Collimation due au « hoop-stress » (champ toroidal) Heyvaerts & Norman 89, Okamoto 01

- Dépend de distribution $I(r)$ *asymptotique*
- Il existe nécessairement des surfaces non confinées

J calculé via $\text{rot } B$?

Source du courant ?



MHD Résistive: physique du disque

- Courants induits par rotation
- $I(r)$ dépend de la zone d'accélération
- Distribution globale du courant (fermeture)

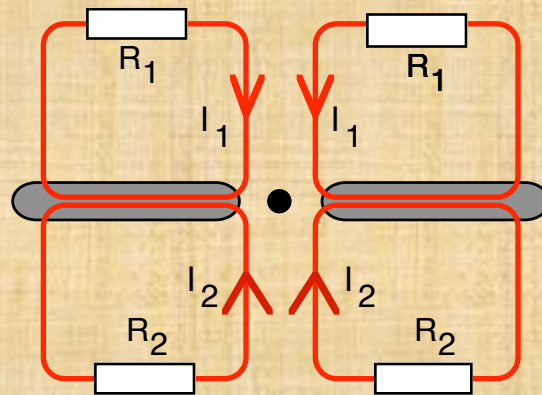
Magnétostatique (2)

Roue de Barlow (loi de Faraday)

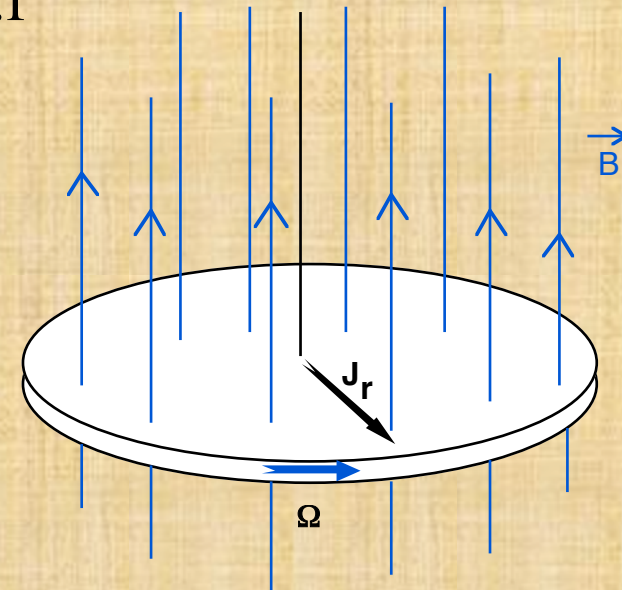
1) Rotation + Champ Magnétique => e.m.f

$$e = \int \Omega r B_z dr$$

2) e.m.f => courant électrique (2 circuits)



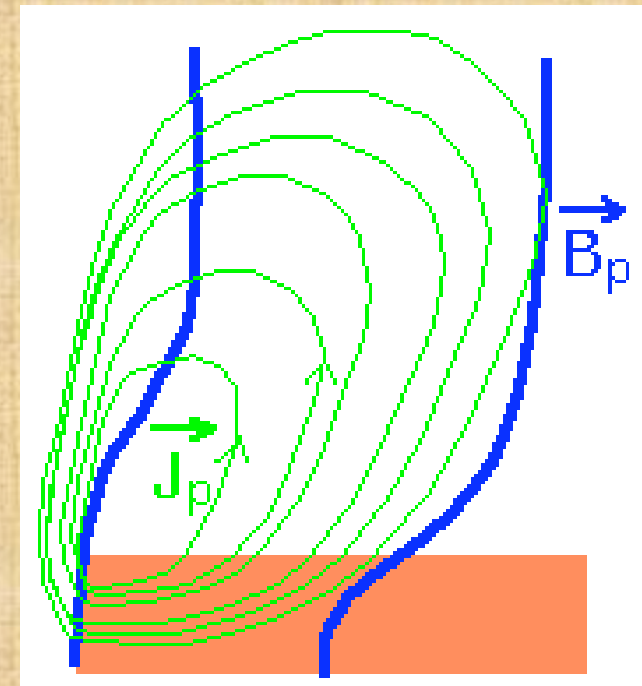
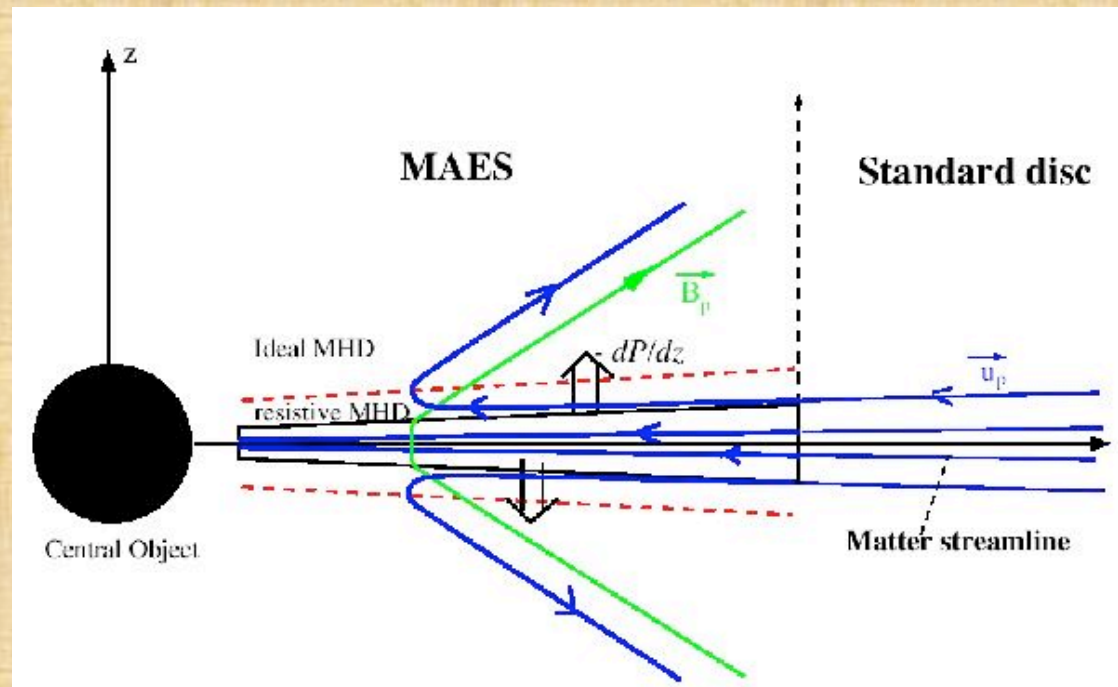
3) Si $R_1 \neq R_2$, jets asymétriques possibles



Rôle majeur
des courants !

Principes de l'éjection magnéto-centrifuge

- Couple magnétique permet accréation
- Disque résistif => nécessité d'un transport turbulent de B
- Modèle doit fournir flux de masse éjecté: $\dot{M}_{acc} \propto r^{\xi}$
- Force de Lorentz accélère et confine le jet



Les Jets: un transport + efficace

A l'intérieur du disque:

Accrétion grâce à un transfert de moment cinétique

1. Couple turbulent « visqueux » (radial)

$$\nabla \tau_{r\varphi} \approx -\alpha \frac{P}{r}$$

2. Couple lié au Jet (vertical): $F_\varphi = (J \wedge B)_\varphi = J_z B_r - J_r B_z \approx \frac{B_\varphi^+ B_z}{\mu_0 h} < 0$

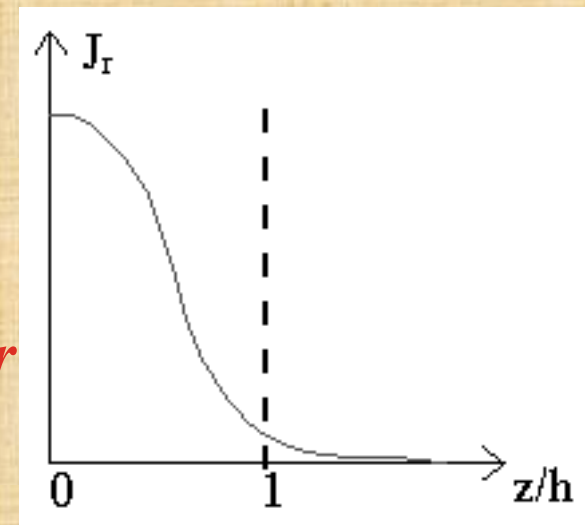
Dans le jet:

La matière doit être accélérée azimuthalement

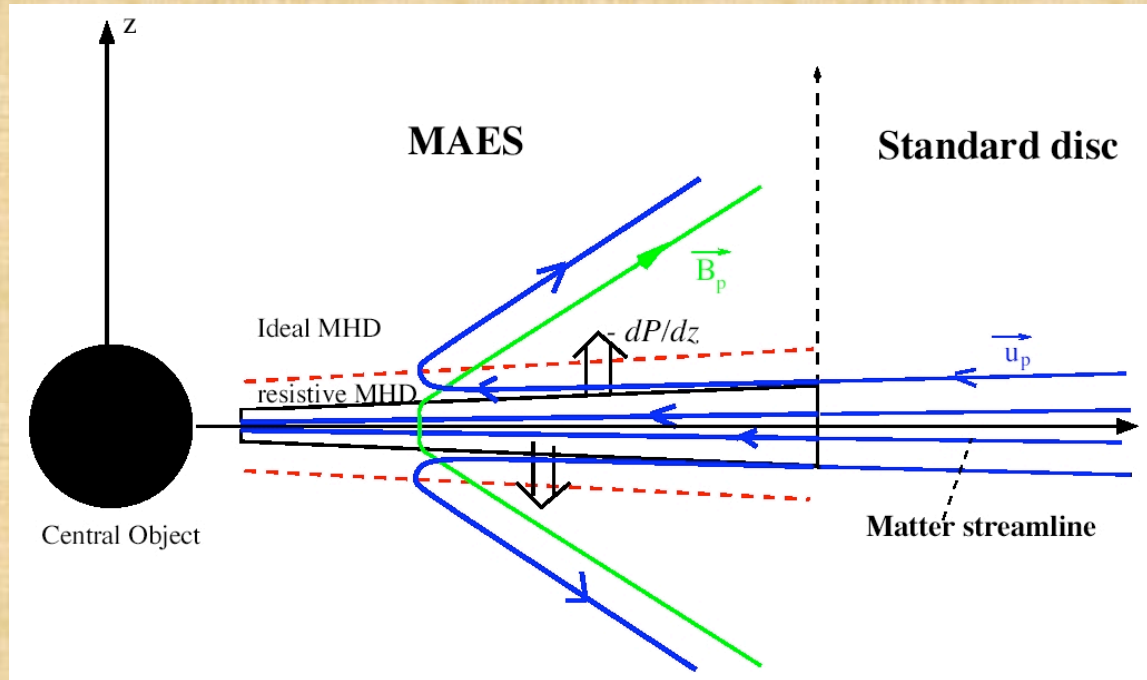
$$F_\varphi = \frac{B_p}{\mu_0 r} \nabla_{//} r B_\varphi > 0$$

=> J_r doit décroître sur une échelle de hauteur

$$\Lambda = \frac{\text{Jet torque}}{\text{Viscous torque}} \approx \frac{r}{h} \gg 1$$



Injection de masse dans le jet



Efficacité d'éjection: ξ

$$\dot{M}_{\text{acc}}(r) \propto r^{\xi}$$

Seule force dirigée vers le haut:

⇒ **Gradient de pression cinétique**

⇒ $B \sim$ équipartition

Ferreira & Pelletier 95

Casse & Ferreira 00

Conséquences importantes :

Tous les termes sont dynamiquement importants,
pas de « toy model » possible...



Equations MHD

- Mass

$$\nabla \cdot \rho \mathbf{u} = 0$$

- Momentum

$$\rho \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla P - \rho \nabla \Phi_G + \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \nabla \cdot \mathbf{T}$$

- Energy

$$\rho T \frac{dS}{dt} = \rho T \mathbf{u}_p \cdot \nabla S = Q$$

- Perfect gas

$$P = \rho \frac{k_B}{\mu m_p} T$$

- Ohm's law

$$\eta_m J_\phi \mathbf{e}_\phi = \mathbf{u}_p \times \mathbf{B}_p$$

- Induction

$$\nabla \cdot \left(\frac{\nu'_m}{r^2} \nabla r B_\phi \right) = \nabla \cdot \frac{1}{r} (B_\phi \mathbf{u}_p - \mathbf{B}_p \Omega r)$$

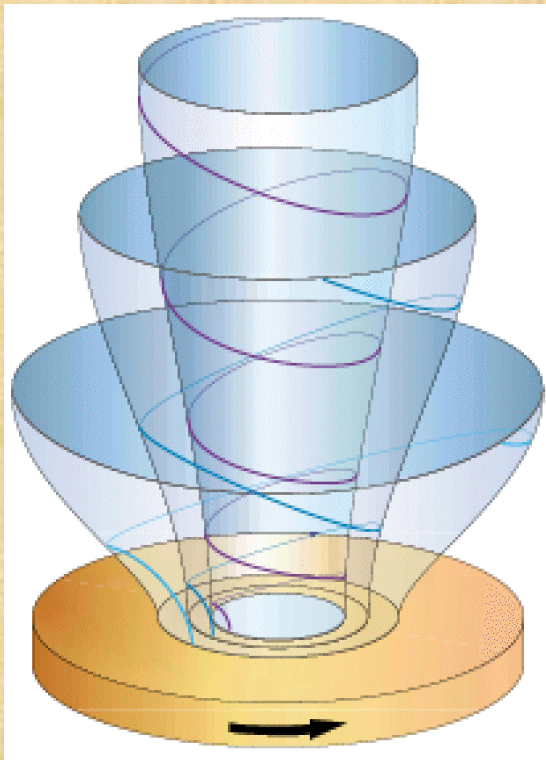
+ une prescription: $\mathbf{v}_m = \alpha_m \mathbf{V}_A \mathbf{h}$ dans le disque

Description MHD de jets **stationnaires**

Jets axisymétriques formés de surfaces « en gigogne » de flux magnétique constant:

$$a(r,z) = \text{Cst}$$

$$\vec{B}_p = \frac{1}{r} \nabla a \wedge \vec{e}_\varphi$$



➔ Flux $a(r,z=0)$ doit être spécifié

- Description MHD 1 fluide
- Equations non-relativistes
- Souvent: polytrophe (équation énergie)
- MHD Idéale (absence viscosité, diffusivité)

⇒ **Invariants le long de chaque surface magnétique, spécifiés par conditions aux limites**

Jet invariants

1. Mass flux to magnetic flux ratio $\eta(\mathbf{a})$ $\mu_0 \rho \vec{u}_p = \eta(a) \vec{B}_p$

2. Magnetic surface rotation $\Omega_*(\mathbf{a})$ $\Omega_*(a) = \Omega - \eta(a) \frac{B_\phi}{\mu_0 \rho r}$

3. Total specific angular momentum $\mathbf{L}(\mathbf{a})$ $L(a) = \Omega_* r_A^2 = \Omega r^2 - \frac{r B_\phi}{\eta}$

4. Total specific energy $\mathbf{E}(\mathbf{a})$ $E(a) = \frac{u^2}{2} + \Phi_G + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho} - \Omega_* \frac{r B_\phi}{\eta}$

5. Specific entropy $\mathbf{K}(\mathbf{a})$ $P = K(a) \rho^\gamma$

7 unknown variables: ρ , P , u_r , Ω , u_z , $a(r, z)$ and B_ϕ

7 equations and 7 Boundary Conditions:

- 3 regularity conditions (**SM, A, FM**)
- Assume $\Omega_* = \Omega_K$

3 free, independant BC
 $\rho(r)$, $u_z(r)$ and $B_z(r)$

Rotation dans les Jets

Anderson et al 03

$E(a)$, $\Omega(a)$ et $L(a)$ étant des invariants:

$$J \equiv E - \Omega L = \frac{v^2}{2} + \Phi_g - \Omega \varpi v_\phi$$

Lorsque la gravité devient négligeable

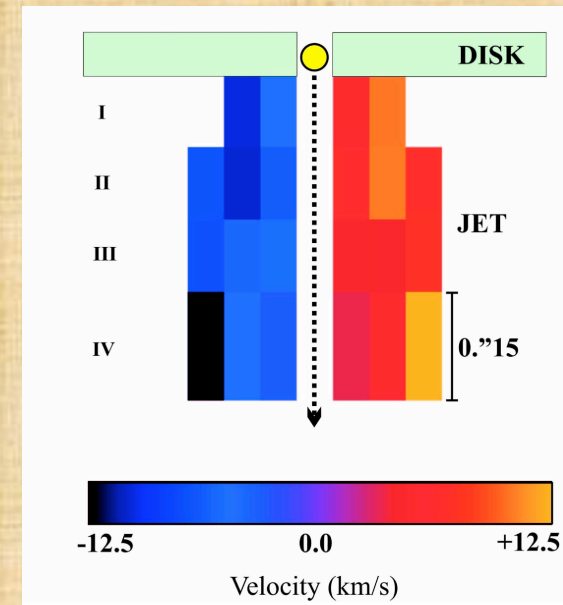
$$\frac{v_{p,\infty}^2 + v_{\phi,\infty}^2}{2} - \Omega_0 \varpi_\infty v_{\phi,\infty} \approx -\frac{3}{2} v_{K,0}^2$$

Vitesse poloidale \gg rotation

$$\varpi_0 \approx 0.7 \text{ AU} \left(\frac{\varpi_\infty}{10 \text{ AU}} \right)^{2/3} \left(\frac{v_{\phi,\infty}}{10 \text{ km s}^{-1}} \right)^{2/3} \left(\frac{v_{p,\infty}}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-4/3} \left(\frac{M_*}{1 M_\odot} \right)^{1/3}$$

Mesures sur MVC ($v < 150 \text{ km/s}$):

Pour une valeur $r_\infty = 30 \text{ au}$, $V_{\text{jet}} = 50 \text{ km/s}$, on trouve $r_0 = 3.6 \text{ au}$



Jet transverse equilibrium

The full 2D ($\partial_t = \partial_\phi = 0$) Jet obeys the transverse equilibrium equation:

$$\underbrace{\boxed{1} \quad (1 - m^2) \frac{B_p^2}{\mu_o \mathcal{R}}}_{\text{Tension due to magnetic field and flow}} - \underbrace{\boxed{2} \quad \nabla_\perp \left(P + \frac{B^2}{2\mu_o} \right)}_{\text{Alfvénic Mach number: } m = u_p / V_{Ap}} - \underbrace{\boxed{3} \quad \rho \nabla_\perp \Phi_G}_{\text{Centrifugal term and « hoop-stress »}} + \underbrace{\boxed{4} \quad + \quad \boxed{5} \quad \left(\rho \Omega^2 r - \frac{B_\phi^2}{\mu_o r} \right) \nabla_\perp r}_{\text{Centrifugal term and « hoop-stress »}} = 0$$

Tension due to magnetic field and flow
Alfvénic Mach number: $m = u_p / V_{Ap}$

Centrifugal term
and « hoop-stress »

Sub-Alfvénic zone:

Decollimating forces: 2,4

Collimating forces: 1,3,5



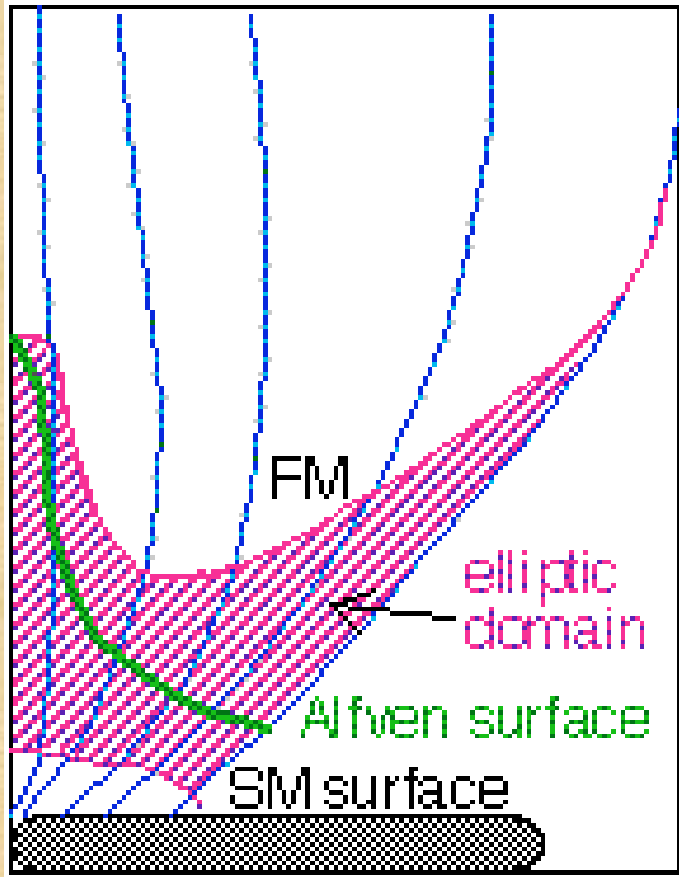
Asymptotic zone:

Main decollimating term: 2

Main collimating term: 5

Transfield or Grad-Shafranov equation: provides $a(r,z)$ for a given distribution of invariants $\eta(a)$, $\Omega_*(a)$, $L(a)$, $E(a)$ and $K(a)$

An unsolved mathematical problem...



Grad-Shafranov equation provides $a(r,z)$ for a given distribution of invariants $\eta(a)$, $\Omega_*(a)$, $L(a)$, $E(a)$ and $K(a)$

BUT, is a PDE of mixed type:

⇒ **Elliptic zones** are determined by boundary conditions only (on SM and FM surfaces ??)

⇒ **Hyperbolic zone** is determined as an initial value problem.

Overwhelming difficulties:

✓ Unknown shape and localisation of SM and FM surfaces.

✓ What kind of BC ?

No 2D self-consistent $\partial_t = \partial_\phi = 0$ solution yet ⇒ time-dependent

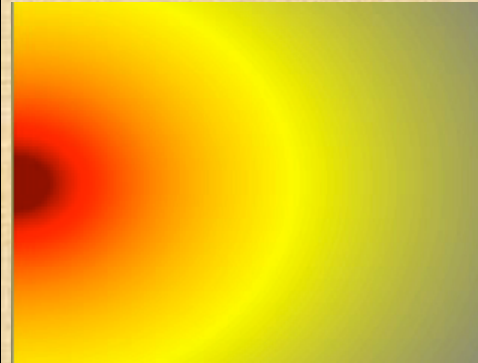
Simulations MHD de jets

Production



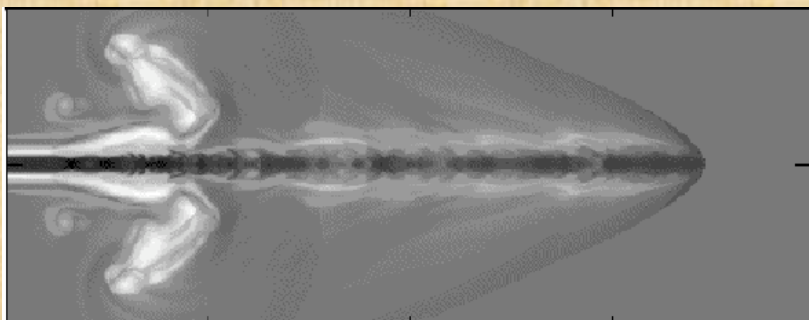
Uchida & Shibata 85
Kato *et al.* 02
Matt *et al.* 02
Casse & Keppens 02

Accélération/collimation



Ouyed & Pudritz 97,99
Krasnopolski *et al.* 99
Ustyugova *et al.* 99
Fendt & Camenzind 96
Tsinganos & Bogovalov 02

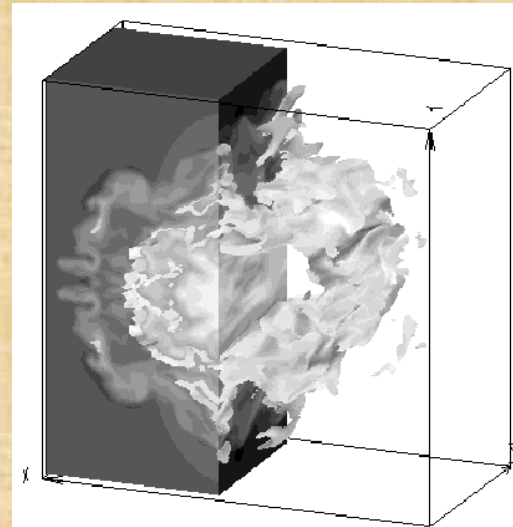
Propagation



Cerqueira *et al.* 99
Gardiner *et al.* 00

Frank *et al.* 98, 00
Stone & Hardee 00

Instabilités



Appl *et al.* 00
Lery *et al.* 00
Ouyed *et al.* 03
Bati & Keppens 03

II- Solutions auto-similaires

- 2D solver

- $\partial_t = 0$ *ill-posed problem (mixed type PDE)*
- $\partial_t \neq 0$ *code MHD*

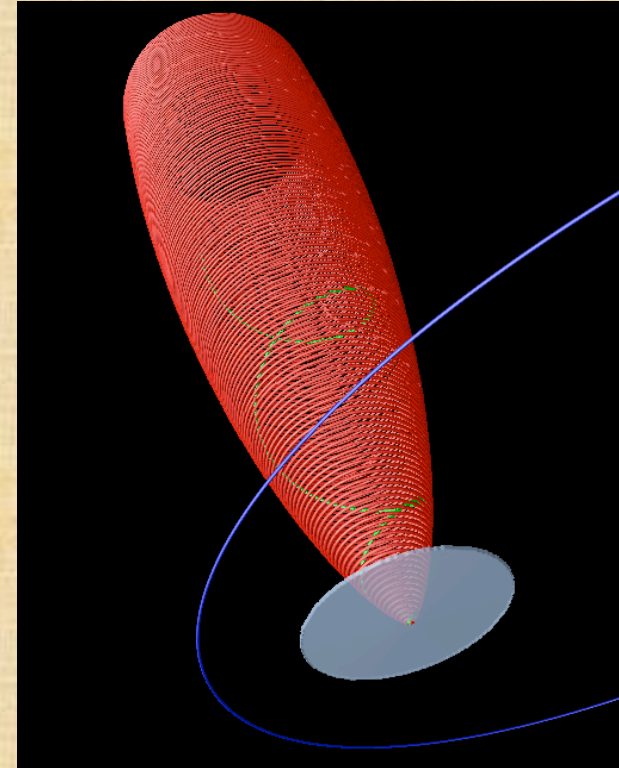
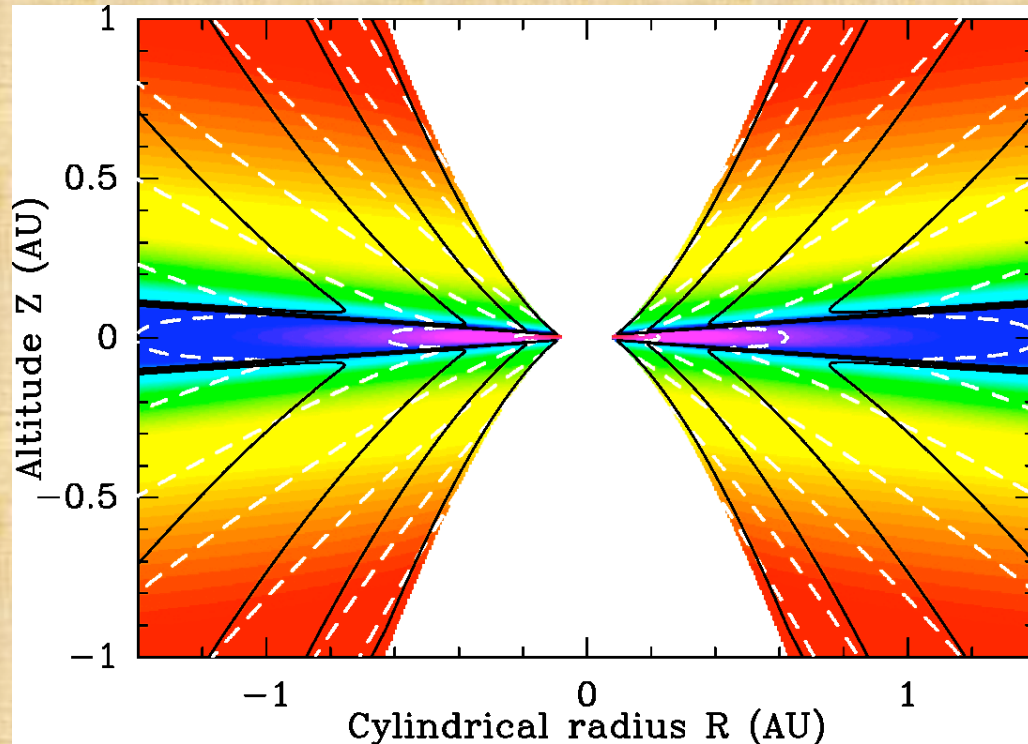
- Séparation des variables: Auto-Similarité

Gravité s'écrit $\Phi = -\frac{GM}{R} = -\frac{GM}{r} \times \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{z^2}{r^2}}}$

=> Solutions de la forme:

$$A(r, z) \propto r^\alpha \times f\left(\frac{z}{r}\right)$$

Structures d'Accrétion-Ejection auto-similaires



- Champ B proche équipartition (rôle du gradient de pression)
- Diffusivité magnétique $\nu_m = \alpha_m V_A h$
- Espace des paramètres space étroit pour **jets froids**, $\xi \sim 0.01$
- Espace élargi pour **jets chauds**, $\xi \sim 0.1$
- Toutes les solutions se recollimentent (choc terminal)

$$\dot{M}_{\text{acc}} \propto r^{\xi}$$

Casse & Keppens 02, ApJ, **591**, 988
Casse & Keppens 04

Versatile **A**dvection **C**ode (Toth 96)

Initial Conditions:

- Resistive accretion disc $v_m = \alpha_m V_A H$
- Equipartition vertical field
- Sub-Keplerian rotation law

Open outer Boundary Conditions

Inner mass sink at the origin

Matter replenished at r_{out} (for $z < H$)

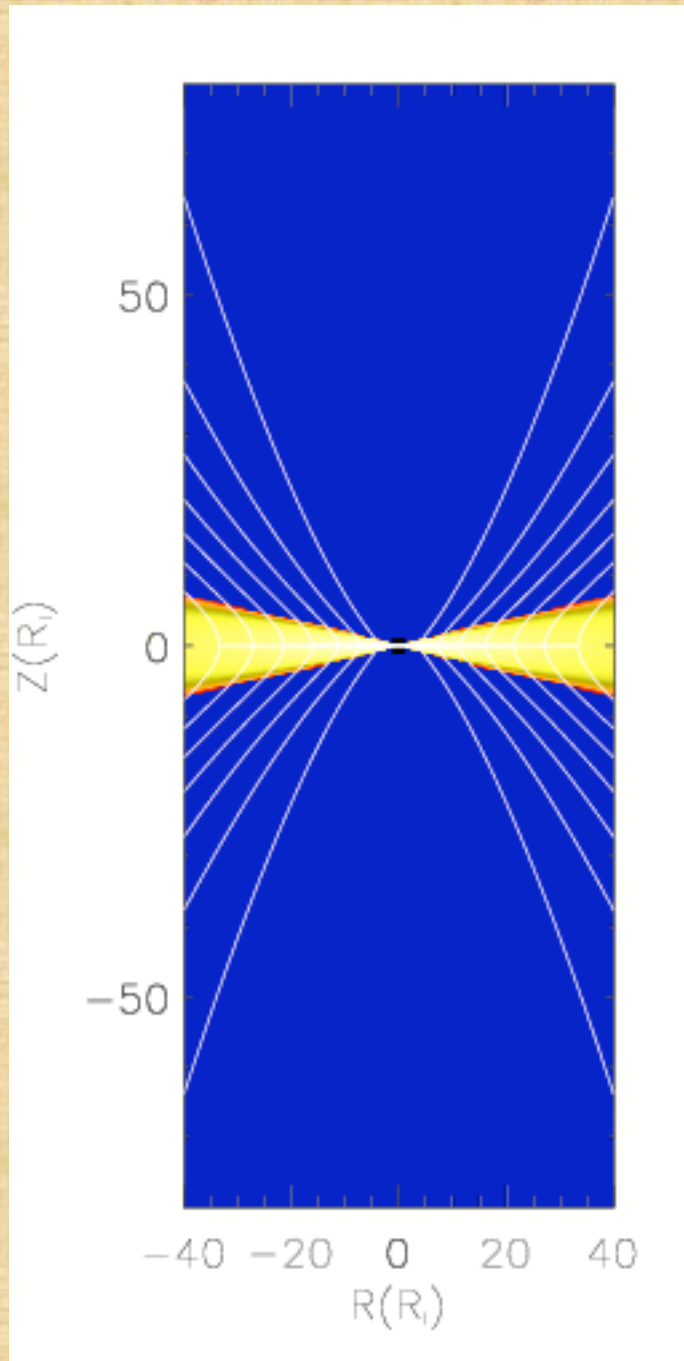
After 40 inner periods:

⇒ Super-FM Jet from inner parts

⇒ Continuous and persistent ejection

⇒ Radial disc structure with power-laws

⇒ Accretion/Ejection mechanism **confirmed**



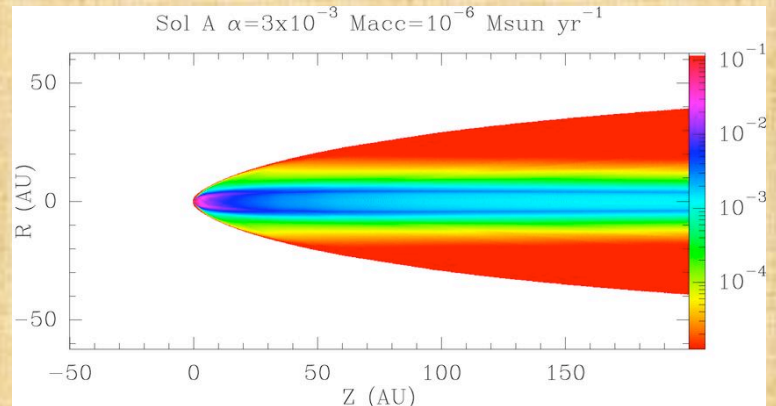
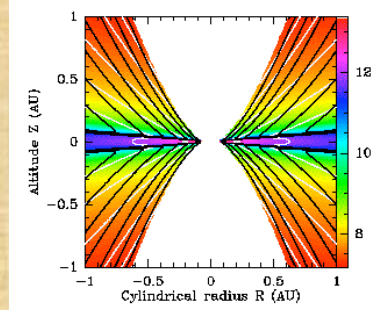
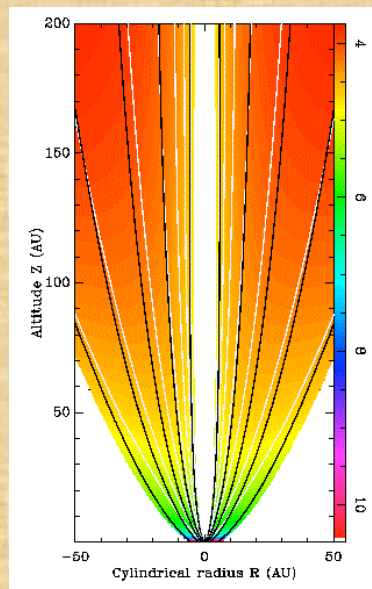
Comparaison détaillée des modèles MHD

Modèle MHD
 V, ρ, B

Structures
Thermique et
Ionisation
 T, n_H, x_e

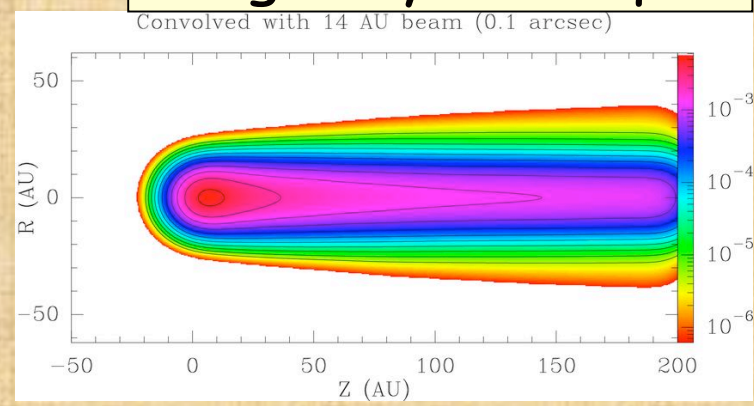
Projection

Cartes d'émissivité



Convolution

Images synthétiques



Jet thermal structure (1)

Garcia *et al.* 01a,b

Goal: compute the jet emission lines

⇒ Multi-components MHD (e⁻, ions, neutrals) !

(1) Solve the energy equation

$$P \nabla \cdot \mathbf{v} + \nabla \cdot U \mathbf{v} = \Gamma - \Lambda$$

with ambipolar diffusion heating

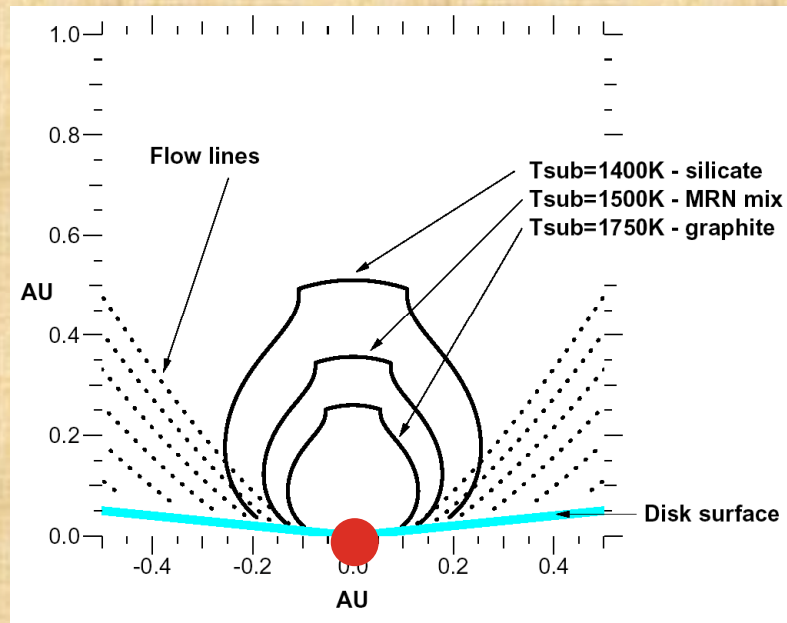
$$\Gamma_{\text{MHD}} = \bar{\eta} J^2 + \left(\frac{\bar{\rho}_n}{\rho} \right)^2 \frac{\frac{1}{c^2} \|\mathbf{J} \times \mathbf{B}\|^2}{m_{\text{in}} n_i \nu_{\text{in}}}$$

(2) Solve the ionization evolution: MAPPINGS Ic code (Binette *et al.* 85)

- Chemical elements: H, He, C, N, O, Na, Mg, Fe, Ca... (depletion on dust grains)
- Photoionization heating Γ_P (UV-field from boundary layer)
- Collisional ionization cooling Λ_{coll}
- Radiative recombination cooling Λ_{rec}
- Line cooling Λ_{rad} (resonance, inter-combination and **forbidden lines**)

Jet thermal structure (2)

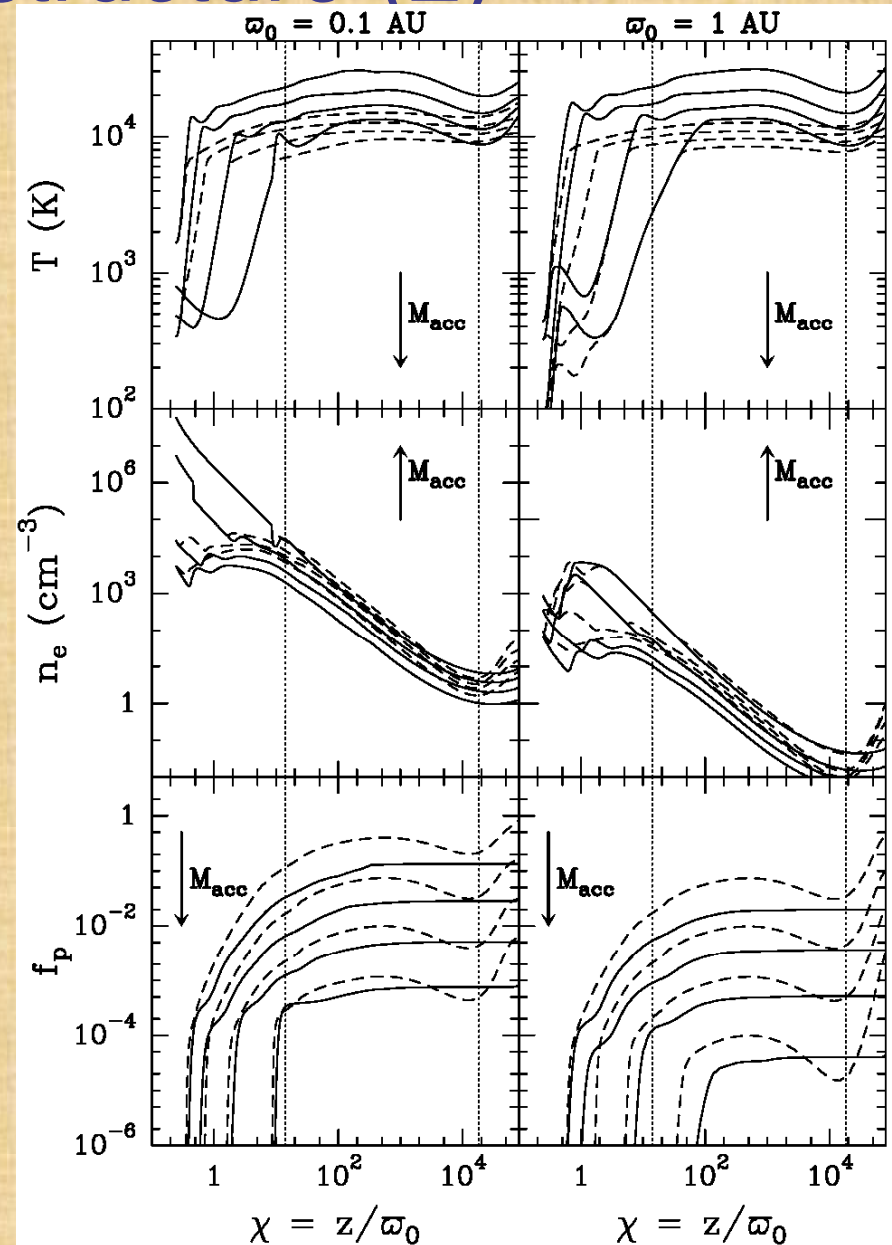
Integration along streamlines:



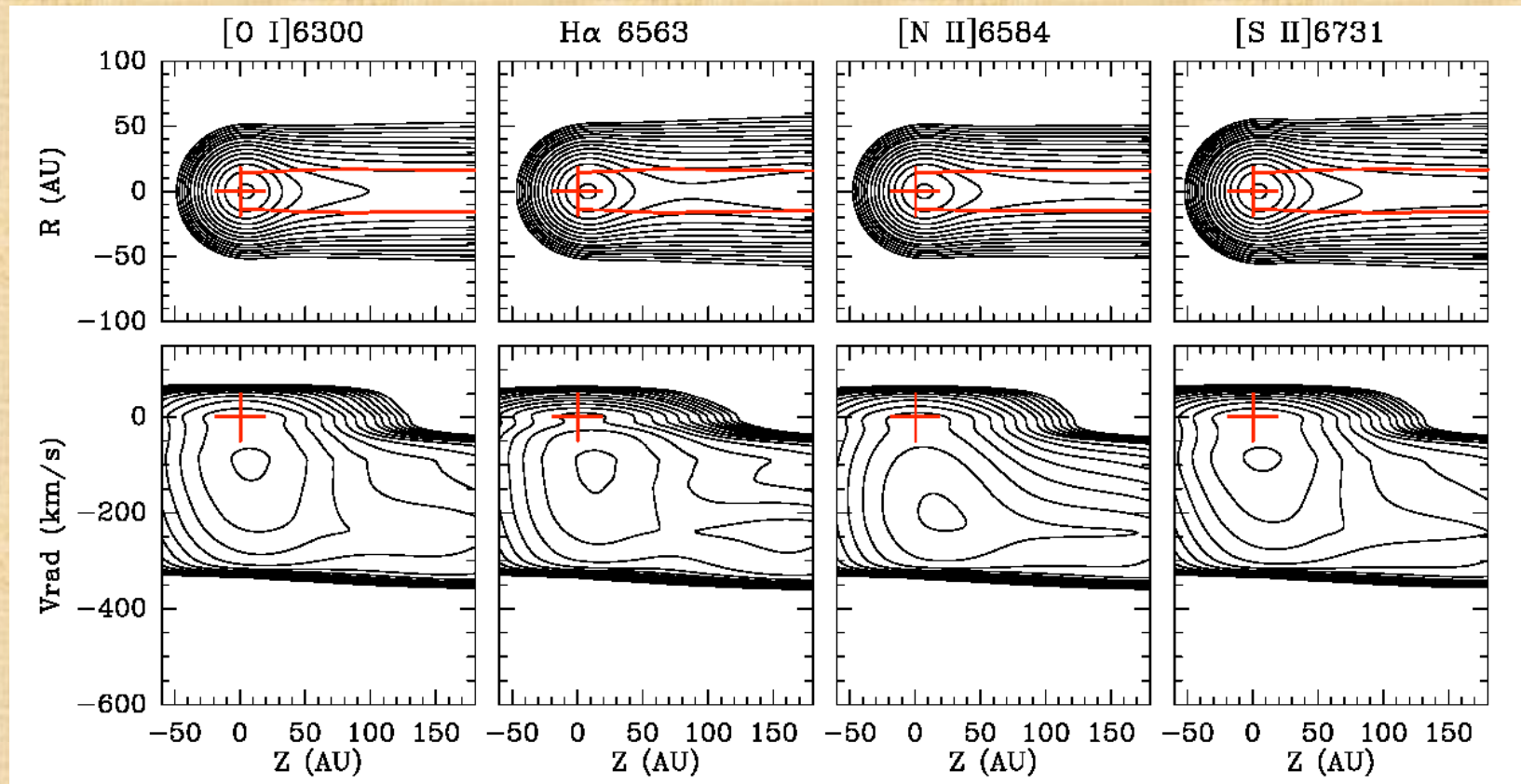
Dust sublimation surfaces (*affects* Γ_P -ionization- by absorbing UV)

A posteriori consistency checks:

- One fluid, thermalized
- Ideal MHD, « cold » jets



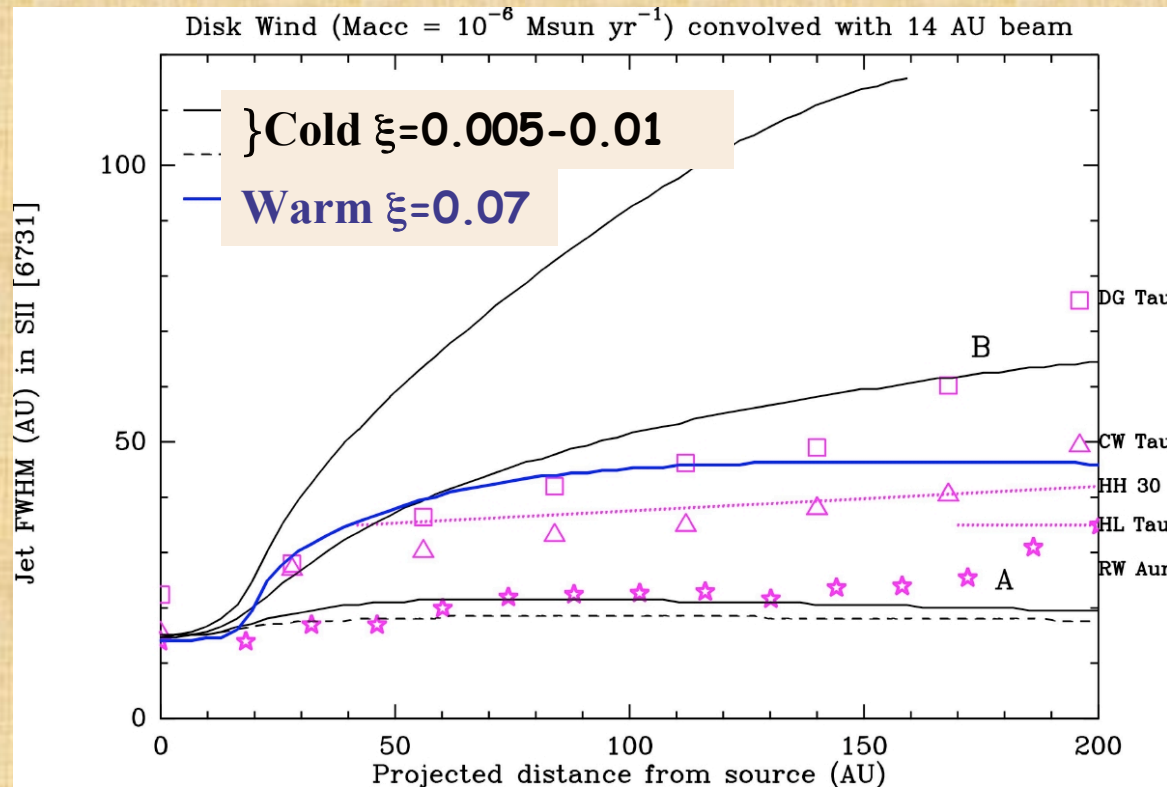
Images et diagrammes Position-Vitesse



Vents de disques possèdent 4 caractéristiques observées:

- 1) *Pic d'émission non résolue (avec offset)*
- 2) *Collimation sur des échelles courtes ($z < 200$ au)*
- 3) *Accélération apparente du jet*
- 4) *Profils de raies larges à Haute Vitesse.*

Echelle de collimation et largeur des jets



$$\dot{M}_{\text{acc}} \propto r^{\xi}$$

Data:

Ray et al (1996)

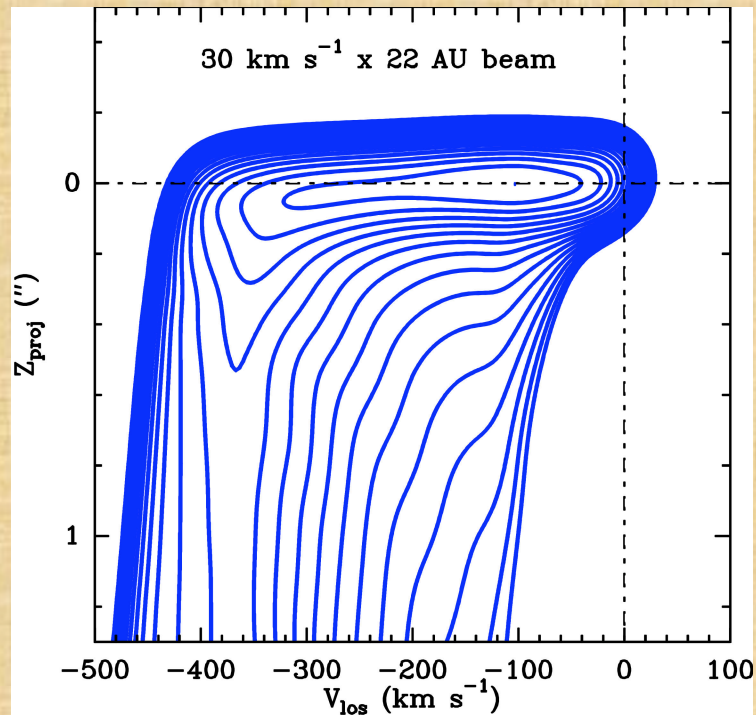
Dougados et al (2000)

Woitas et al (2002)

- Echelle de collimation < 30 au (à toutes les phases)
- Discrimination de modèles avec ξ trop petit
 \Rightarrow Cohérence avec vitesses observées $V_p \approx V_{k0} / \xi^{1/2}$

Global kinematics

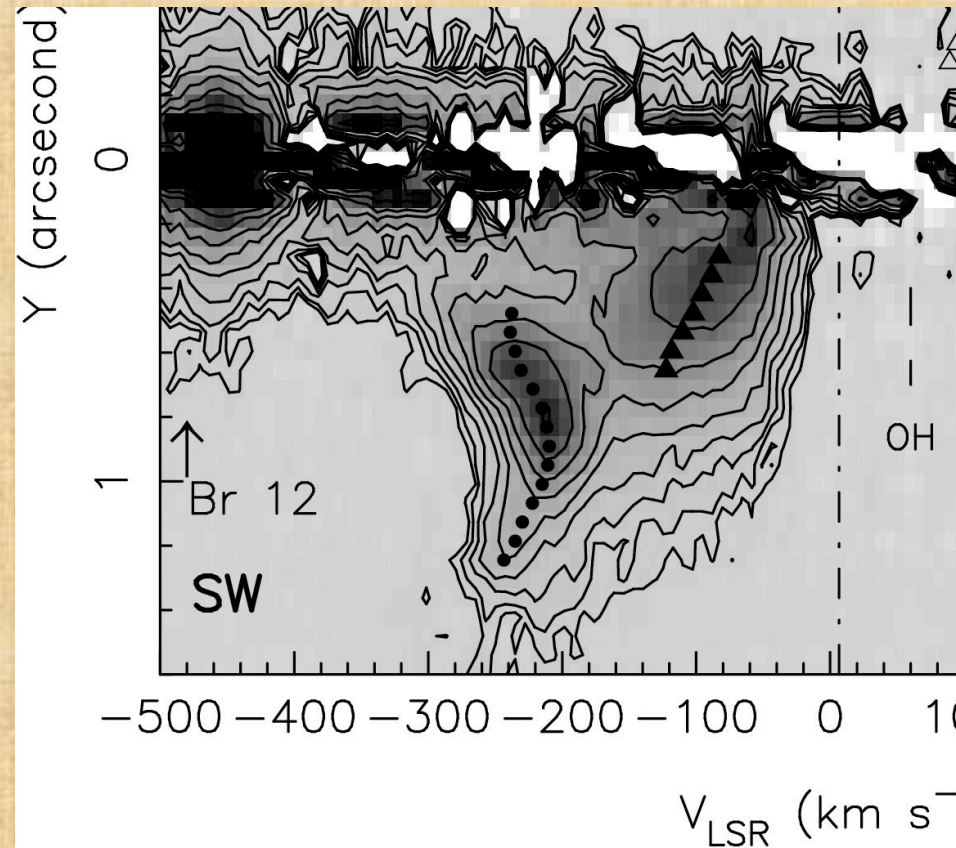
Cold : $\xi=0.01$, $10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$, $i=45^{\circ}$



Pesenti et al (2003)

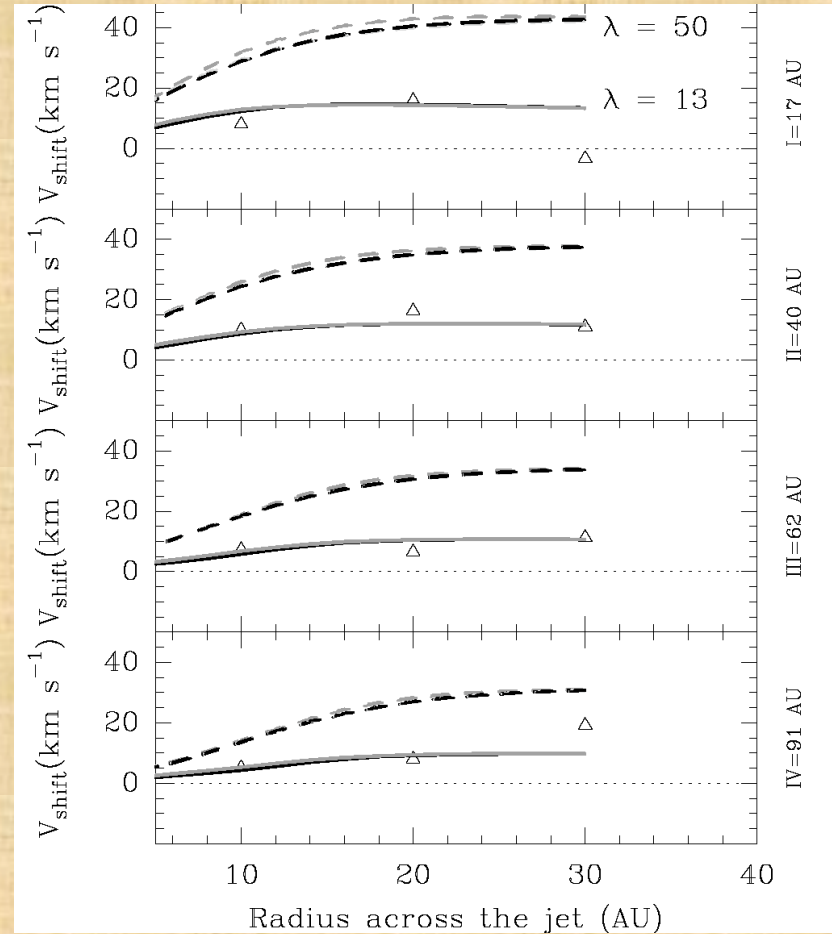
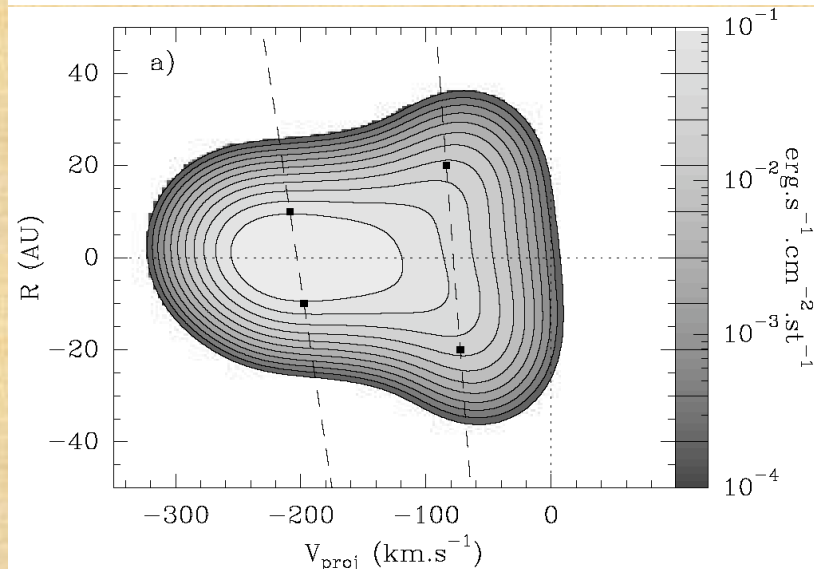
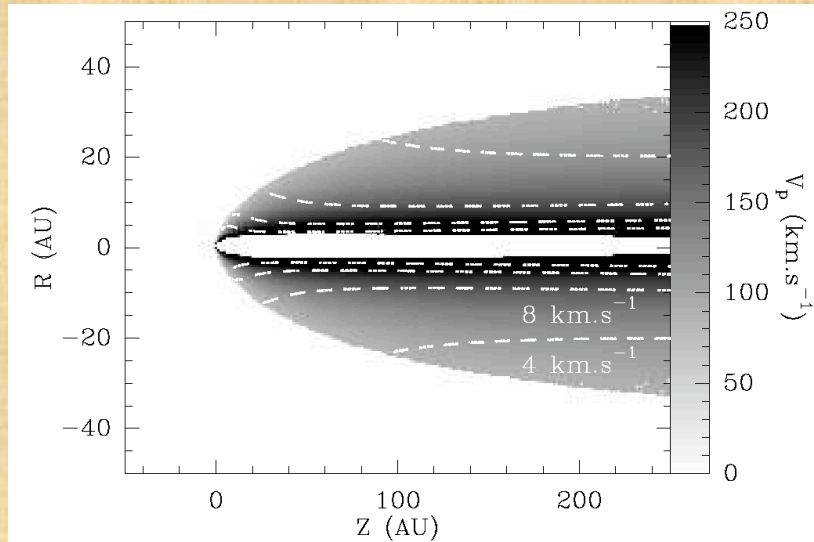
Two-velocity components
Large line width
Offset \uparrow with flow velocity

DG Tau [Fe II] 1.644 μm



Pyo et al (2003) Subaru

Bilan sur jets de disques ?



Observations (V_{jet} et V_{ϕ}) indiquent modèles avec $\lambda \approx 13$ ($\xi \approx 0.04$)

=> Chauffage turbulent sub-Alfvénique

Pesenti et al 04

III- Les disques d'accrétion

Chandrasekhar 53

Velikhov 59

Balbus & Hawley 91

Balbus 2003, ARA&A

Instabilité Magnéto-rotationnelle (MRI)

Ecoulements en rotation différentielle:

B = 0

- perturbation: cons mom^t cinétique $\Omega r^2 = \text{Cst}$

=> force centrifuge ramène vers équilibre (Rayleigh)

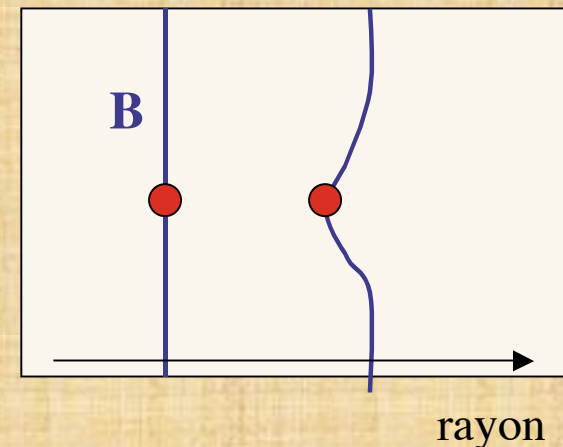
B ≠ 0

- perturbation: couple magnétique $F_\phi = J_r B_z < 0$

=> $\Omega < \Omega_K(r)$: effet déstabilisant, amplification

MAIS: tension magnétique stabilisante $F_r = J_\phi B_z > 0$

$\partial_t u_r = (\Omega^2 - \Omega_K^2)r + F_r/\rho \Rightarrow B$ doit être petit



MRI: conditions d'instabilité

Relation de dispersion (modes axisymétriques, incompressibles, disque isotherme, B_z homogène)

$$\omega^4 - \omega^2 \left(2k^2 v_A^2 + \frac{d\Omega^2}{d \ln r} + 4\Omega^2 \right) + k^2 v_A^2 \left(k^2 v_A^2 + \frac{d\Omega^2}{d \ln r} \right) = 0$$

($k_r = 0$)

Modes radiaux purs
ne se propagent pas

Il y a instabilité si $\omega^2 < 0$

$$k^2 v_A^2 < -\frac{d\Omega^2}{d \ln r}$$

Le mode le plus instable a un taux de croissance dynamique et vérifie

$$k v_A = \frac{\sqrt{15}}{4} \Omega$$

Dans un disque d'accrétion $\lambda < \lambda_{\max} = h \Rightarrow V_A < \Omega h = C_s$

Un champ proche de l'équipartition supprime l'instabilité

MRI: transport turbulent

Dans un disque d'accrétion standard, le transport de moment cinétique est effectué par une « viscosité » turbulente ν permettant un taux d'accrétion à travers le disque $\dot{M} \equiv -2\pi R \Sigma v_R$

Conservation de la masse

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial R \Sigma v_R}{\partial R} = 0,$$

Conservation du moment cinétique

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Sigma R^2 \Omega) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (\Sigma R^3 \Omega v_R - \nu \Sigma R^3 \frac{d\Omega}{dR}) = 0$$

Tenseur des contraintes « visqueuses »

$$\sigma_{R\phi} = \nu \rho \frac{d\Omega}{d \ln R} = \rho \langle \mathbf{u}_r \mathbf{u}_\phi \rangle - \langle \mathbf{B}_r \mathbf{B}_\phi \rangle / \mu_0$$

Equation d'énergie: $\sigma T^4 = Q_e$ avec

$$Q_e = \frac{\nu \Sigma}{2} \left(\frac{d\Omega}{d \ln R} \right)^2 = \frac{9}{8} \nu \Sigma \Omega^2$$

Prescription Shakura & Sunyaev (73)

$$\nu = \alpha_{SS} C_s h$$

$$\alpha_{SS} = \sigma_{R\phi} / P_0$$

MRI: influence de la résistivité Ohmique

En présence de résistivité Ohmique η (collisions ions-électrons)

-temps dissipation perturbation échelle λ : λ^2/η

-temps développement perturbation: λ/V_A

\Rightarrow La MRI est amortie lorsque $\lambda^2/\eta < \lambda/V_A$

Dans un disque, $\lambda < \lambda_{\max} = h$

\Rightarrow **MRI amortie à toutes les échelles lorsque $R_m = h V_A/\eta < 1$**

Seuil critique difficile à définir précisément (Fleming et al 2000)

$$\langle B_z \rangle = 0 \quad R_{m_{\text{crit}}} = h C_s/\eta \approx 10^4$$

$$\langle B_z \rangle \neq 0 \quad R_{m_{\text{crit}}} = h C_s/\eta \approx 10^2$$

Effet Hall a aussi certaine importance: hélicité (Sano & Stone 2002)...

Bilan: MRI lorsque **$R_m = h V_A/\eta$ entre 1 et 100**
 α_{SS} entre 10^{-3} et 10^{-2}

La zone « morte »

Gammie 96

MRI amortie à toutes les échelles lorsque $R_m = h V_A / \eta < 1$

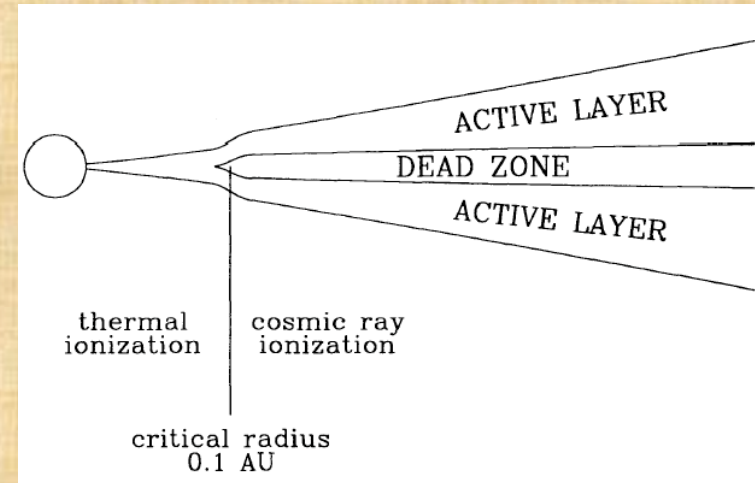
Estimations:

$$\rho V_A^2 \approx \alpha P = \alpha \rho C_s^2 \Rightarrow V_A \approx \alpha^{1/2} C_s$$

Fraction d'ionisation $x = n_e / n_H$

$$\eta = 6.5 \times 10^3 x^{-1} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$$

Hayashi 81



$$R_m = 7.4 \times 10^{13} x \alpha^{1/2} \left(\frac{R}{1 \text{ AU}} \right)^{3/2} \left(\frac{T}{500 \text{ K}} \right) \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-1/2}$$

=> Au voisinage de 1 au, $R_m < 1$ pour $x < 10^{-13}$

Que vaut x ???

Ionisation collisionnelle (ions K, Na) nécessite $T > 1000 \text{ K} \Rightarrow r < 0.1 \text{ au}$

Au delà ?

Ionisation des disques essentiellement due aux rayons cosmiques: absorbés lorsque $\Sigma > \Sigma_0 = 100 \text{ g cm}^{-2}$ (Umebayashi & Nakano 81)

=> Un disque en couches: pellicule active et zone « morte » interne?

Une accrétion non-stationnaire?

Seules les zones actives avec $\Sigma_a = \Sigma_o$ subissent la MRI:

⇒ Remplacer Σ par avec Σ_a : $\dot{M} \equiv -2\pi R \Sigma v_R$ varie comme $\Sigma_a v_a$

Or, est Σ_a une constante (r,t) donc M_{acc} varie comme $v_a \propto T r^{3/2}$

Température $T(r)$ donnée selon régimes opacités (Bell & Lin 94)

Dans tous les cas: $\mathbf{M}_{acc}(\mathbf{r}) !!$

⇒ Accumulation de matière dans la zone morte ?

⇒ Evolution temporelle du taux d'accrétion (chauffage ou instabilité gravitationnelle permettant ionisation ou transfert de moment cinétique) ?

⇒ Explication des objets type FU Orionis ?

SI la MRI est LE moyen de faire une turbulence entretenue dans les disques, il est crucial de calculer correctement la fraction d'ionisation $x...$

Fraction d'ionisation des disques

En régime stationnaire, densité électronique (Oppenheimer & Dalgarno 74)

$$x_e^3 + \frac{\beta_t}{\beta_d} x_M x_e^2 - \frac{\zeta}{\beta_d n} x_e - \frac{\zeta \beta_t}{\beta_d \beta_r n} x_M = 0 \quad \Rightarrow \quad x_e = \sqrt{\frac{\zeta}{\beta n}}$$

$$x_M = n_M / n_H ??$$

Plusieurs effets:

- Ionisation totale $\zeta = \zeta_{\text{CR}} + \zeta_X + \zeta_{\text{rad}}$ (rayons cosmiques, X et radioactivité)
- Recombinaison collisionnelle (β_d), radiative ions métalliques (β_r) et transfert de charge (β_t)

A T= 800 K, $x = 10^{-16}$ Umebayashi 83

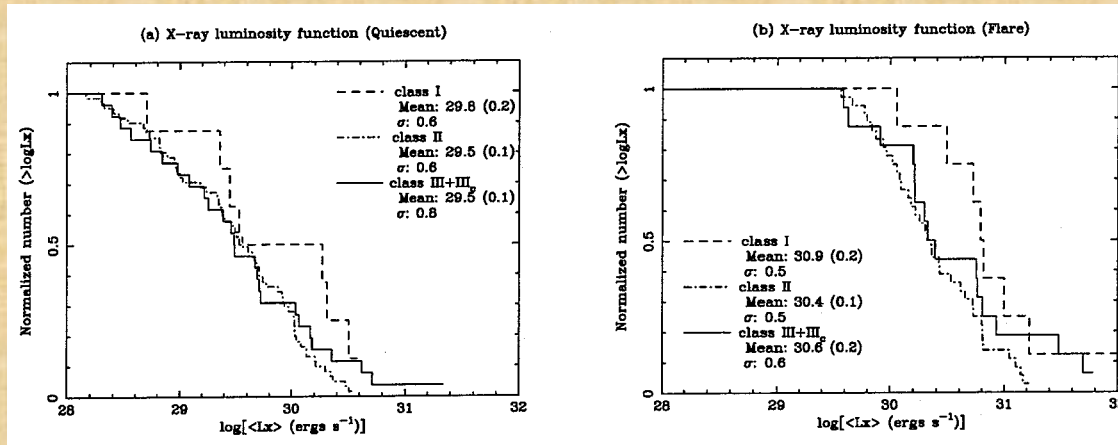
A T= 900 K, $x = 10^{-13}$ A T > 1000 K, ionisation collisionnelle suffisante

A T= 1000 K $x = 10^{-11}$ => le pb se pose dans régions « froides » $r \geq 0.1$ au !

Sources d'ionisation:

- Ionisation par éléments radioactifs K^+ , Na^+ : $\zeta_{\text{rad}} \approx 10^{-22} \text{ s}^{-1}$ (Stepinski 92)
- Ionisation par rayons cosmiques $\zeta_{\text{CR}} \approx 10^{-17} \text{ s}^{-1}$ (Spitzer & Tomasko 68, écrantage??)
- Ionisation par les X importants car étoiles jeunes forts émetteurs X (Montmerle et al 93)

Rayons X



Etoiles jeunes sont émetteurs X

$\langle L_X \rangle = 5 \cdot 10^{29}$ erg/s états calmes

$\langle L_X \rangle = 5 \cdot 10^{30}$ erg/s flares

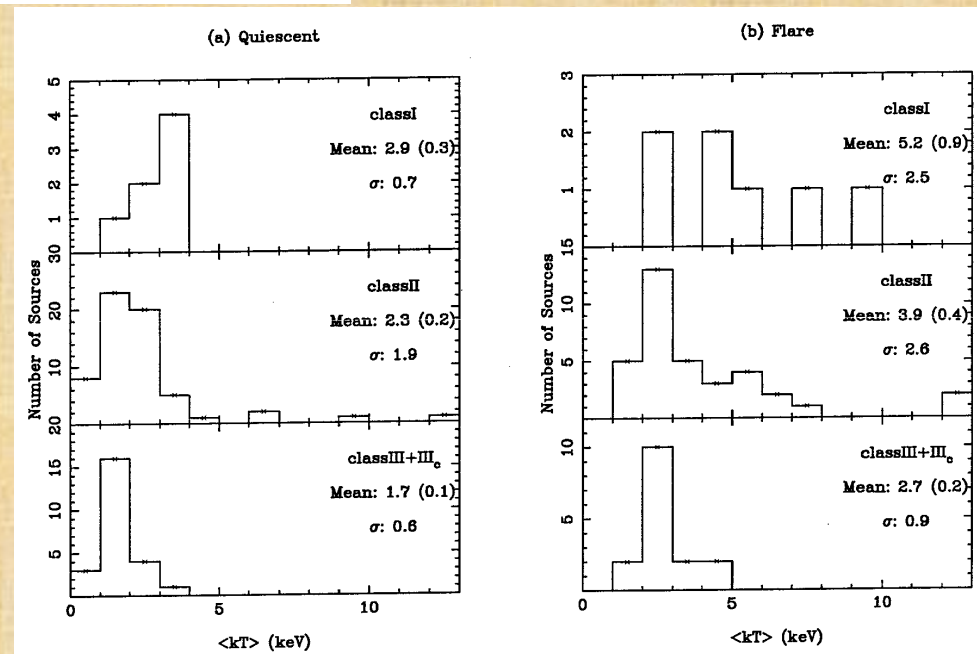
Emission peut être décrite par un rayonnement **Bremsstrahlung thermique**

$\langle k T_X \rangle = 2.3 - 2.9$ keV états calmes

$\langle k T_X \rangle = 3.9 - 5.2$ keV flares

Distribution des flares est peu connue

Environ 1 flare toutes les 10-20 heures?



Imanishi et al 03

Ionisation par les X

Glassgold *et al* 97
 Igea & Glassgold 99
 Glassgold *et al* 00
 Fromang *et al* 02
 Matsumura & Pudritz 03

Epaisseur optique: $\tau(E) = \int \sigma(E) n_H dr$

où opacité $\sigma(E) = \sum z_k \sigma_k(E) = \sigma_o (E/1 \text{ keV})^{-n}$ pour $1 < E < 20 \text{ keV}$

avec $n \approx 2.485$ Henke *et al* 93, Glassgold *et al* 97

⇒ Opacité sur la ligne de visée $\tau(E) \approx A_V (E/1 \text{ keV})^{-n}$

T Tauri typique: $A_V \approx 1-2$

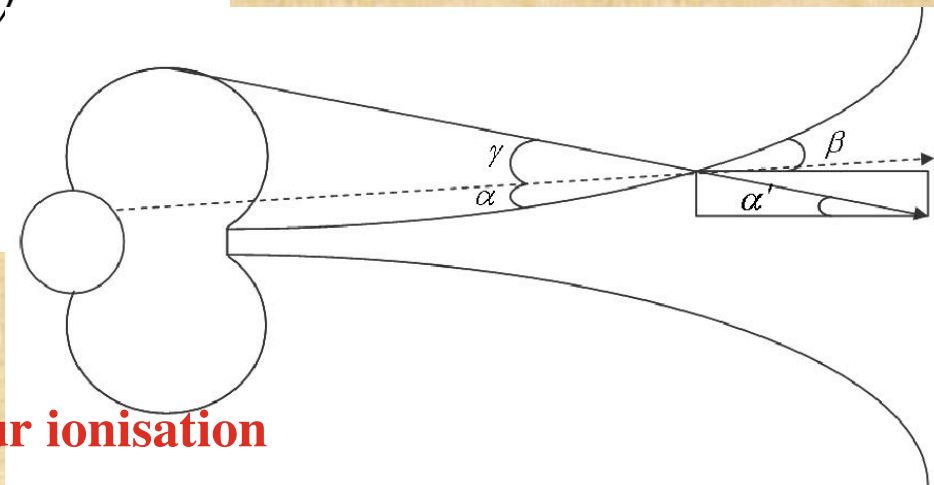
Ionisation essentiellement secondaire (cascade e^- primaires, Dalgarno *et al* 99)

$$\zeta_X = \left[\left(\frac{L_X}{kT_X 4\pi d^2} \right) \sigma(kT_X) \right] \left(\frac{kT_X}{\Delta\epsilon} \right) J(\tau, x_0) \approx 10^{-8} \text{ s}^{-1} \mathbf{J} \text{ à } 0.1 \text{ au}$$

$$J(\tau, x_0) = \int_{x_0}^{\infty} x^{-n} e^{-x - \tau(kT_X)x^{-n}} dx$$

$$\tau(kT_X) = N_H \sigma(kT_X)$$

$\tau = 0, J \approx (E_o/kT_X)^{1-n} \Rightarrow$ Influence sur ionisation



Ionisation des disques: bilan

Glassgold et al 97: uniquement rayons X, disque = Minimum Solar Nebula

$$\Sigma(r) = 1700 R^{-3/2} \text{ g cm}^{-2}$$

$$T(r) = 280 R^{-1/2} \text{ K} \quad \Rightarrow \text{zone morte entre } \mathbf{1-10-30+ \text{ au}}$$

Fromang et al 02: uniquement rayons X, disque = disque α standard (gradients + plats)

$$\alpha = 0.001 \quad \Rightarrow \text{Tout le disque est « mort »}$$

$$\alpha = 0.01 \quad M_a = 10^{-8} M_{\text{sun}}/\text{yr} \quad \Rightarrow \text{zone entre } \mathbf{0.2-100 \text{ au}}$$

$$\alpha = 0.1 \quad M_a < 10^{-7} M_{\text{sun}}/\text{yr} \quad \Rightarrow \text{pas de zone morte}$$

Matsumura & Pudritz 03: rayons X, CR et rad, disque = Chiang & Goldreich 97

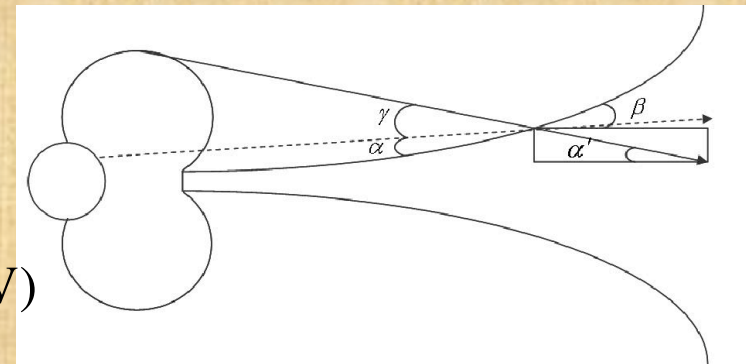
Disque passif $M_a=0$ (plus cohérent ?)

\Rightarrow Ionisation CR $>$ rayons X (sf si $kT_X \approx 5-10 \text{ keV}$)

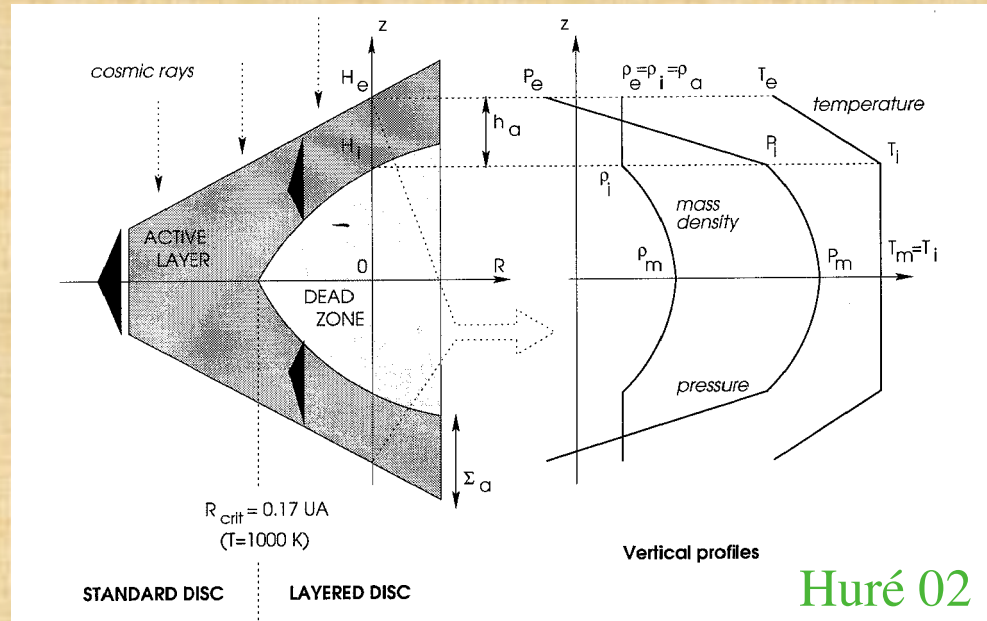
\Rightarrow zone morte seulement entre $\mathbf{0.2-3 \text{ au}}$

\Rightarrow **résultats très dépendants de Σ_0 : calculs avec $\Sigma_0 \approx 10^3 \text{ g cm}^{-2}$**

\Rightarrow proposition: planètes peu massives formées dans zone morte ?



Y a t il vraiment une zone morte?



Zone morte: $\Sigma_a = \text{constante}(r,t)$

-**Equilibre vertical non satisfait**: quelle est épaisseur h_i ?

-Implicitement, Gammie (96) suppose $h_a \approx h$, $h_a \gg h_i$!

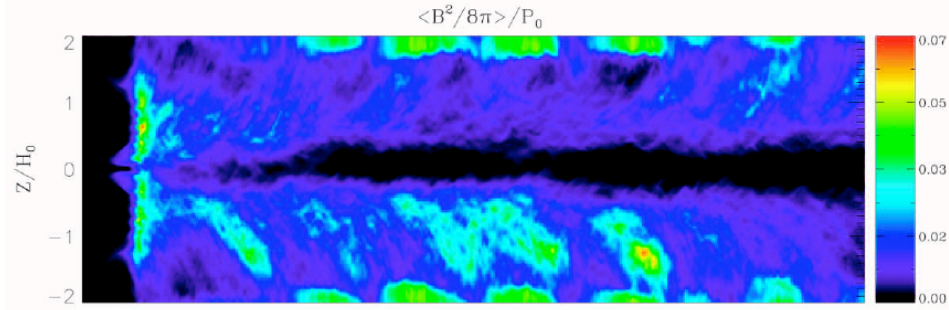
=> Equilibre hydro fournit relation $R(h_a, h_i)$: h_i indéterminé

Hypothèse: $\partial_t = 0 \rightarrow h_i(r) : h_i = 0$ pour $r > r_{\text{crit}}$

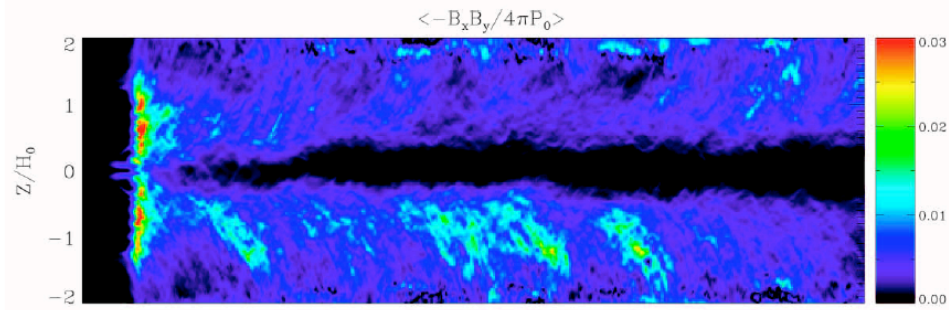
ou Σ_d trop grand ($M_d > M_*$)

=> **Calculs + approfondis des interrelations (chauffage, mélange)**

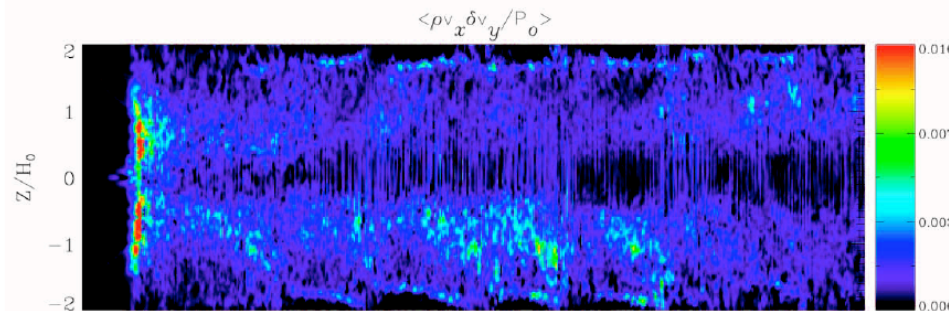
Energie magnétique



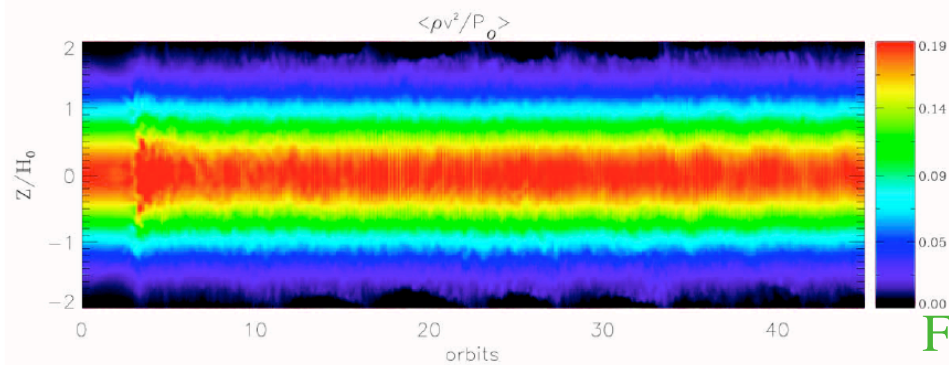
Couple Maxwell



Couple Reynolds



Energie cinétique



Resistivité
Ohmique

$$\eta(z)$$

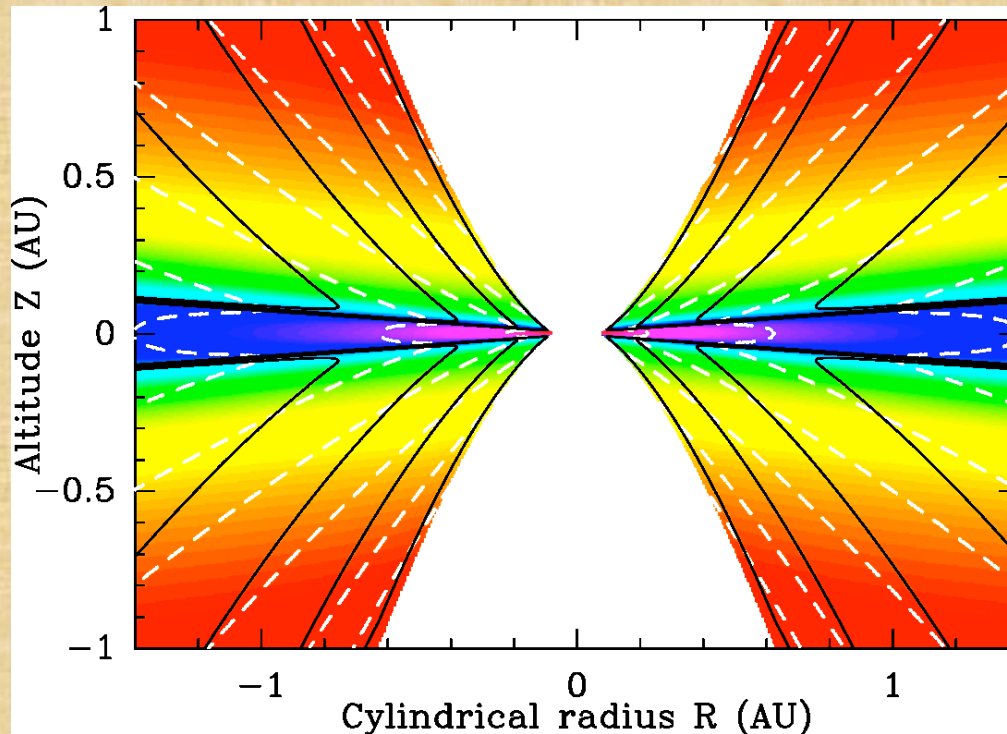


La zone morte
n'est pas tout à fait
morte...

Echange turbulent
de masse entre les
2 régions.

Fleming & Stone 03

SMAE: régions centrales (1)



Pour $r = 1 \text{ au}$, $M_{\text{acc}} = 10^{-7} M_{\text{sun}}/\text{yr}$

Disque $\alpha = 0.01$ standard:

$$H/r \approx 0.1$$

$$\Sigma \approx 500 \text{ g cm}^{-2}$$

$$T \approx 800 \text{ K}$$

$$B = ?$$

Pour une SMAE:

$$H/r \approx 0.05$$

$$\Sigma \approx (0.5/m_s) \text{ g cm}^{-2}$$

$$T \approx 200 \text{ K}$$

$$B \approx 0.1 \text{ G}$$

Nombre de Mach sur le plan du disque dépend du couple

$$m_s = \alpha H/r (1 + \Lambda) \approx \alpha_m \Rightarrow \text{solutions auto-similaires } \alpha_m \approx 1 \text{ donc } m_s \approx 1$$

\Rightarrow Source de la turbulence, valeur de α_m ?

\Rightarrow Echelle de temps d'accrétion: $t_{\text{acc}} \approx r/u_r \approx \Omega^{-1} (r/H) / m_s \ll \text{standard...}$

SMAE: régions centrales (2)

Taille observée disques (classes II): 100-500 au
 Extension radiale de la SMAE: 2-4 au ?

Nécessaire transition entre disque « standard » et SMAE

⇒ Modification des gradients

$$H/r \approx 0.05$$

$$\Sigma \approx (0.5/m_s) R^{-1/2} \text{ g cm}^{-2}$$

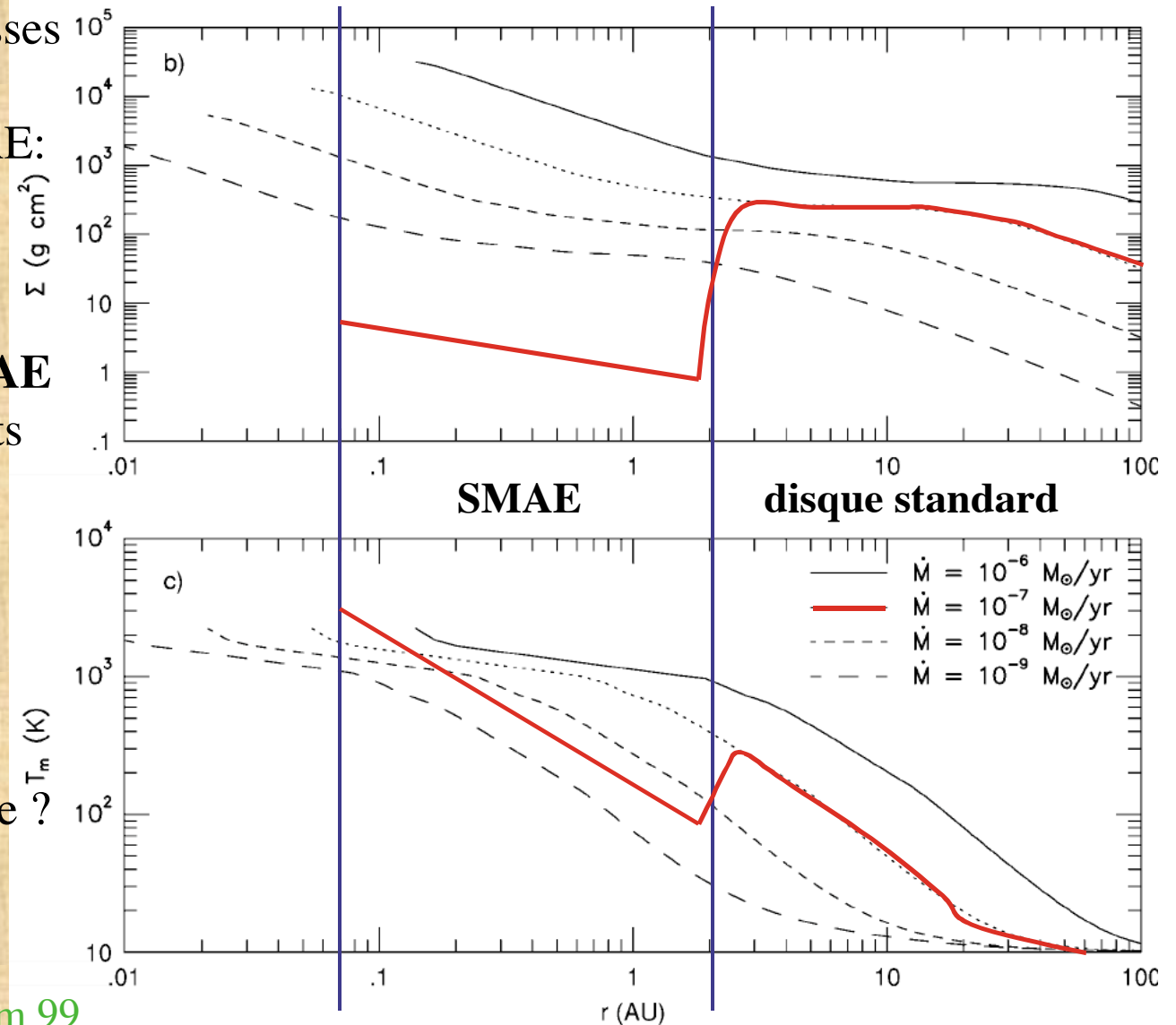
$$T \approx 200 R^{-1} \text{ K}$$

$$B \approx 0.1 R^{-5/4} \text{ G}$$

⇒ Accélération mouvement accréton (si $\alpha_m \approx 1$) ?

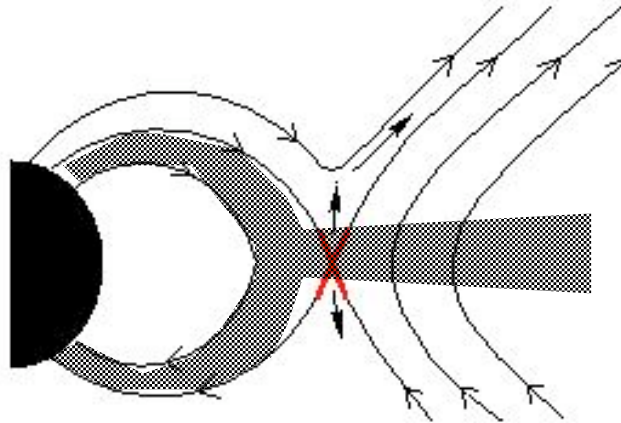
⇒ Accréton non stationnaire ?

⇒ Effet sur migration ?



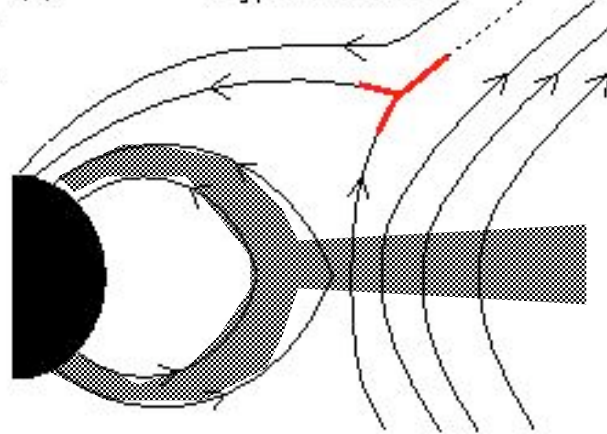
Les « vents-X »

(d) X-type Interaction

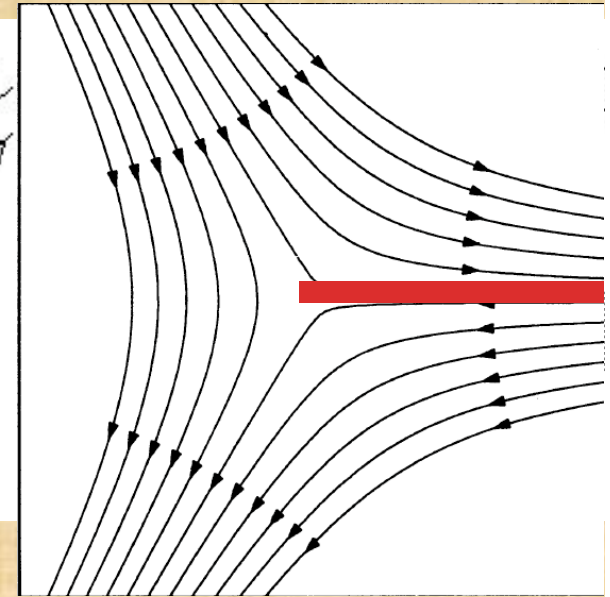


Ferreira et al 2000

(e) Y-type Interaction



Shu et al 94



Ostriker & Shu 95

Présence d'une zone de reconnexion équatoriale dans les 2 cas

=> configurations identiques (X, $B \approx 1$ G) vis-à-vis des chondres...

-Vent X de reconnexion: ligne neutre due à B opposés.

-Vent de Shu et al: ligne neutre imposée par matière

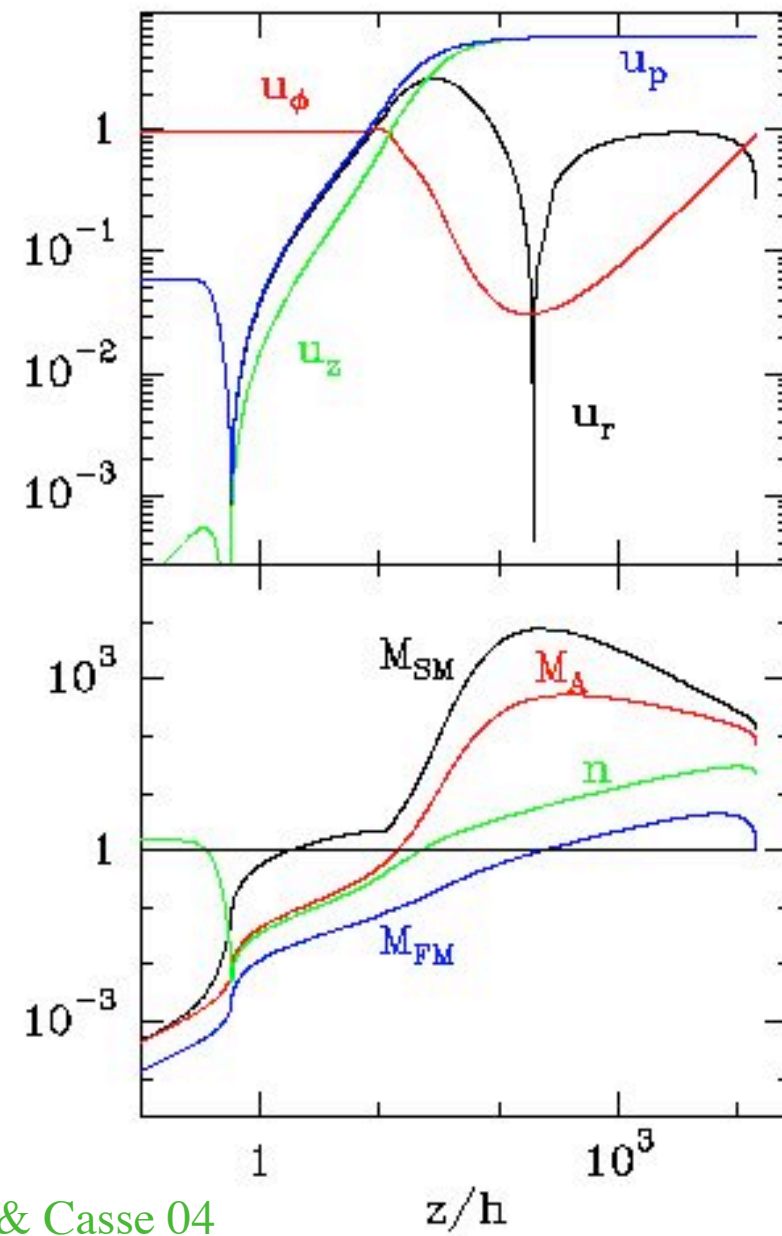
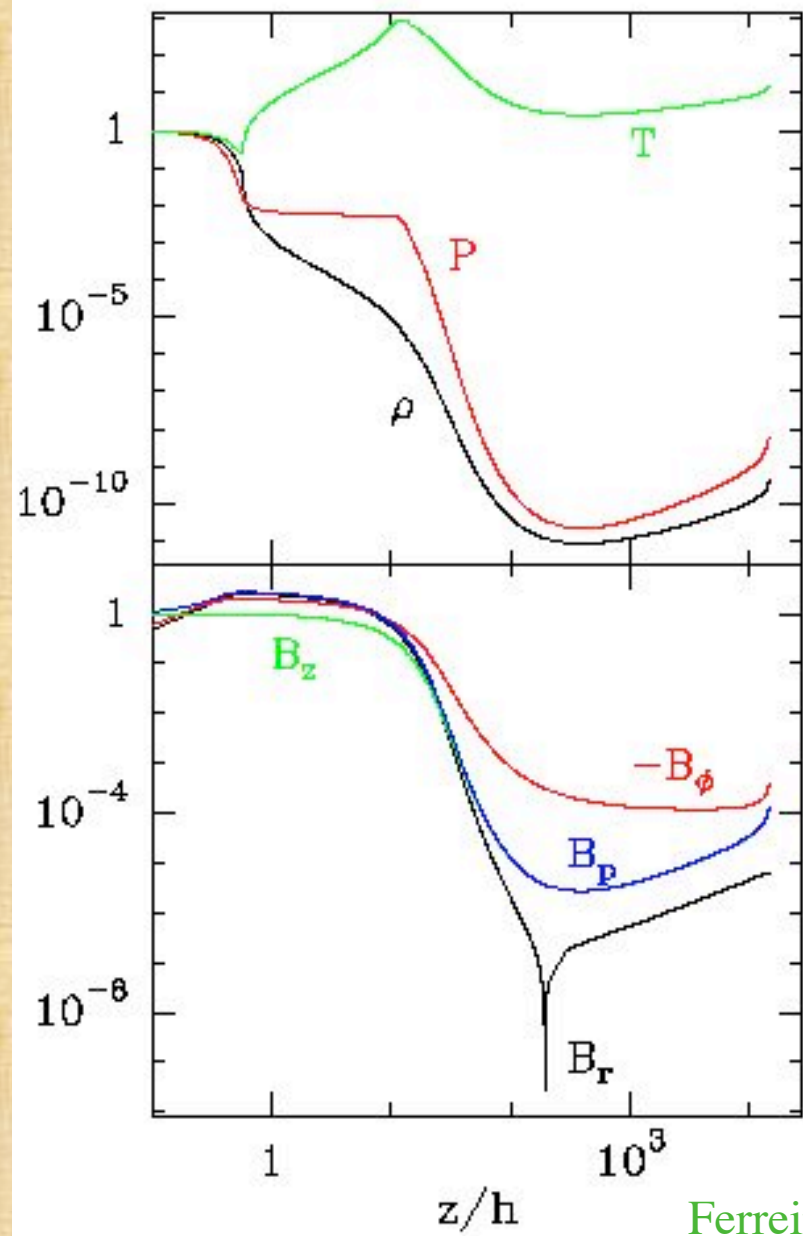
Questions...

Structure du disque d'accrétion TRES éloignée de celle fournie par la « nébuleuse solaire minimale »:

1. Valeur numérique de Σ , gradients $\Sigma(r)$ et $T(r)$
2. Taux d'accrétion dans le disque est-il constant (r,t) ?
3. Y-a-t-il une zone morte ? Permettrait-elle de former des planètes peu massives?
4. Présence de B à grande échelle ? Impact sur turbulence, jets, interaction étoile-disque, phénomènes énergétiques (déflagrations X liées à reconnections, cf Mathieu)
5. Migration des planètes affectée par présence SMAE dans 2-3 au centraux ?

Problème crucial de l'ionisation des disques:

1. Effet de distribution de grains sur ionisation des disques (Sano et al 00) avec X et cosmiques?
2. Quel effet du gaz ionisé sur la chimie dans formation planétaire ?
3. Effets de mélange par turbulence sur piégeage de « cœurs pré-planétaires »?



Ferreira & Casse 04

z/h