

Les marées dans les étoiles doubles

Jean-Paul Zahn
Observatoire de Paris

XVIIIe Festival d'Astronomie

Fleurance, 8 août 2008

Pourquoi s'intéresser aux systèmes doubles ou multiples ?

- plus de 50% des étoiles sont dans des systèmes multiples
- les membres de systèmes multiples ont le même âge et la même composition chimique
- les binaires serrées évoluent de manière très particulière lorsqu'elles outrepassent leur lobe de Roche
- les novae et certaines supernovae sont des composantes d'étoile double

Excentricité en fonction de la période

étoiles de type solaire
dans le voisinage solaire

Duquennoy & Mayor 1991

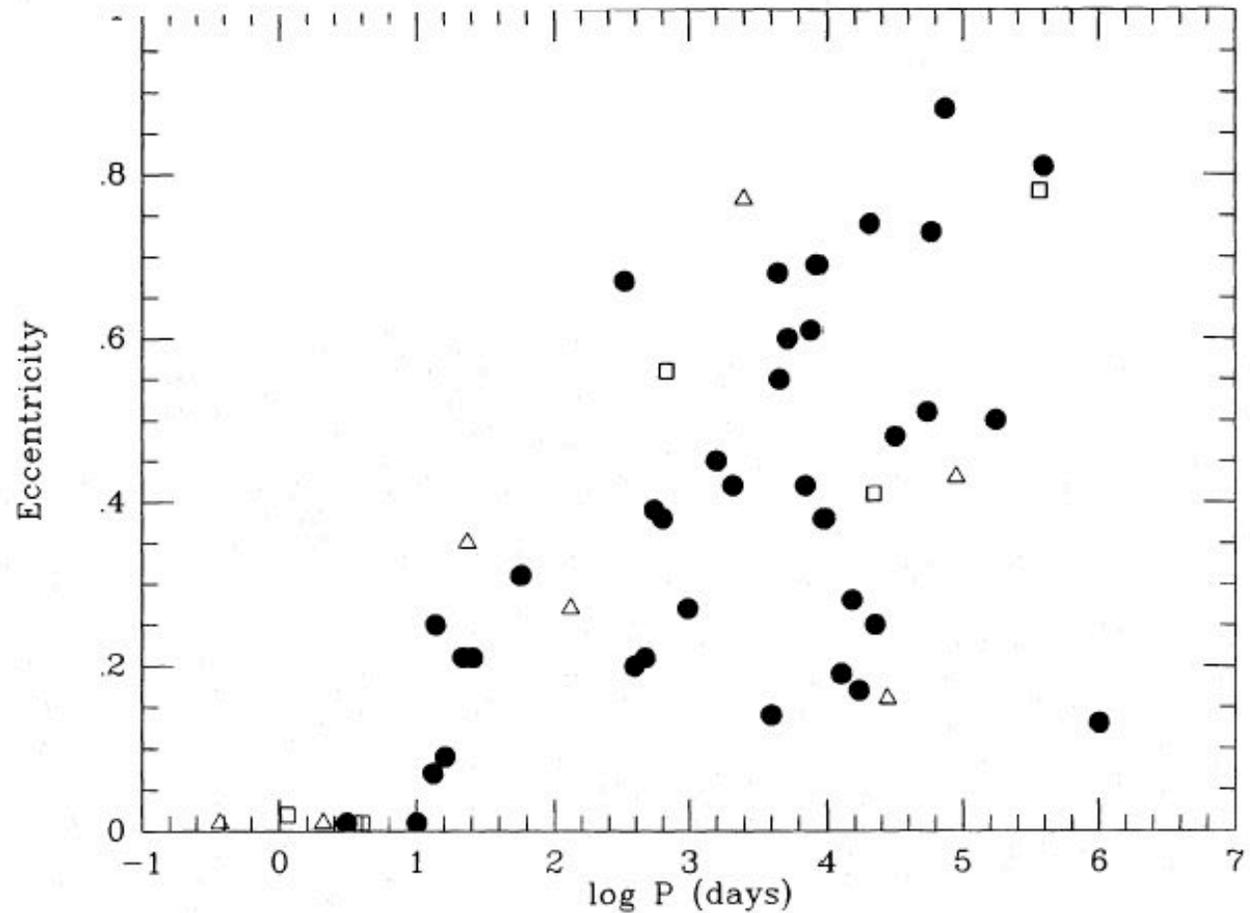


Fig. 5. Diagram eccentricity versus period for the complete nearby G-dwarf sample. Note the strong circularization effect due to tidal stresses for short periods binaries. The symbols are according to the multiplicity of the system: ● double, △ triple, □ quadruple

Effets de marée - les étoiles ne sont plus des points-masse

- l'étoile s'ajuste immédiatement à la force de marée
→ marée d'équilibre

$$F = \frac{GM}{d^2} + 6 \frac{G\delta M}{d^2} \left(\frac{R}{d}\right)^2$$

$$\frac{\delta M}{M} \approx \frac{\delta R}{R} \approx \frac{\delta g}{g} = 2 \left(\frac{GM_2 R}{d^3} \right) / \left(\frac{GM}{R^2} \right) = 2 \left(\frac{M_2}{M} \right) \left(\frac{R}{d} \right)^3$$

$$\delta g = \frac{GM_2}{(d-R)^2} - \frac{GM_2}{d^2}$$

$$F = \frac{GM}{d^2} + cst \left(\frac{GM}{R^2} \right) \left(\frac{M_2}{M} \right) \left(\frac{R}{d} \right)^7$$

mouvement des apsides

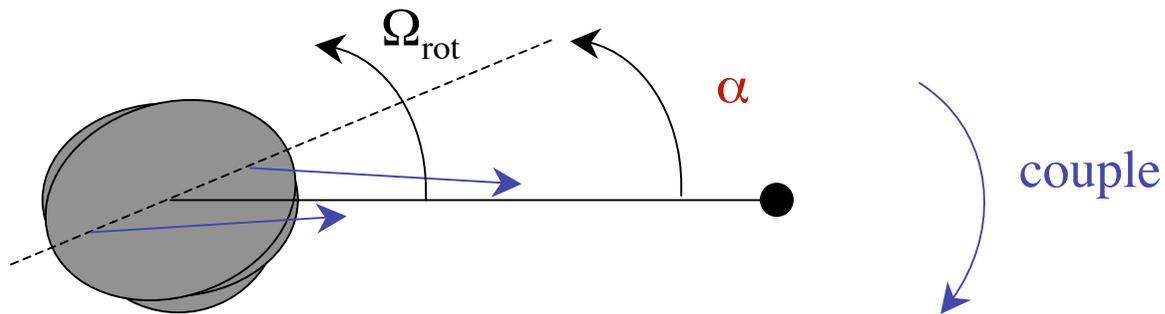
Evolution d'un système binaire sous l'action des marées

- le moment cinétique (MC) est conservé
(si perte de masse et effets relativistes sont négligeables)
- l'énergie cinétique (EC) est dissipée en chaleur
 - le système évolue vers son état de EC minimum
 - orbite circulaire ($e = 0$)
 - axes de rotation perpendiculaires
au plan de l'orbite ($i = 0$)
 - rotations synchronisées avec mouvement orbital
- vitesse d'évolution vers cet état :
dépend du processus physique qui dissipe l'énergie cinétique

I. La marée d'équilibre

Couple de marée

- l'étoile s'ajuste immédiatement à la force perturbatrice
→ marée d'équilibre

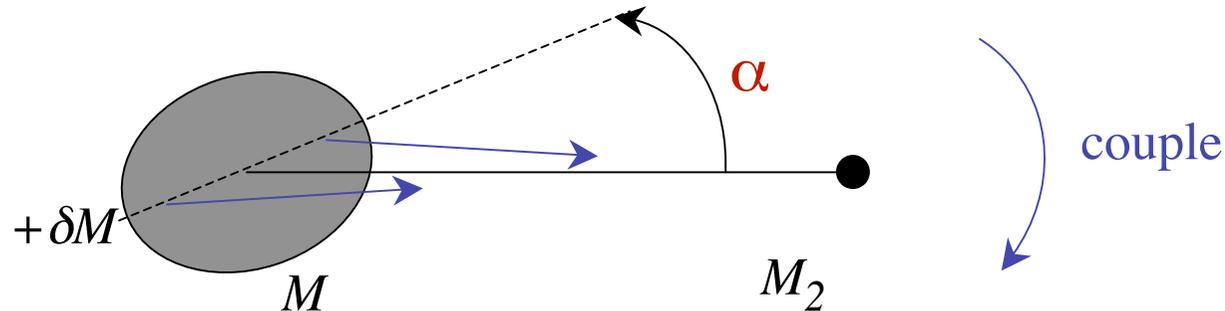


- lorsque la rotation n'est pas synchronisée avec le mouvt orbital
et en présence de dissipation → la marée retarde

$$\text{angle de retard : } \alpha = \mathcal{F}(\Omega_{\text{ot}} - \omega_{\text{orb}})$$

$$\text{approximation de faible dissipation : } \alpha \propto (\Omega_{\text{ot}} - \omega_{\text{orb}})$$

Couple de marée - estimation grossière



déformation $\frac{\delta M}{M} \approx \frac{\delta R}{R} \approx \frac{\delta g}{g} = 2 \left(\frac{GM_2 R}{a^3} \right) / \left(\frac{GM}{R^2} \right) = 2 \left(\frac{M_2}{M} \right) \left(\frac{R}{a} \right)^3$ a : demi grand axe

couple $\Gamma \approx 2\delta M \delta g R \sin \alpha \approx 2\delta M \left(\frac{GM_2 R}{a^3} \right) R \sin \alpha$

retard
(dissipation faible) $\sin \alpha = \left(\frac{\Omega_{rot} - \omega_{orb}}{t_{diss}} \right) \left(\frac{R^3}{GM} \right)$ t_{diss} : temps de dissipation

$\Gamma \approx -M_2 \left(\frac{M_2}{M} \right) R^2 \left(\frac{R}{a} \right)^6 \left(\frac{\Omega_{rot} - \omega_{orb}}{t_{diss}} \right) = I \frac{d\Omega}{dt}$ I : moment d'inertie

temps de synchronisation $\frac{1}{t_{sync}} = \frac{1}{|\Omega - \omega|} \frac{d\Omega}{dt} \approx \frac{1}{t_{diss}} \left(\frac{MR^2}{I} \right) \left(\frac{M_2}{M} \right)^2 \left(\frac{R}{d} \right)^6$

Circularisation de l'orbite

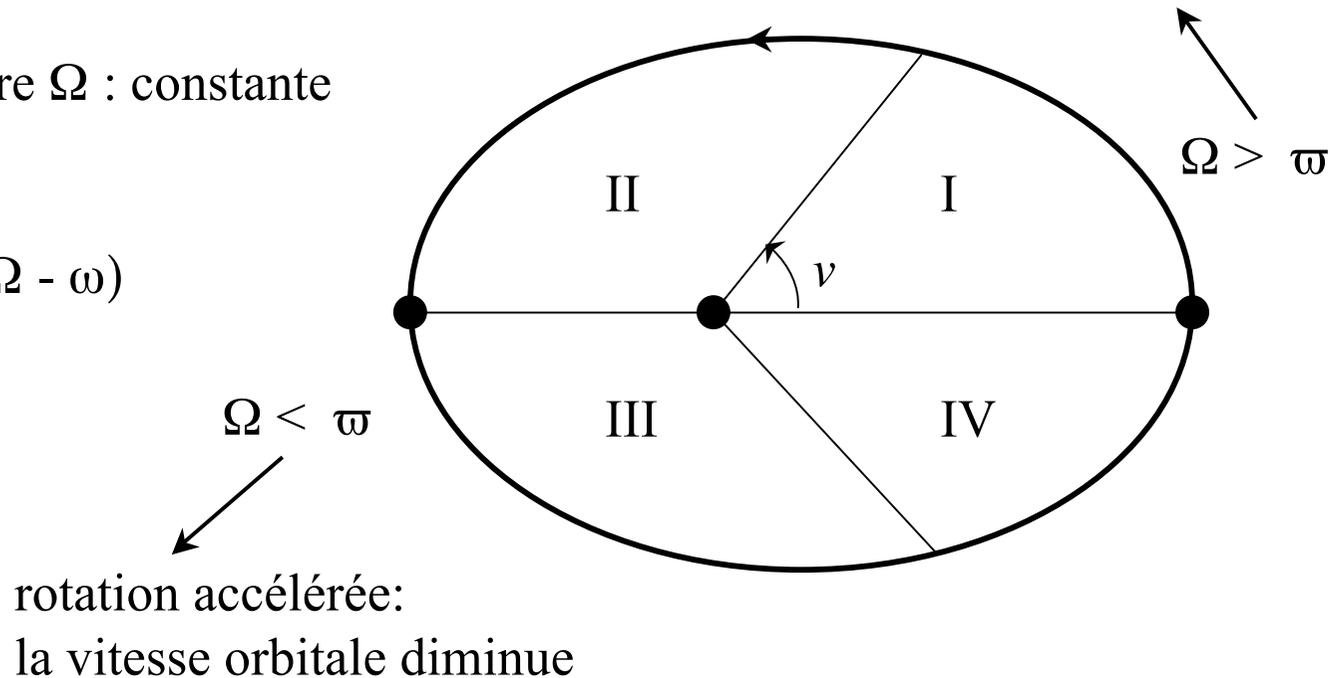
La vitesse angulaire varie le long de l'orbite

$$\varpi = dv/dt$$

vitesse angulaire Ω : constante

couple $\Gamma \propto -(\Omega - \omega)$

rotation freinée :
la vitesse orbitale augmente

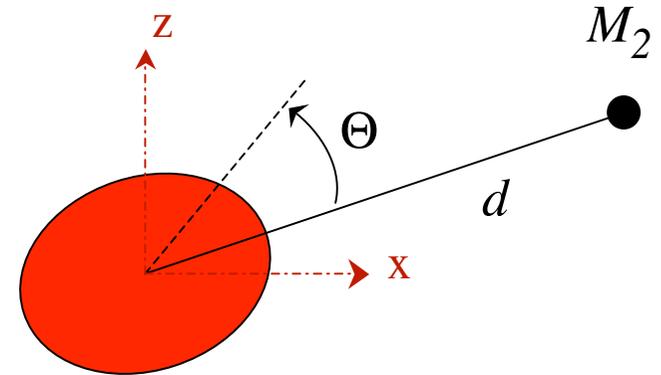


→ l'excentricité décroît

Théorie des marées

Potentel créé par le point-masse M_2

$$U_{total} = -\frac{GM_2}{d} \sum \left(\frac{r}{d}\right)^s P_s(\cos \Theta)$$



conserver seulement $s = 2$

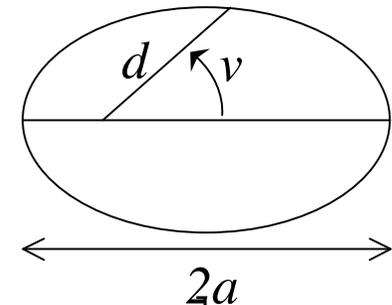
$$U_{marée} = [\dots] - \frac{1}{4} \frac{M_2}{M_1 + M_2} \omega_{orb}^2 r^2 P_2^2(\cos \theta) \left[\left(\frac{a}{d}\right)^3 \cos 2(v - \varphi) \right]$$

$$P_2(x) = \frac{3}{2}x^2 - \frac{1}{2} \quad P_2^2(x) = 3(1 - x^2)$$

puis développer en série de Fourier (limitée ici aux termes en e)

$$U_{marée} = \frac{3}{2} \frac{M_2}{M_1 + M_2} \omega_{orb}^2 r^2 P_2(\cos \theta) e \cos \omega_{orb} t$$

$$- \frac{1}{4} \frac{M_2}{M_1 + M_2} \omega_{orb}^2 r^2 P_2^2(\cos \theta) \left[\cos(2\varphi - 2\omega_{orb} t) - \frac{e}{2} \cos(2\varphi - \omega_{orb} t) + \frac{7e}{2} (2\varphi - 3\omega_{orb} t) \right]$$



Calculer la réponse

- planètes solides : déformation élastique → déphasage
- étoiles, planètes fluides : champ de vitesse → couple de marée
- océans : importance énorme des limites (côtes, fonds océaniques)

Processus dissipatifs agissant sur la marée d'équilibre

Viscosité moléculaire et radiative

$$t_{diss} = t_{visc} = \frac{R^2}{\nu} \approx 10^{12} \text{ ans}$$

Amortissement radiatif

$$t_{diss} = t_{KH} = \frac{GM^2}{RL} \approx 10^7 \text{ ans} \quad \text{temps de Kelvin-Helmholtz}$$

Dissipation turbulente dans les zones convectives

Cause principale de dissipation dans étoiles de type solaire
(possédant une zone convective extérieure)

$$t_{diss} = t_{conv} = \left(\frac{MR^2}{L} \right)^{1/3} \approx 1 \text{ an}$$

Viscosité turbulente : $\nu_{conv} \approx V \ell$ V : vitesse des éléments turbulents
 ℓ : libre parcours moyen

Temps caractéristiques pour la marée d'équilibre

Synchronisation

$$\frac{1}{t_{sync}} = - \frac{1}{(\Omega - \omega)} \frac{d\Omega}{dt} = \frac{6\lambda_2}{t_{conv}} q^2 \left(\frac{MR^2}{I} \right) \left(\frac{R}{a} \right)^6$$

Circularisation

$$\frac{1}{t_{circ}} = - \frac{1}{e} \frac{de}{dt} = \frac{3\lambda_2}{t_{conv}} q(1+q) \left(\frac{R}{a} \right)^8 \left(18 - 11 \frac{\Omega}{\omega} \right)$$

a : demi grand axe, $q = M_2 / M$

I : moment d'inertie, t_{conv} : temps convectif

Dissipation convective

$$\frac{\lambda_2}{t_{conv}} = \frac{336}{5} \pi \frac{R}{M} \int x^8 \rho \nu_{turb} dx \quad x = r/R$$

Darwin 1879; Zahn 1966;
Hut 1980-81; Scharlemann 1981

Marée d'équilibre : circularisation d'une binaire synchronisée

Circularisation

$$\frac{1}{t_{circ}} = -\frac{d \ln e}{dt} = \frac{3\lambda_2}{t_{conv}} q(1+q) \left(\frac{R}{a}\right)^8 \left(18 - 11\frac{\Omega}{\omega}\right)$$

Variation d'excentricité au bout d'un temps t_{age}

$$\Delta \ln e = \frac{3\lambda_2}{t_{conv}} q(1+q) \left(\frac{R}{a}\right)^8 7 t_{age}$$

$$e_{initial} = 0,30, e_{final} = 0,01 \rightarrow \Delta \ln e = 3,40$$

$$q = 1, \lambda_2 = 0,055, t_{conv} = 0,4 \text{ an}, t_{age} = 5 \cdot 10^9 \text{ ans}$$

$$3e \text{ loi de Kepler } (2\pi/P)^2 = 2GM/a^3$$

Période de circularisation :

$$P_{circ} \approx 6 \left(\frac{t_{age}}{5 \cdot 10^9 \text{ ans}} \right)^{3/16} \text{ jours}$$

$P < P_{circ}$: orbites circulaires

$P > P_{circ}$: orbites excentriques

Comparaison avec les observations - étoiles de type solaire

Période de circularisation
prédiction théorique :

$$P_{circ} \approx 6 \left(\frac{t_{age}}{5 \cdot 10^9 \text{ ans}} \right)^{3/16} \text{ jours}$$

$P < P_{circ}$: orbites circulaires

$P > P_{circ}$: orbites excentriques

étoiles de champ, plus tardives que F8

(Koch & Hrivnak 1981)

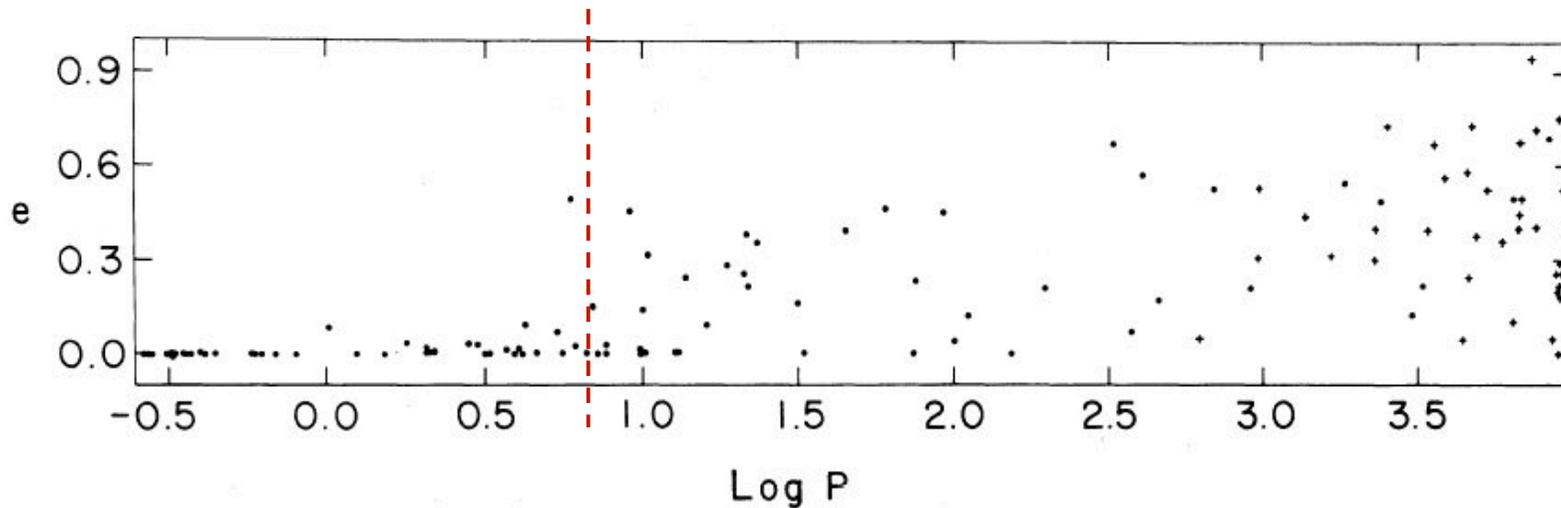


FIG. 1. The $(e, \log P)$ plane for main-sequence binaries not earlier than F8. Spectroscopic and eclipsing binaries are shown as dots and visual binaries as plus signs.

Que se passe-t-il lorsque la binaire est très jeune ?

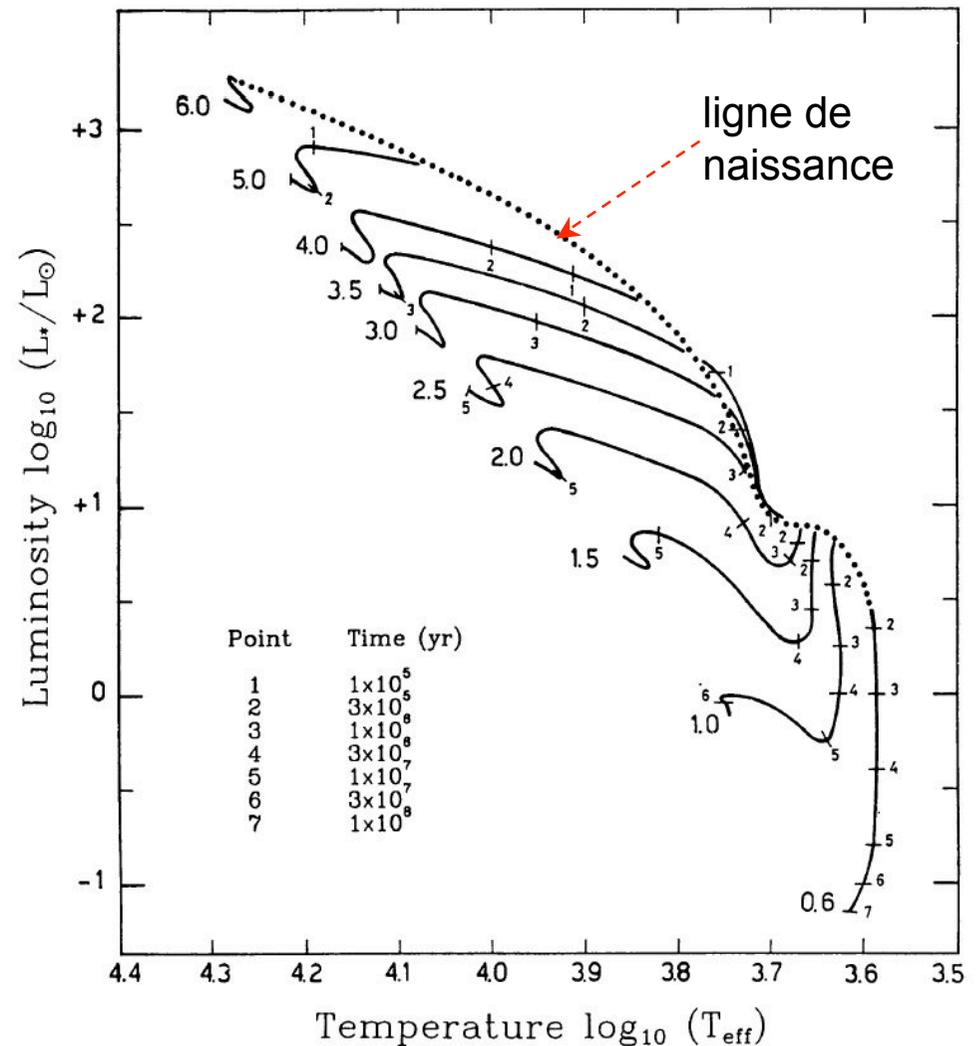
Sur la pré-séquence principale (PMS)

L'étoile d'une masse solaire naît avec un rayon de $5 R_{\odot}$

Comme $t_{circ} \propto R^{-8}$,
la circularisation s'opère très vite

Mais le temps convectif
varie en $R^{2/3}$
→ il était plus long sur la PMS

→ t_{conv} était plus long
que la période de marée



Le problème des marées rapides

Lorsque la période P de la marée est plus courte que le temps convectif t_{conv} la viscosité turbulente est réduite. De combien ?

Recette # 1 (Zahn 1966)

Remplacer le libre parcours moyen
par la distance l_P parcourue durant une période de marée P

$$\nu_{turb} \approx V_{conv} \ell_P = V_{conv} \ell_{conv} \left(\frac{P}{t_{conv}} \right)$$

Recette # 2 (Goldreich & Keeley 1977)

Conserver seulement les éléments turbulents
dont le temps caractéristique t_{car} est plus court que la période de marée

$$\nu_{turb} \approx V_{car} \ell_{car} = V_{conv} \ell_{conv} \left(\frac{P}{t_{conv}} \right)^2$$

→ dans les 2 cas, ν_{turb} est donc de la fréquence de marée

Evolution Pré-Séquence Pincipale

(Zahn & Bouchet 1989)

cut-off period $P_{\text{circ}} = 7.7 - 8.5$ days

⇒ more efficient than MS circularization

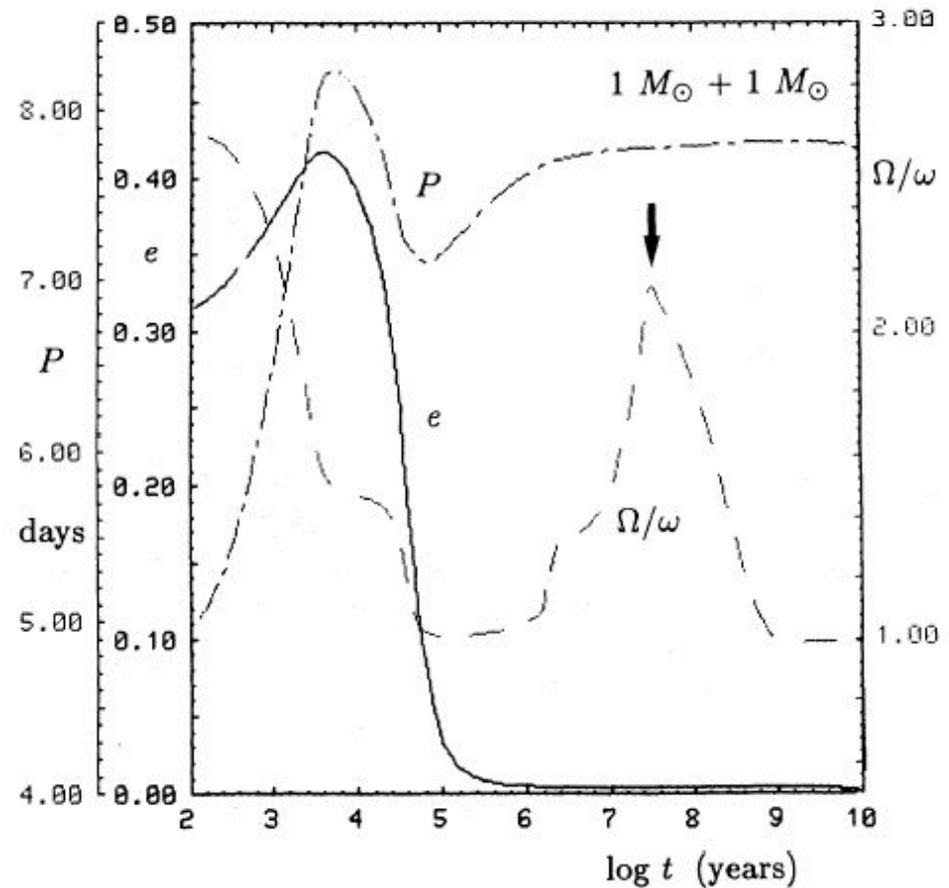
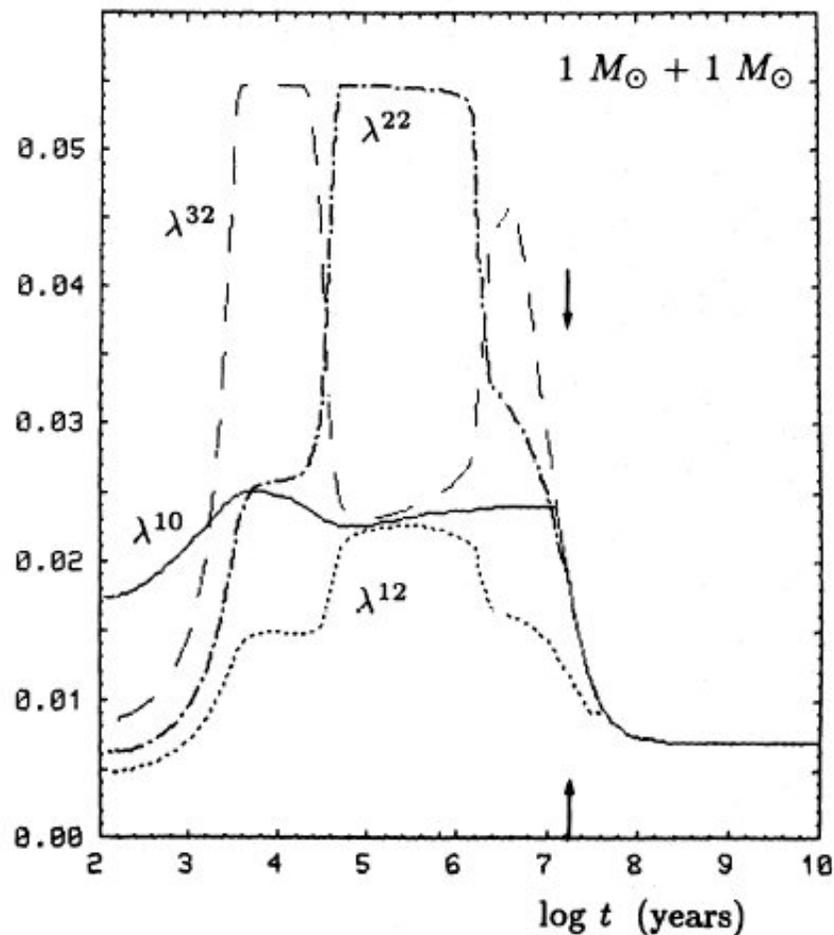
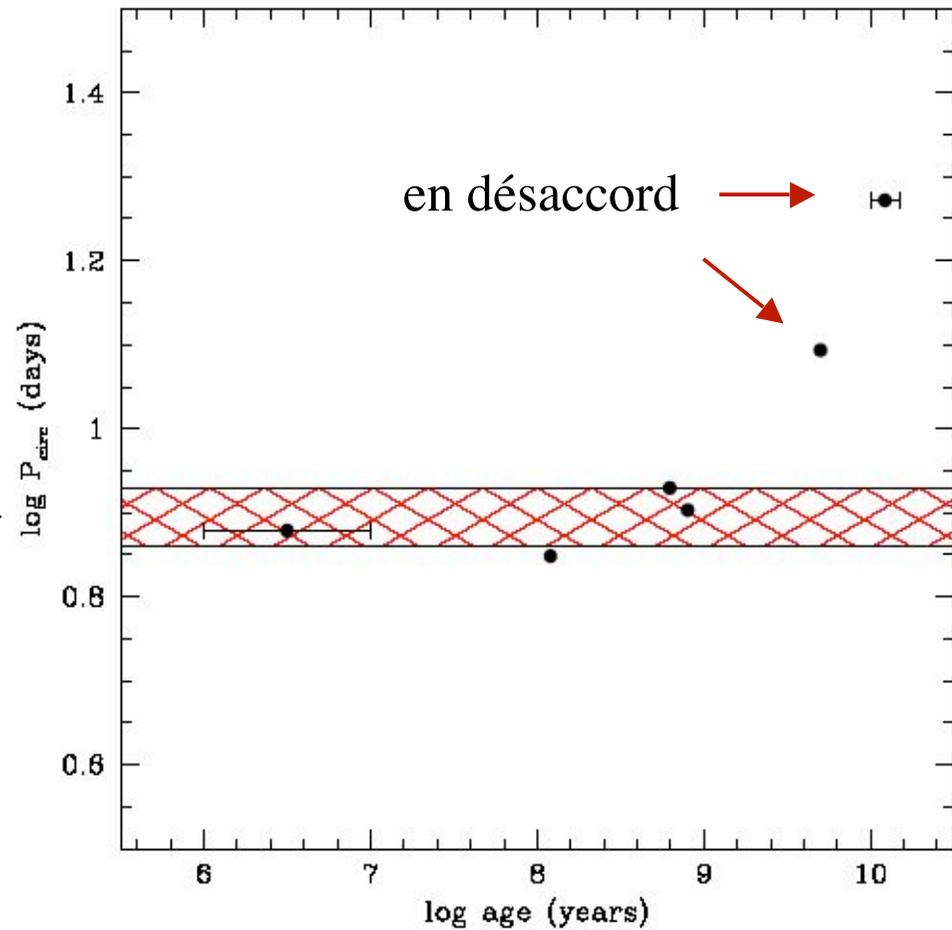


Fig. 1. Evolution in time of the eccentricity e , the orbital period P , and of the ratio between the rotational and orbital velocities (Ω/ω), for a system with two components of $1 M_{\odot}$. The initial period has been chosen such that the eccentricity would decrease from 0.3 to 0.005 when the binary reaches the zero-age main-sequence (ZAMS, indicated by the big arrow). One verifies that most of the circularization occurs well before, while the stars are still contracting on the Hayashi track. Notice also the departure from synchronism, as the stars approach the ZAMS

Période de coupure en fonction de l'âge

Melo, Covino, Alcalá, Torres 2001

en accord avec Zahn & Bouchet 89



Evolution Pré Séquence Principale

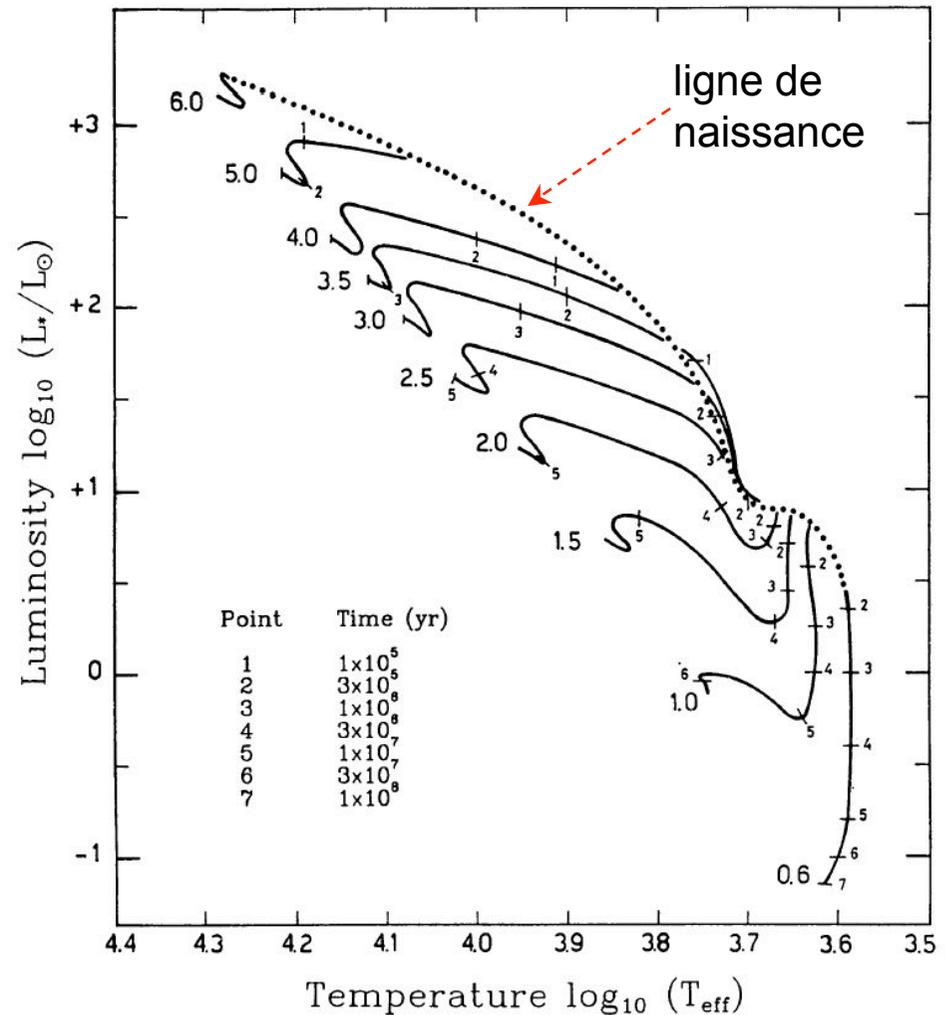
Circularization and synchronisation se produisent très tôt lorsque l'étoile possède une ZC épaisse et un grand rayon

la ZC s'amincit et le rayon diminue : l'étoile se met à tourner plus vite

→ l'étoile atteint la SP en rotation plus rapide que synchronisée

Propriété de toutes les étoiles ayant possédé une ZC épaisse jusqu'à $\sim 2 M_{\odot}$

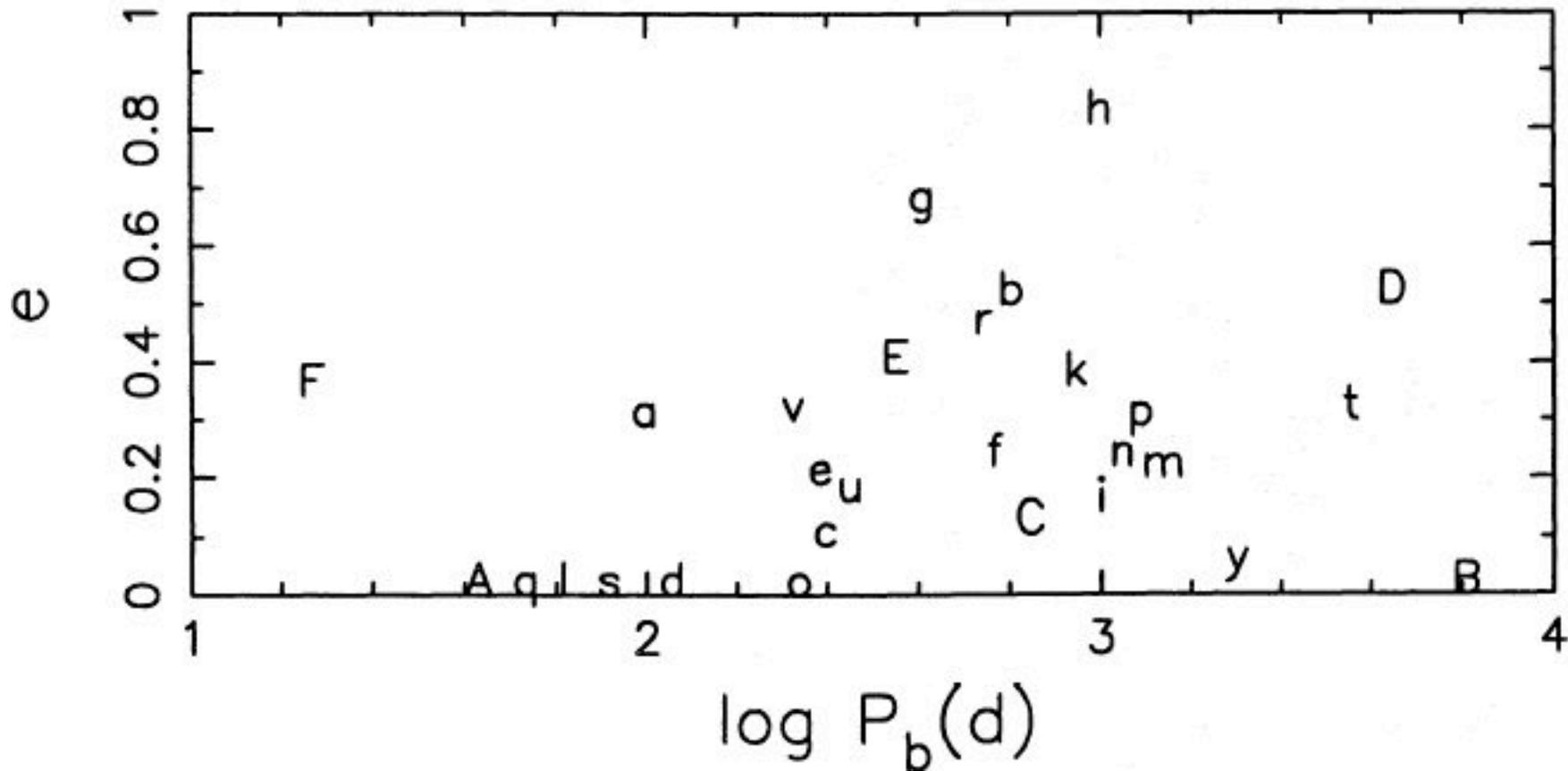
Palla & Stahler 1993



Evolution post-SP - binaires avec géante rouge

(Verbunt & Phinney 1995)

Données brutes (28 binaires de 12 amas ouverts)



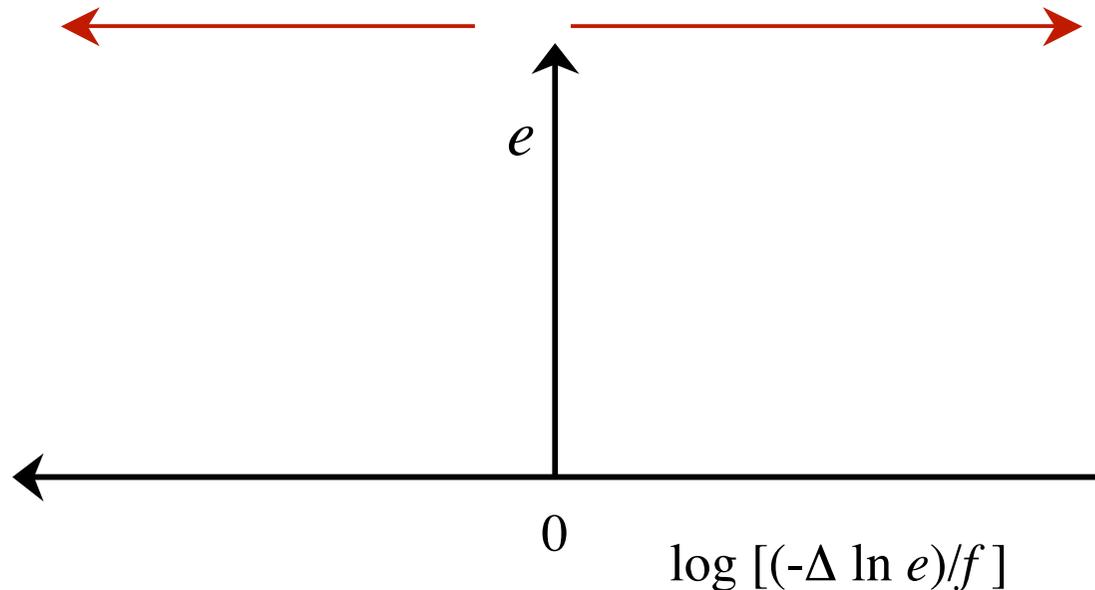
Post MS evolution - binaries with giant components (Verbunt & Phinney 1995)

$$\Delta \ln e = -1.7 \times 10^{-5} f \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-11/3} q(1+q)^{-5/3} I(t) \left(\frac{P_b}{\text{day}} \right)^{-16/3}$$

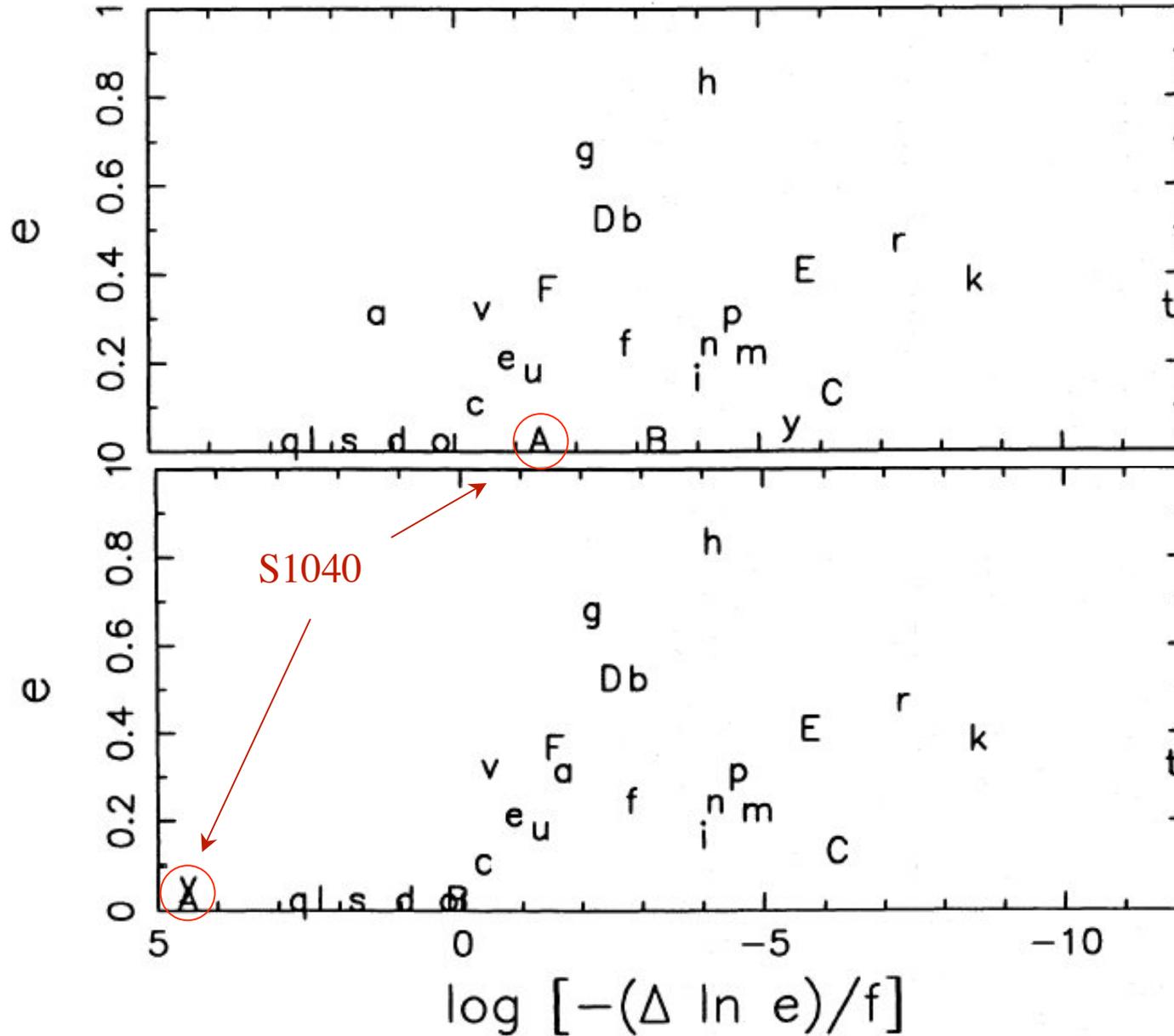
$$I(t) \equiv \int_0^t \left(\frac{T_{eff}(t')}{4500\text{K}} \right)^{4/3} \left(\frac{M_{env}(t')}{M_{\odot}} \right)^{2/3} \left(\frac{R(t')}{R_{\odot}} \right)^8 dt' \quad \text{paramètre long. mélange}$$

$$f = 1.01(\alpha/2)^{4/3}$$

prédiction théorique : circularisation pas de circularisation



Verbunt & Phinney 1995



géantes supposées
en combustion
centrale de l'hélium
(AGB)

compagnons
non évolués

a : combustion H
en couche (RGB);
A, *B* et *y* ont
échangé de la
masse

compagnon
naine blanche

La confirmation : le compagnon de S1040 est une naine blanche

Landsman, Aparicio, Bergeron, Di Stefano, Stecher 1997

Système initial :
 $1.24 + 0.82 M_{\odot}$

$P = 1.86$ d

Etat actuel :
 $0.25 + 1.48 M_{\odot}$

$P = 42.1$ d

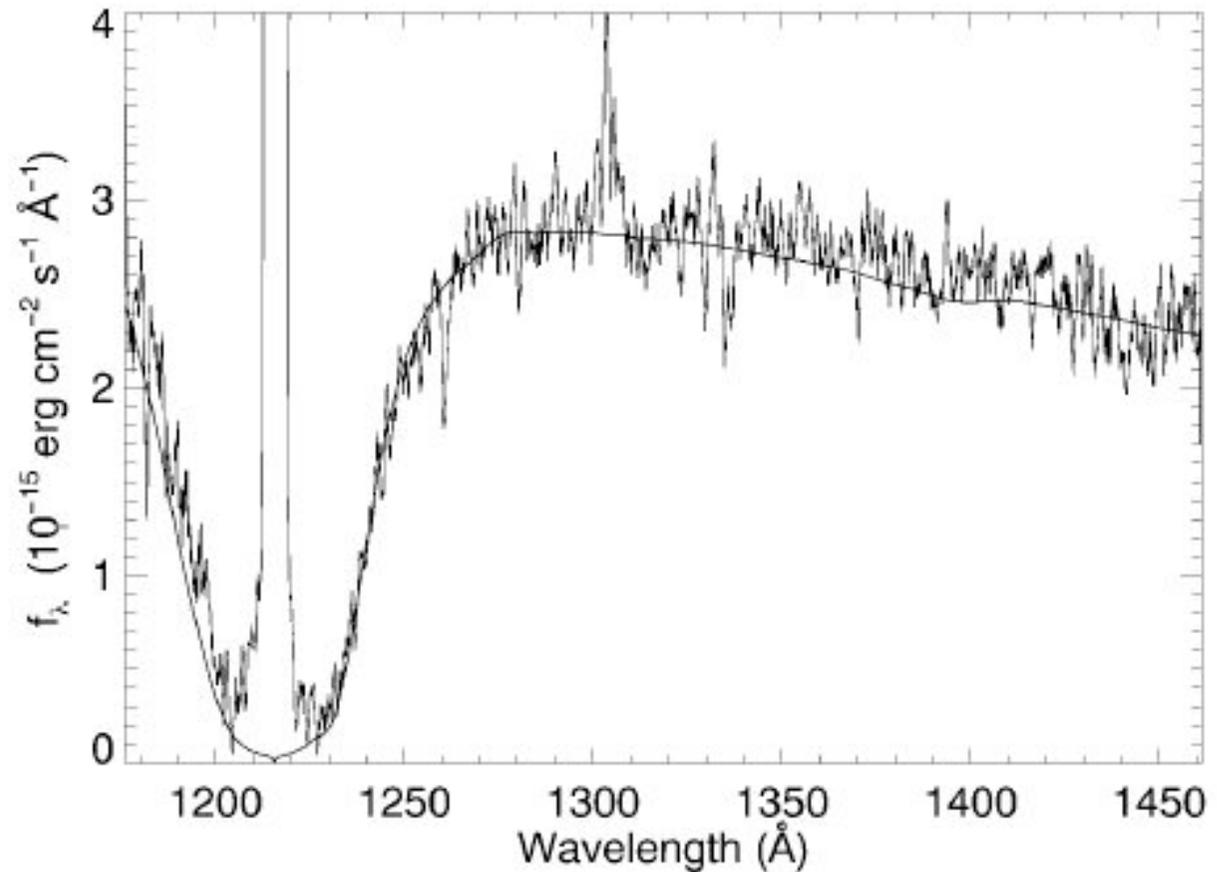


FIG. 1.—GHR spectrum of S1040. The spectrum has been corrected for a reddening of $E(B - V) = 0.02$. The thick solid line shows a best-fit white dwarf model with $T_{\text{eff}} = 16,900$ K and $\log g = 7.0$.

Périodes de coupure pour des amas de différents âges

Mathieu, Meibom, Dolan 2004

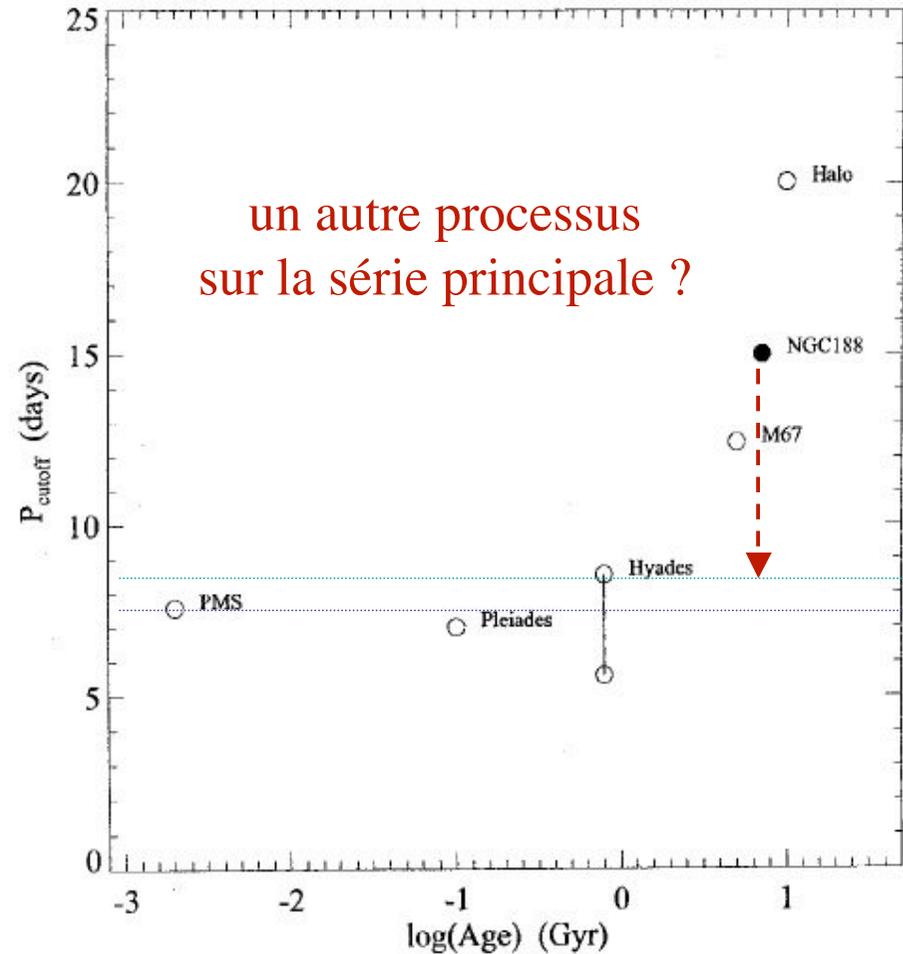
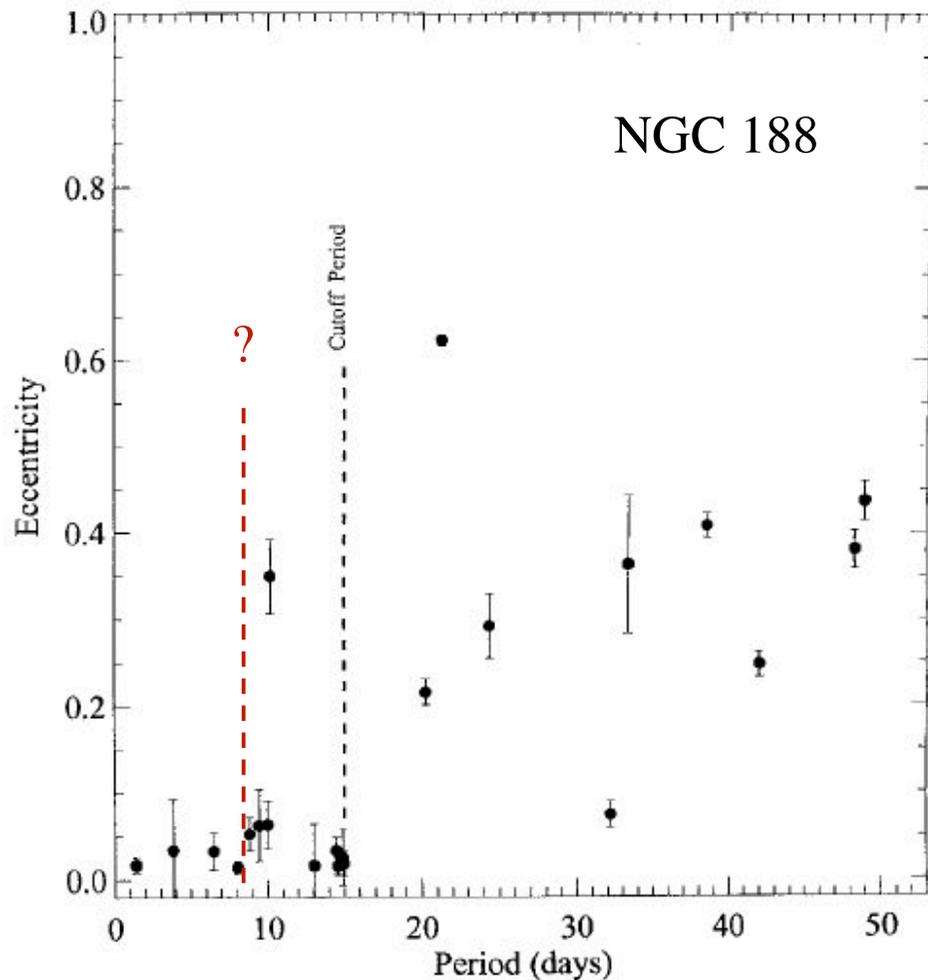
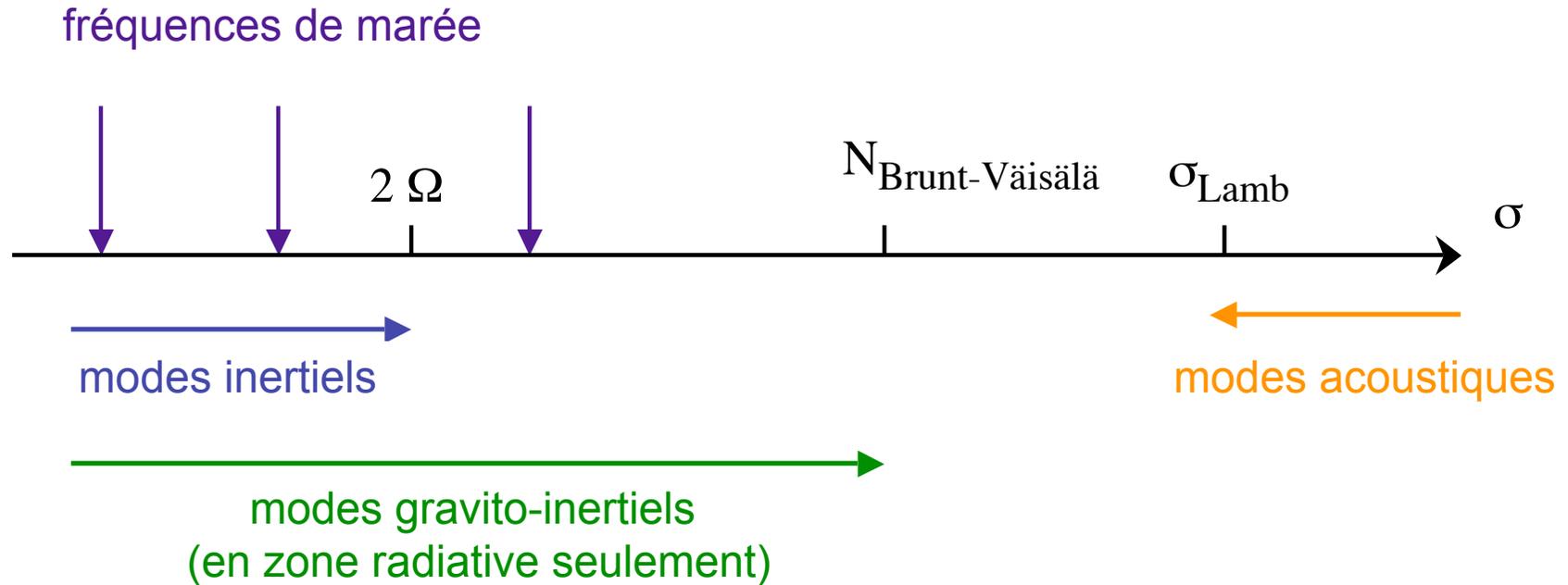


FIG. 2.—Tidal circularization cutoff period vs. age for six coeval stellar samples: pre-main-sequence (Melo et al. 2001), Pleiades (Mermilliod et al. 1992), Hyades (Duquennoy et al. 1992; see text for explanation of two values), M67 (Latham et al. 1992), NGC 188, and Milky Way halo stars (Latham et al. 2002). Note the evident increase in tidal circularization period with age beyond 1 Gyr, indicating ongoing tidal circularization for main-sequence solar-type binaries.

II. La marée dynamique

La marée dynamique :

Les modes d'oscillation de l'étoile sont excités par le potentiel de marée périodique



Marée dynamique avec amortissement radiatif

excitation près du cœur convectif

L'amortissement radiatif varie comme
(nb. de nœuds radiaux)²
Il augmente vers la surface

Étoile de $5 M_{\text{so}}$
ZAMS

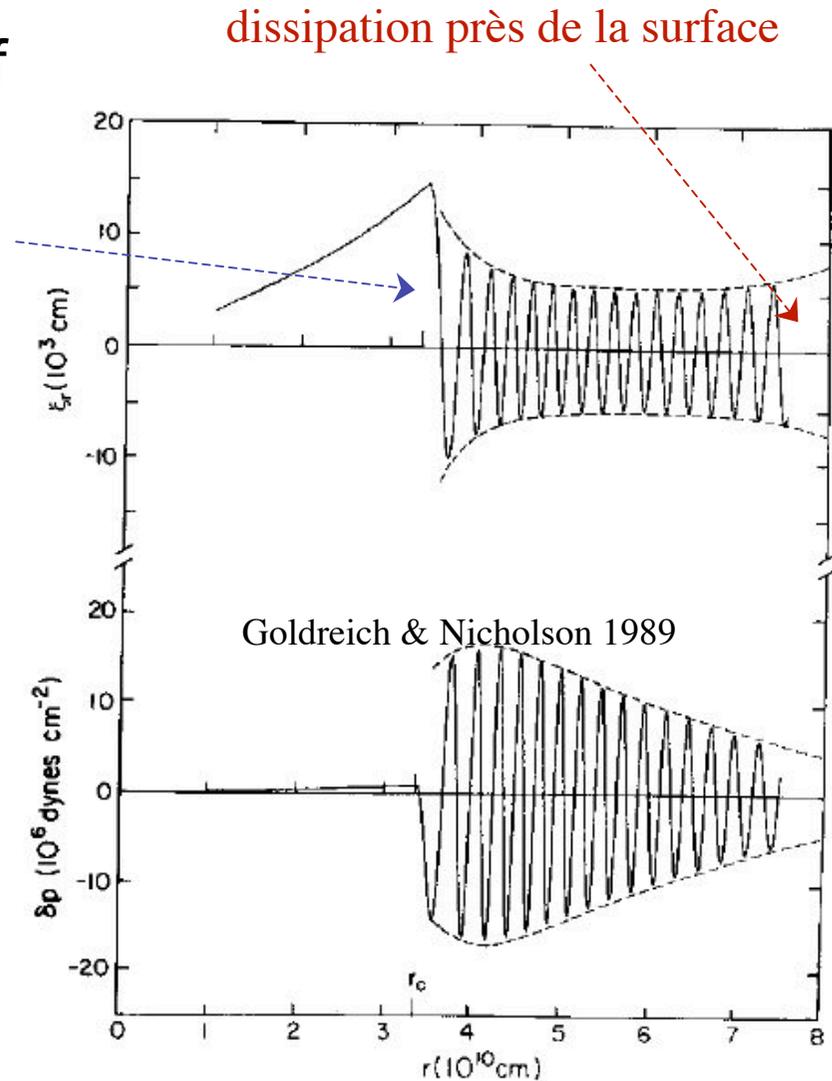
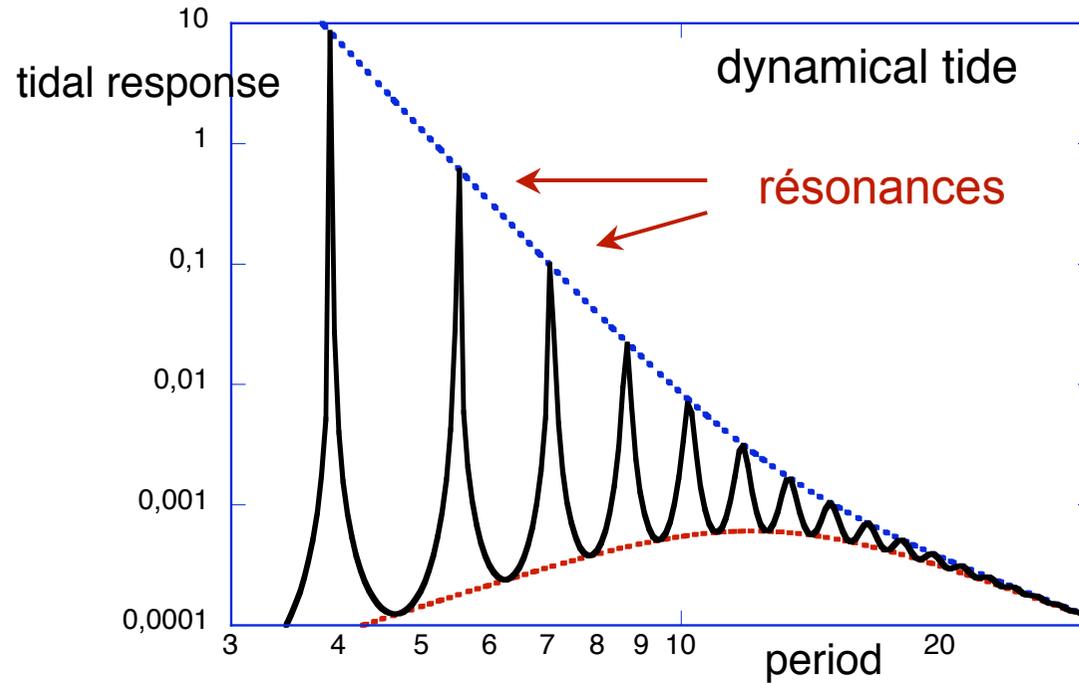


FIG. 1.—Numerical solution of the linearized equations of motion for the dynamical tide in a nonrotating $5 M_{\odot}$ main-sequence star. The core-envelope boundary is denoted by r_c . The stellar radius is 1.88×10^{11} cm; the tidal frequency $\sigma = 2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Only the homogeneous solution is shown; that is, $U = 0$. The radial displacement and pressure perturbations are denoted by ξ_r and δp . The dashed curves indicate the WKBJ amplitudes obtained from equation (21) and are fitted to the numerical solution at large r (after Fig. 7 of Nicholson 1978).

Marée dynamique avec amortissement radiatif

Etoile avec zone radiative externe (étoile massive sur la SP)



$$\frac{1}{t_{sync}} = -\frac{d}{dt} \left| \frac{2(\Omega - \omega)}{\omega} \right|^{-5/3} = 5 \left(\frac{GM}{R^3} \right)^{1/2} q^2 (1+q)^{5/6} \frac{MR^2}{I} E_2 \left(\frac{R}{a} \right)^{17/2}$$

$$\frac{1}{t_{circ}} = -\frac{d \ln e}{dt} = \frac{21}{2} \left(\frac{GM}{R^3} \right)^{1/2} q(1+q)^{11/6} E_2 \left(\frac{R}{a} \right)^{17/2}$$

← rotation ignorée

E_2 : dépend de la structure (taille du cœur convectif)

Zahn 1975; Rocca 1987, 89

Circularisation des étoiles massives

Prédiction théorique :

$$(R/a)_{circ} = 0,255 \quad P_{circ} \approx 1 - 2,5 \text{ jours}$$

Giuricin et al. 1984

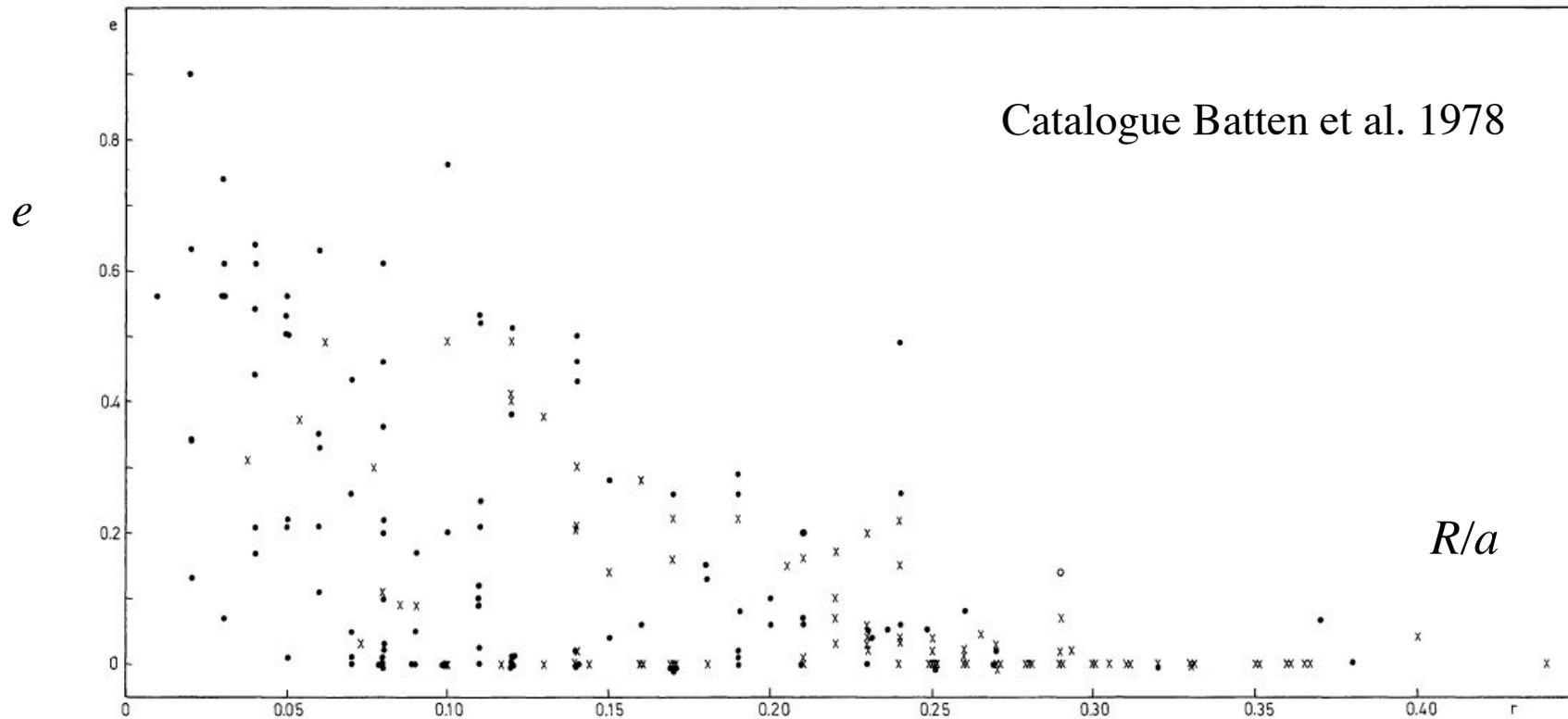


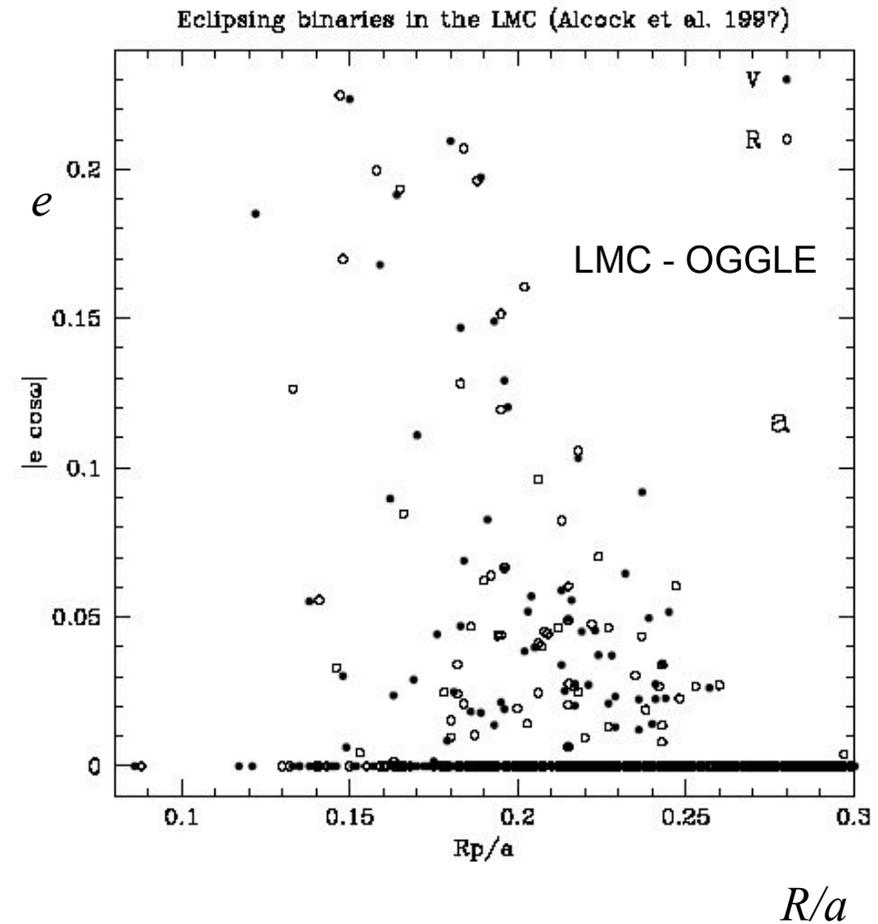
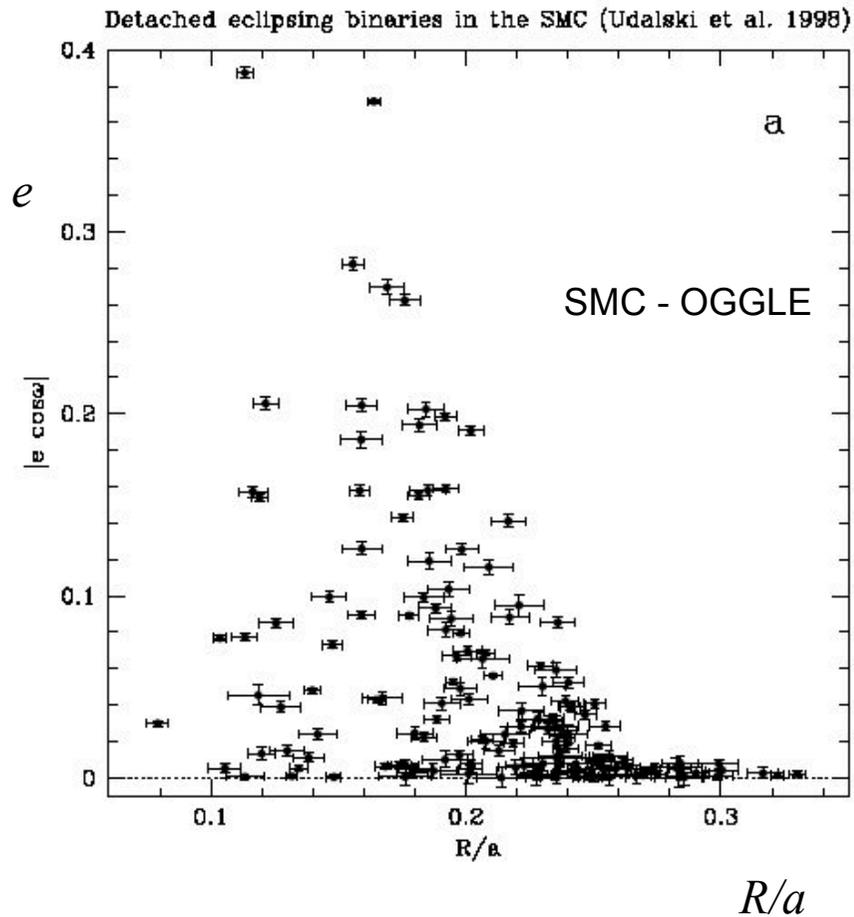
Fig. 2. The $e-r$ plane for our binary sample. The eclipsing and ellipsoidal binaries with analyzed lightcurves are shown as crosses, α Vir as an open circle, and the other binaries as dots

Circularisation des étoiles massives dans les Nuages de Magellan

Prédiction théorique :

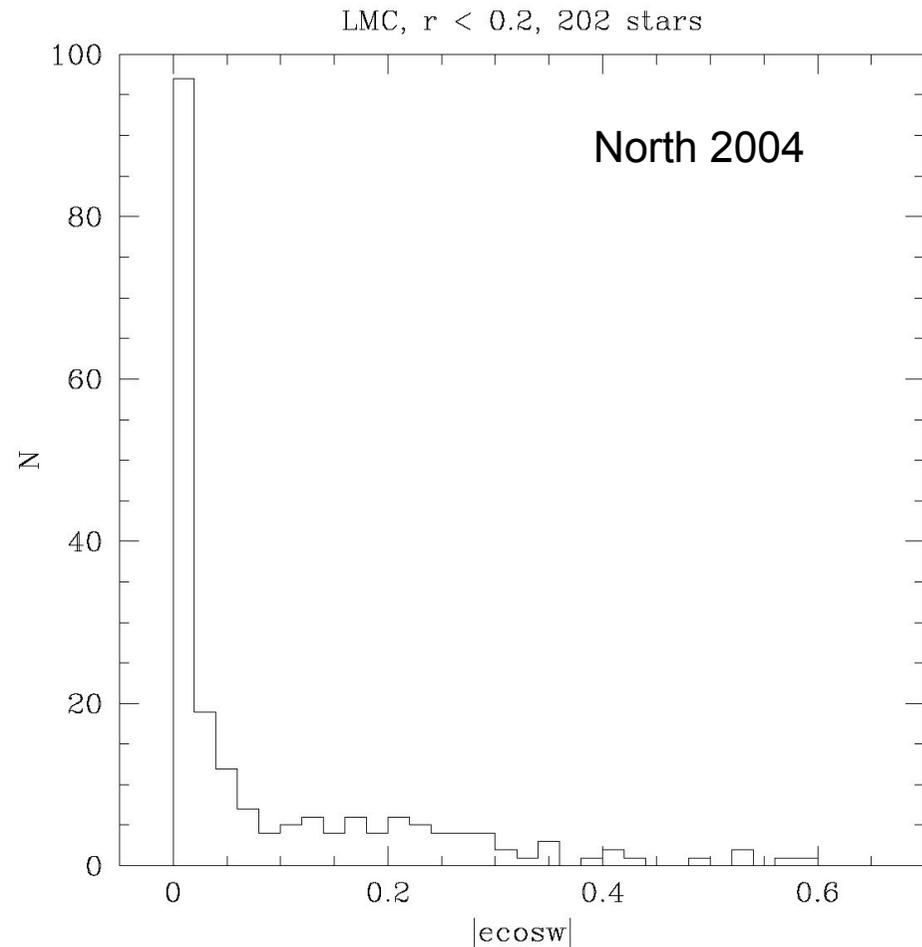
$$(R/a)_{circ} = 0,255 \quad P_{circ} \approx 1 - 2,5 \text{ jours}$$

North & Zahn 2003



Pourquoi tant de binaires sont circularisées pour $P > P_{\text{circ}}$?

- orbite circulaire à l'origine?
- le compagnon est-il une étoile de type solaire ?
- existe-t-il un autre mécanisme de dissipation qui opère dans certaines étoiles, et pas dans les autres?



Rôle des résonnances dans la marée dynamique ?

Spectre de fréquences d'une étoile de $10 M_{\odot}$ en rotation
(traitement numérique 2D)

(Witte & Savonije 1999)

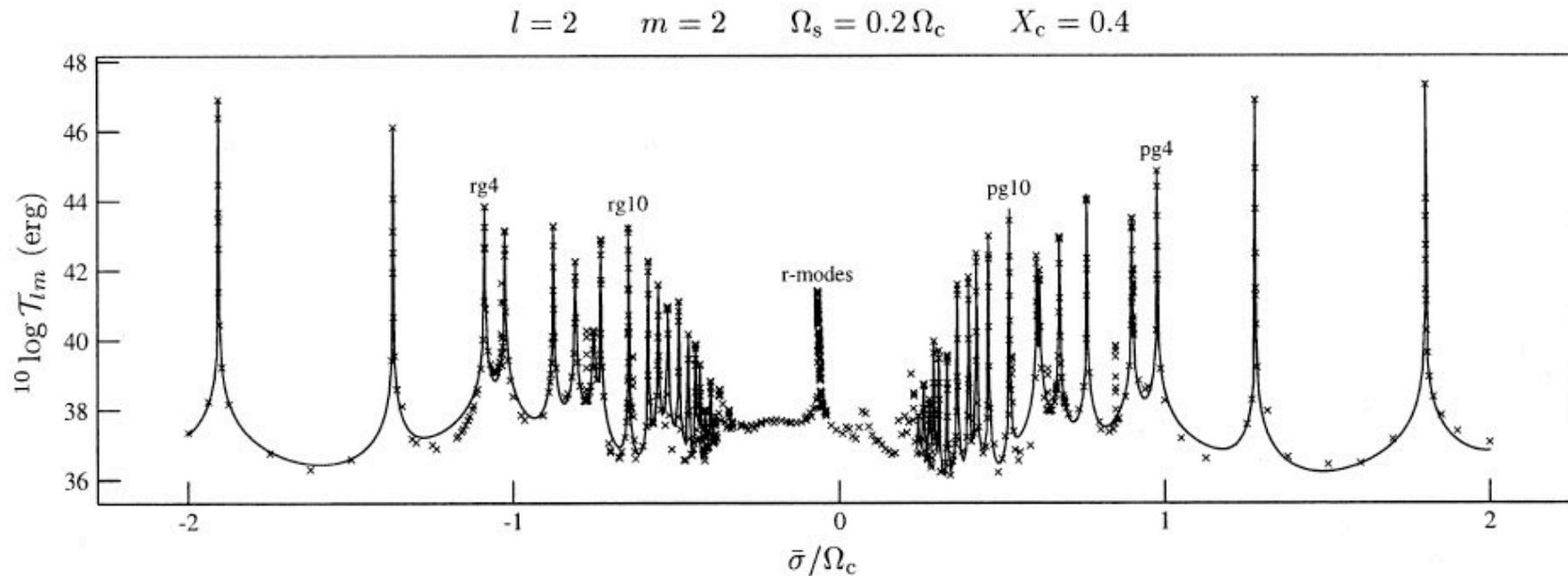


Fig. 2. Torque integral \mathcal{T}_{lm} versus forcing frequency $\bar{\sigma}$ for forcing with $l = 2$ and $m = 2$ on a $10 M_{\odot}$ star rotating at twenty percent of breakup speed. Prograde and retrograde $g_{\pm k}^2$ -modes with $k = 4$ and 10 are labelled, as well as the location of the r-modes. Crosses denote calculated points, while the drawn continuous curve represents a fit, see text.

Marée dynamique dans une étoile massive effet des résonnances?

(Witte & Savonije 1999)

Piègeage dans une résonnance :

se produit ou non, dépendant de Ω_{initial}

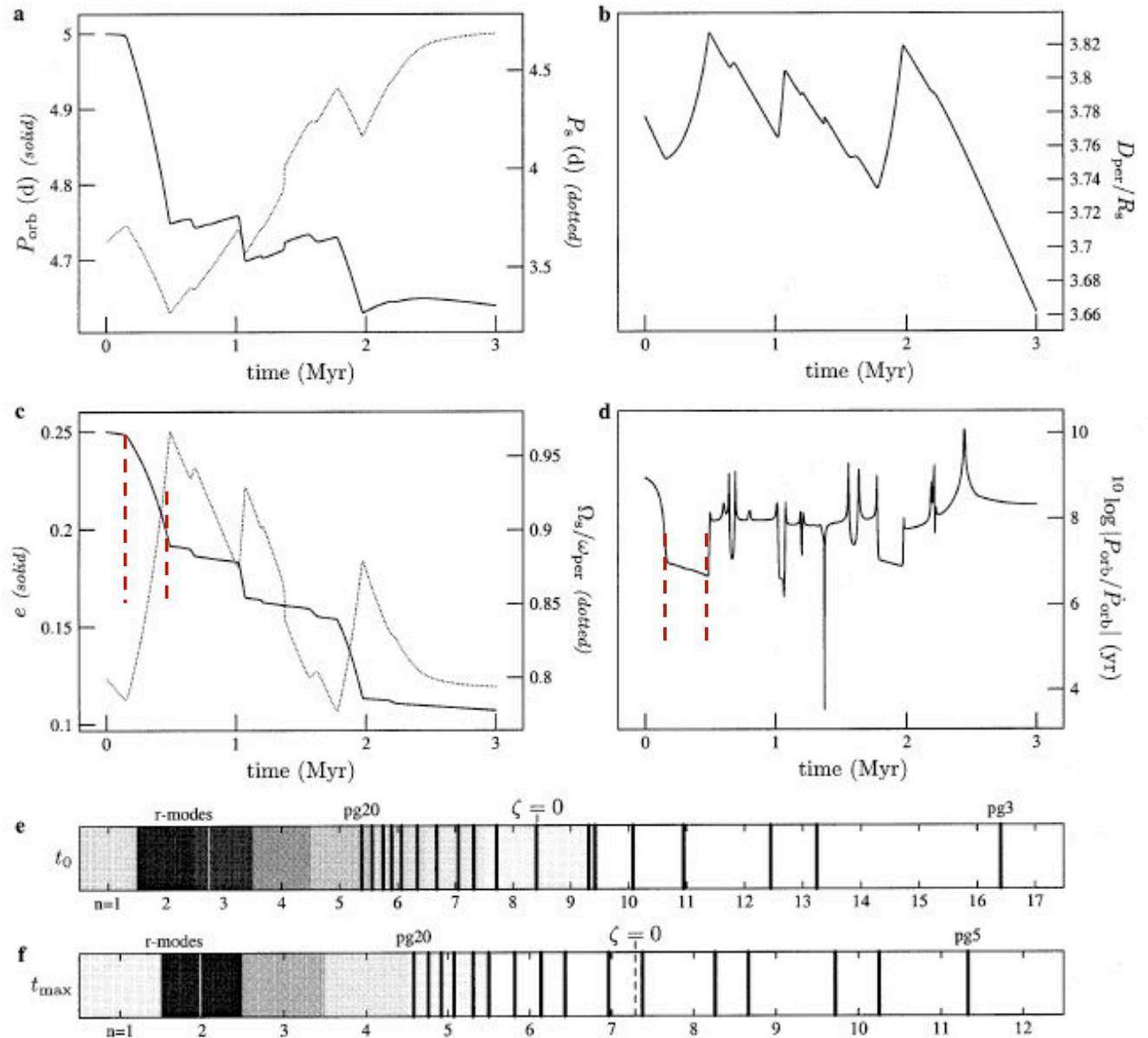


Fig. 3a–f. Orbital evolution of a system with initial period $P_{\text{orb}} = 5$ days and eccentricity $e = 0.25$. Initially the star rotates sub-synchronously ($\Omega_s/\omega_{\text{per}} = 0.8$), but resonance locking of the $n = 7$ harmonic of the tidal forcing quickly forces the star to spin near (pseudo) corotation. During the subsequent tidal evolution of the system, a few more cases of resonance locking (now with the $n = 6$ harmonic) occur, recognizable by the more or less square shape of the dips in panel d, which shows the timescale for the orbital decay. a Orbital and stellar rotation period, b ratio of periastron distance to stellar radius, c eccentricity and ratio of stellar rotation frequency to orbital frequency at periastron, d timescale for the change of the size of the orbit, e and f schematic representation of the frequency distribution of forcing harmonics and stellar resonance frequencies at $t = 0$ (panel e) and $t = t_{\text{max}}$ (panel f).

Synchronisation des binaires massives

Prédiction théorique : $(R/a)_{sync} = 0,15$ $P_{sync} \approx 2 - 4 \text{ jours}$

Bon accord, mais beaucoup de binaires sont synchronisées pour $P > P_{sync}$

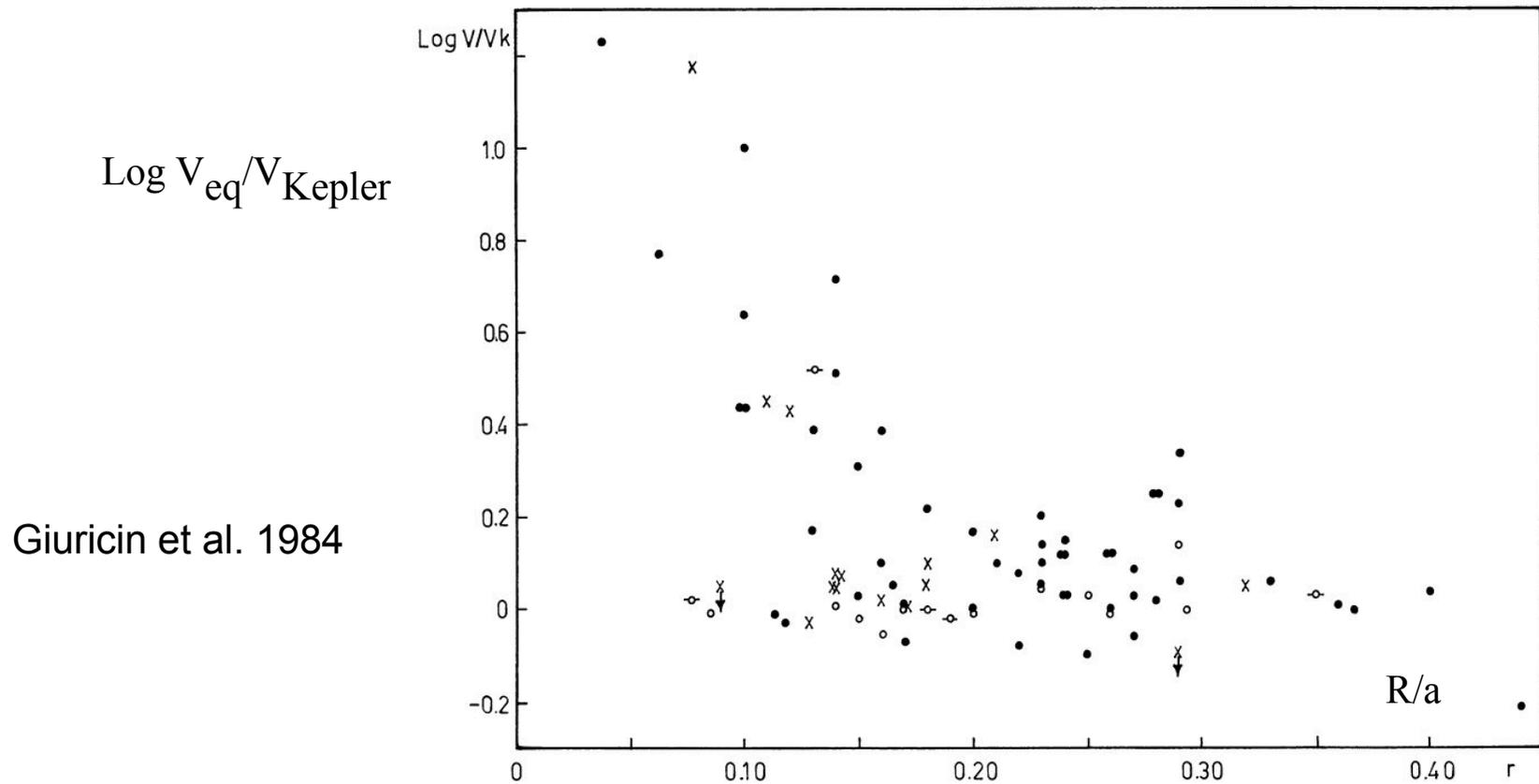


Fig. 1. Plot of $\text{Log } V/V_k$ (decimal logarithm of the ratio between the measured rotation velocity and the estimated synchronous one) versus the fractional radius r for the components of the “unevolved” binary systems. The components of spectral types O-B, A0-4, A5-9, and F are denoted by points, crosses, open circles, and open circles with a line, respectively. The systems TX Leo and EK Cep are shown by an arrow pointing downwards, since only upper limits on V are known

Pourquoi tant de binaires massives sont-elles synchronisées pour $P > P_{sync}$?

Raison :

les ondes de gravité (ou gravito-inertielles) excitées près du cœur sont amorties près de la surface, où la dissipation radiative est la plus forte

⇒ les régions superficielles sont synchronisées en premier

Ando 1983, Zahn 1984

Mécanisme élucidé entièrement par Goldreich et Nicholson (1989) :

les ondes sont dissipées lorsqu'elles approchent le niveau de co-rotation, c.à.d. lorsque la fréquence de marée tend vers zéro :

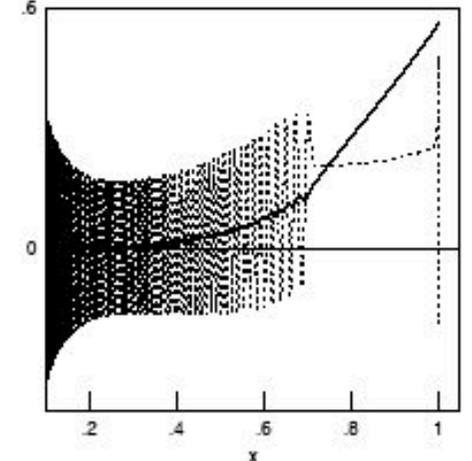
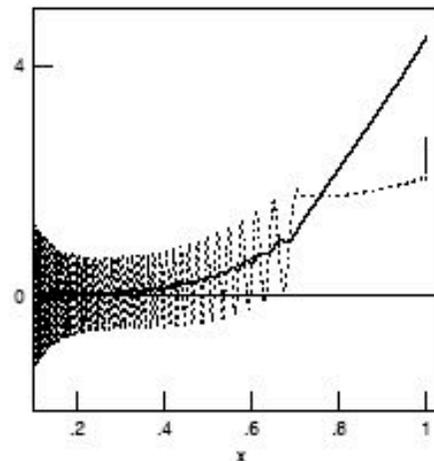
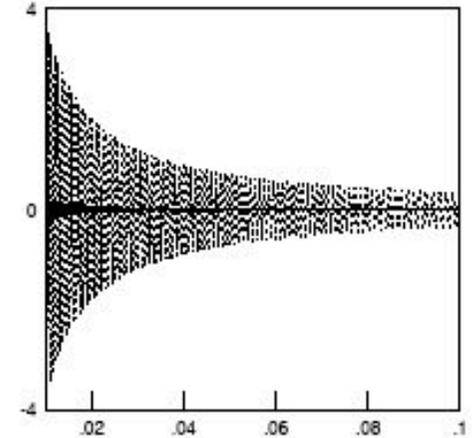
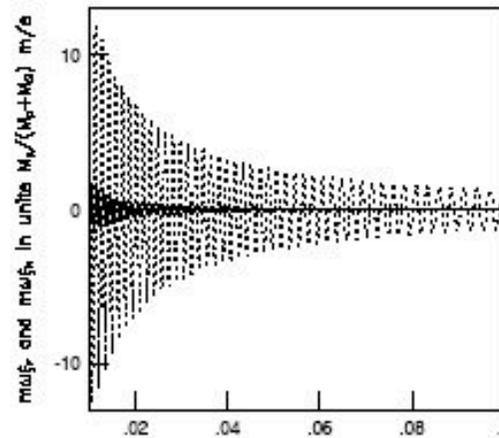
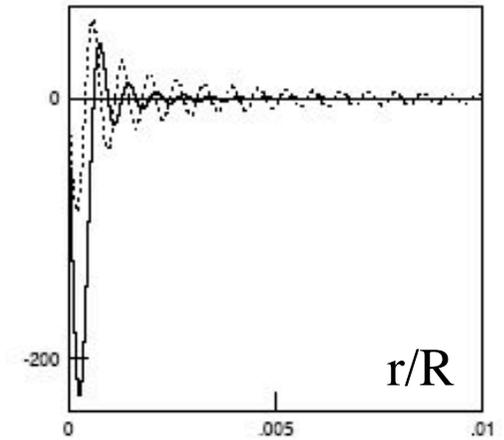
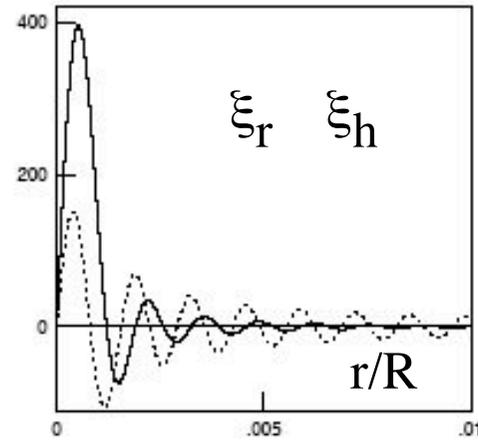
$$\sigma_{marée} = 2[\Omega_{rot}(r) - \omega_{orb}] \rightarrow 0$$

Marée dynamique dans la zone radiative d'une étoile de type solaire

(Terquem, Papaloizou, Nelson & Lin 1998;
Goodman & Dickson 1998)

→ nettement moins efficace
que la marée d'équilibre

mais rotation supposée uniforme

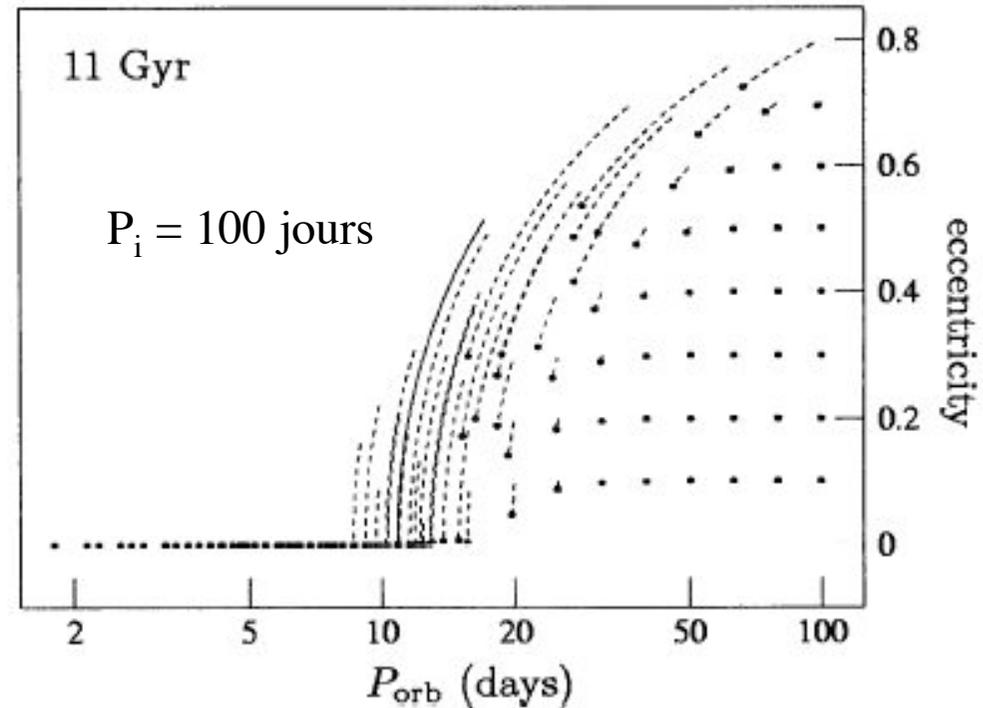
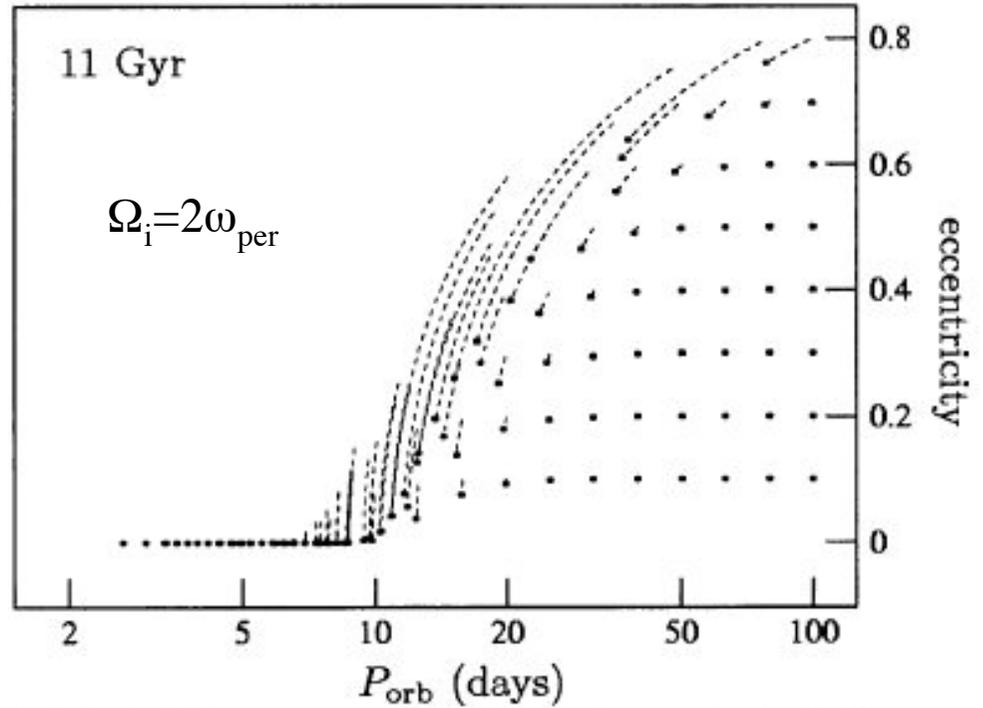


Marée dynamique
dans la zone radiative
d'une étoile de type solaire

avec résonances piègeantes

(Witte & Savonije 2002)

→ le résultat dépend fortement
de la rotation initiale



Binaires de type solaire

Comparaison de l'efficacité des marées d'équilibre et dynamique

* avec piègeage

OK avec $P_i=100d$

mais irréaliste !

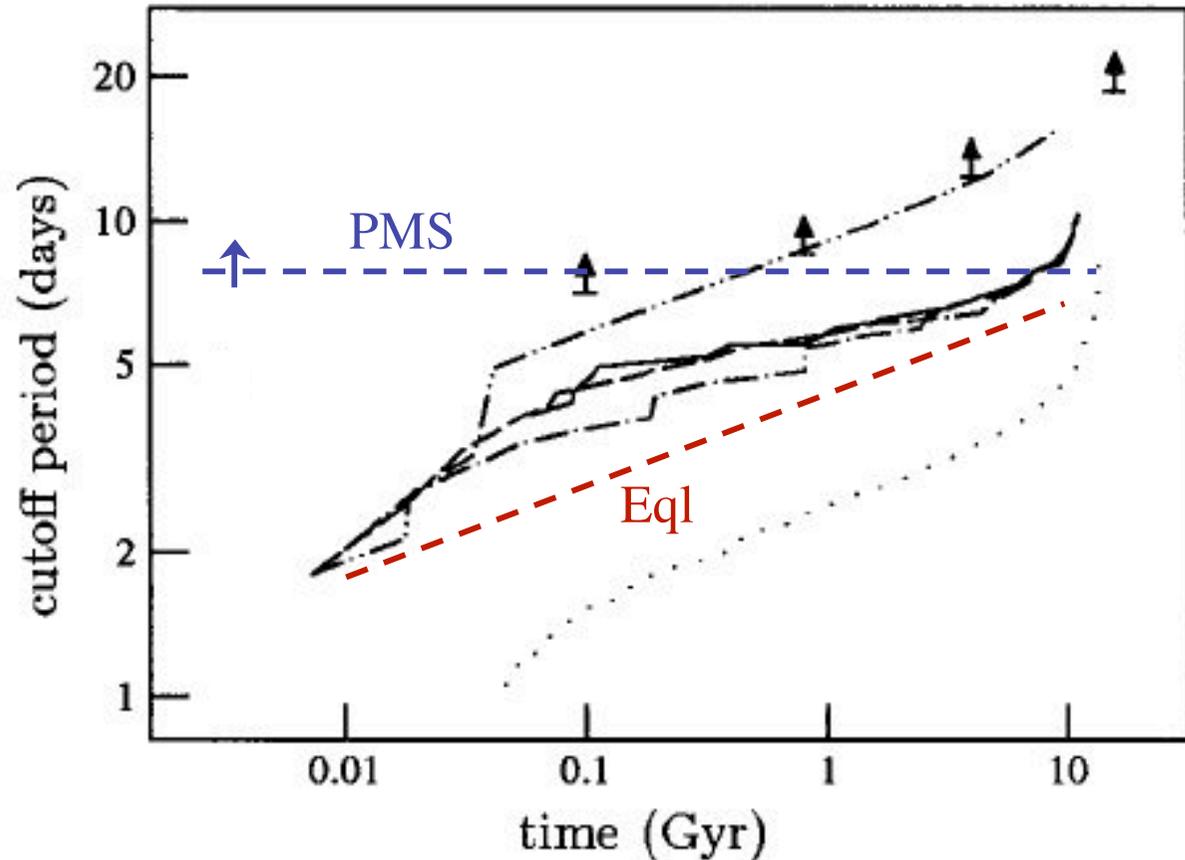


Fig. 10. Comparison of observed circularization cutoff periods (arrows) with theoretical calculations using Zahn's equilibrium tide theory (dotted curve), and with the dynamical tide theory including resonance locking for supersynchronous stars ($\Omega_i = 2\omega_{\text{per}}$, solid curve), quasi-synchronous stars ($\Omega_i = \omega_{\text{per}}$, dashed curve), slowly rotating stars ($\Omega_i = \omega$, dash-dot curve) and very slowly rotating stars ($P_i = 100$ days, dash-dot-dot curve). The dynamical tide yields closer agreement with the observations than the equilibrium tide.

Que nous enseigne l'évolution dynamique des systèmes binaires ?

Propriétés physiques des intérieurs stellaires :
étendue des régions convectives
processus de transport dans les zones radiatives
etc.

Historique du système

Identification de son état d'évolution

Conclusion - ce qui reste à faire

- Améliorer le traitement de la dissipation turbulente
 - simulations numériques du forçage de la marée sur une zone convective (A.S. Brun)
- Modéliser le couplage entre surface (ou ZC) et intérieur
 - transport de moment cinétique dans ZR (S. Mathis)
- Explorer davantage le piègeage dans résonances (avec rotation différentielle)
- Etudier d'autres processus de dissipation (M. Rieutord)
- Modéliser couplage avec disque d'accrétion durant PMS
- Obtenir davantage de données observationnelles