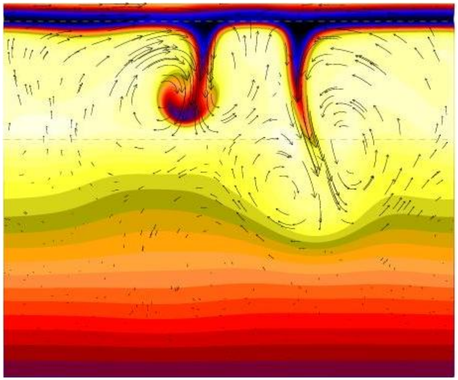
Excitation stochastique d'ondes internes par la pénétration convective

Boris Dintrans

Observatoire Midi-Pyrénées
Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse - UMR5572
dintrans@ast.obs-mip.fr



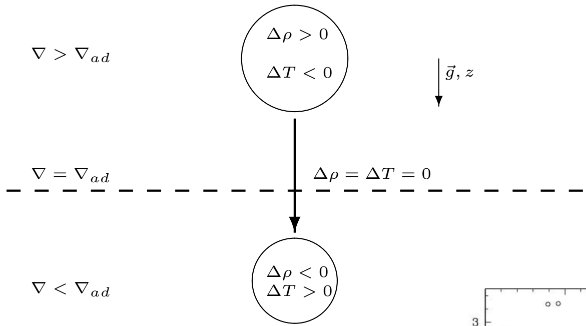
Collaborateur : Axel Brandenburg (NORDITA).

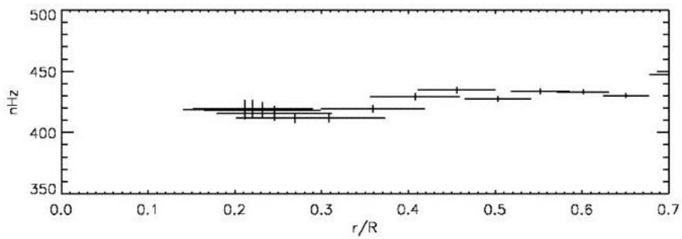
1. Les motivations

- Théorie locale de la longueur de mélange :

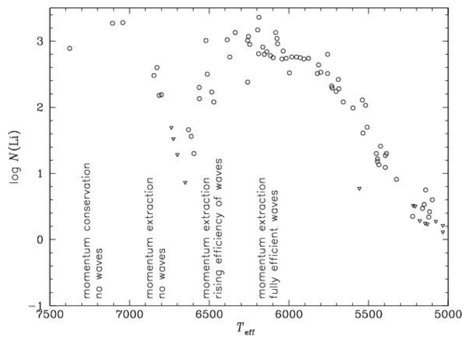
$$\left.\begin{array}{l} v^2 \propto \dfrac{\Delta T}{T} g\ell \\[2ex] F_{conv} = \rho v C_p \Delta T \\[2ex] \dfrac{\Delta T}{T} \propto \nabla - \nabla_{ad} \end{array}\right\} \Rightarrow v = \Delta T = F_{conv} = 0 \quad \text{quand} \quad \nabla = \nabla_{ad} \text{ (Schwarzschild)}$$

- Mais attention : $\nabla = \nabla_{ad}$ implique seulement que $\Delta\rho = \Delta T = 0$ (Archimède + poids = 0) et non $v = 0$, *i.e.* accélération nulle $\neq$ pas de mouvement





Couvidat et al. 2003



Talon et Charbonnel 2003

2. Challenges numériques

1) Quand on traverse la zone convective solaire, le nombre de Péclet passe de $\mathcal{O}(1)$ à $\mathcal{O}(10^{10})$!

$\Rightarrow$ les simulations hydro du bas de la ZC doivent se faire à diffusivité radiative très petite, i.e. $\chi \ll 1$.

$$\chi \ll 1 \Rightarrow Pe = \frac{VL}{\chi} \gg 1 : \text{ petits pas de temps avec un code explicite en temps.}$$

2) $Pe = Re \times Pr$ avec $Pr \lesssim 1$: $l_d \sim L/Re^{3/4}$ (Kolmogorov) $\Rightarrow l_d/L \ll 1$ donc $N \gg 1$!

on relaxe une des 2 contraintes $\chi \ll 1$ ou $\nu \ll 1$: on garde $Pe \gg 1$

$\Rightarrow$ dissipation importante aux grandes échelles : **laminaire** avec $Re \sim 10^3$.

3) Modes de gravité $\equiv$ modes à longues périodes, avec en plus une excitation stochastique

$\Rightarrow$ runs très longs avec typiquement $\Delta t \sim 1000\ (d/g)^{1/2}$.

• Version simplifiée du code MHD de Stein & Nordlund : $\vec{B} = \vec{\Omega} = \vec{0}$, approximation de diffusion pour le flux radiatif et terme de cooling à la surface :

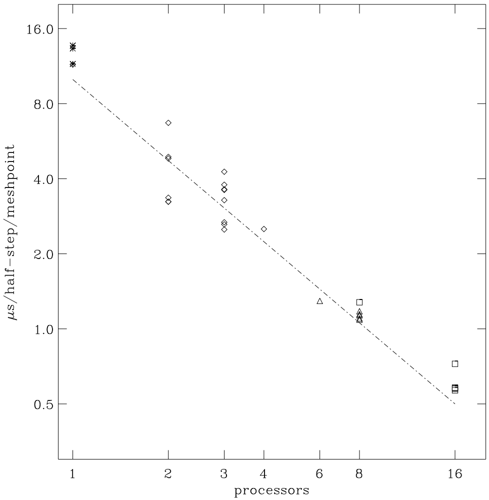
$$\begin{cases} \dfrac{D\ln\rho}{Dt} = -\vec{\nabla}\cdot\vec{u}, \\[2ex] \dfrac{D\vec{u}}{Dt} = -(\gamma-1)\left(e\vec{\nabla}\ln\rho + \vec{\nabla}e\right) + \vec{g} + \dfrac{1}{\rho}\vec{\nabla}\cdot(2\nu\rho\mathcal{S}), \\[2ex] \dfrac{De}{Dt} = -(\gamma-1)e\vec{\nabla}\cdot\vec{u} + \dfrac{1}{\rho}\vec{\nabla}\cdot(\mathcal{K}\vec{\nabla}e) + 2\nu\mathcal{S}^2 - \dfrac{e-e_0}{\tau(z)}, \end{cases}$$

- Gaz parfait monoatomique $P = (\gamma - 1)\rho e$ avec $\gamma = 5/3$ et $\vec{g} = \overrightarrow{\text{cte}}$.

- Conditions aux limites :
  - périodiques en x.
  - flux radiatif fixé à la base et température fixée à la surface.
  - conditions stress-free pour la vitesse ($v = \partial_z u = \partial_z v = 0$).

- Résolution numérique :
  - derivées spatiales via des différences finies compactes d'ordre 6.
  - avancement en temps explicite avec un schéma d'Hymans du 3ème ordre (dt variable).
  - parallélisation via OpenMP (Origin 2000) : scalabilité 3-D ≈ linéaire jusqu'à 16 procs.
  - convergence accélérée via $\nabla - \nabla_{ad} = k(F_{conv}/\rho c_s^3)^{2/3}$ avec $k \simeq 1.5$.
  - modèles initiaux polytropiques ou isothermes.

$$\mathcal{K}_i = \frac{K}{C_v} = \frac{F_b}{g}(\gamma - 1)(m_i + 1) \Rightarrow \text{on fixe } \left(\frac{dT}{dz}\right) \quad \text{avec} \quad m_{ad} = \frac{1}{\gamma - 1} = \frac{3}{2}.$$



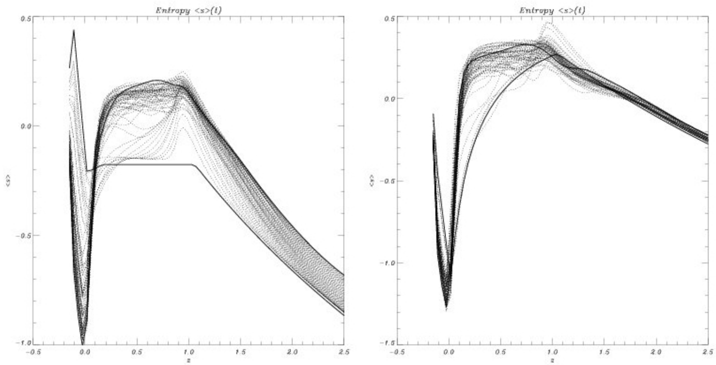
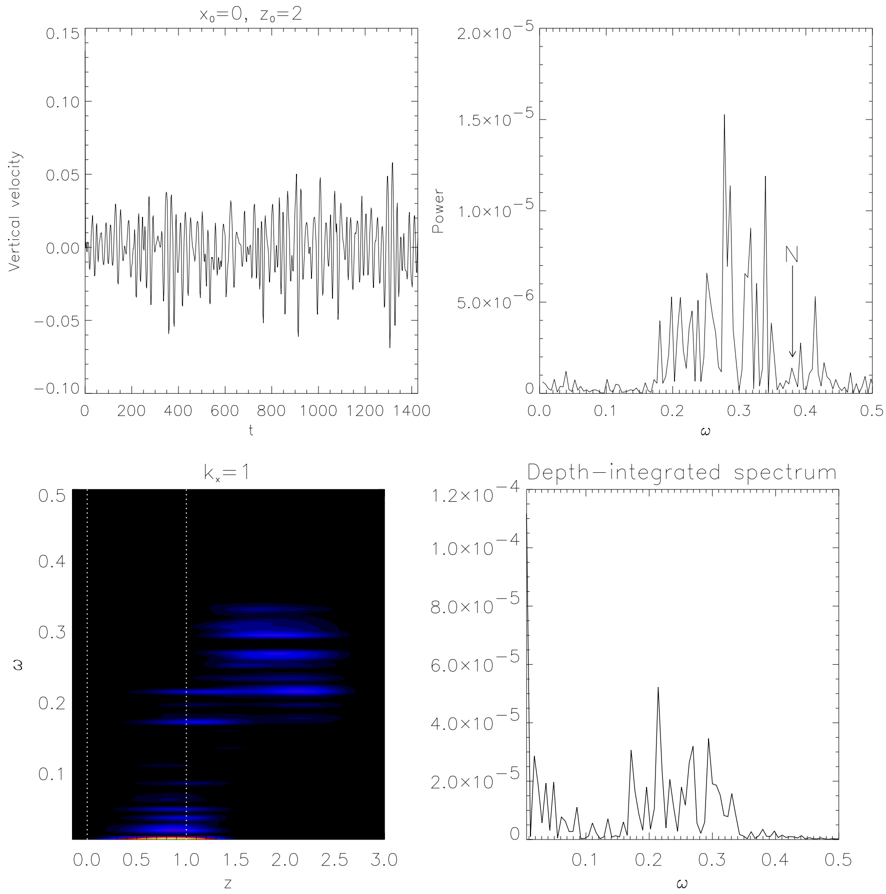


Figure 1: (g): $\nabla = \nabla_{ad} = 1 - 1/\gamma$ dans la zone convective. (d): $\nabla = \nabla_{ad} + k(F_c/\rho c_s^3)^{2/3}$ avec $k = 1.5$ et $F_c = 10^{-2}$ (N=50000 et t=131.62).

Page de Titre
Page 5 de 11
Retour
Full Screen
Fermer
Quitter

3. Détection des IGWs ?

- Comment connaître le spectre des IGWs se propageant dans la zone stable ainsi que leurs amplitudes ?



excitation stochastique par les panaches non reproduite

Page de Titre
◀◀ ▶▶
◀ ▶

Retour
Full Screen
Fermer
Quitter

4. Le sous-espace anélastique

• On perturbe le système complet d'équations autour d'une position d'équilibre, puis on filtre les ondes acoustiques et on cherche finalement les modes propres $\vec{\xi} = [u(z)\cos(kx), v(z)\sin(kx)]\exp(i\omega t)$ solutions de (Dintrans & Rieutord 2001) :

$$\begin{cases} \omega^2 \left(v - \dfrac{1}{k}\dfrac{du}{dz} \right) = N^2 v \quad \text{avec} \quad N^2 = g\left(\dfrac{1}{\gamma}\dfrac{d\ln \bar{P}}{dz} - \dfrac{d\ln\bar{\rho}}{dz} \right) = \dfrac{g}{c_p}\dfrac{d\bar{s}}{dz}, \\ -ku + \dfrac{dv}{dz} + \dfrac{d\ln\rho}{dz} v = 0, \\ du/dz = v = 0 \quad \text{pour} \quad z = z_1 \quad \text{et} \quad z = z_4. \end{cases}$$

les vecteurs propres anélastiques forment une base orthogonale
$\Rightarrow$ coefficients sur la base $\equiv$ AMPLITUDES DES MODES G

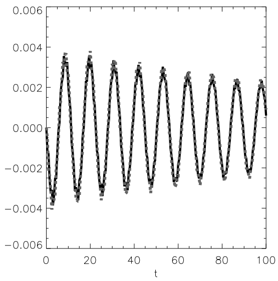
$$\vec{\xi}_{\text{simul}} = \sum_{k,n} < \vec{\xi}_{kn}, \vec{\xi}_{\text{simul}} > \vec{\xi}_{kn} + \vec{\xi}_{\text{other}} \Rightarrow \mathcal{A}_{kn} = \| < \vec{\xi}_{kn}, \vec{\xi}_{\text{simul}} > \|$$

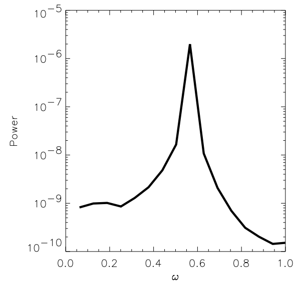
• Test avec l'atmosphère isotherme : Dintrans & Brandenburg (2003) astro-ph/0311094

$$\rho(z) = \rho_0 \exp(z/H), \quad N^2 = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)\frac{1}{H} = cte \quad \text{avec} \quad H = \frac{c_s^2}{\gamma g}.$$

Solutions exactes pour les modes anélastiques
$$\begin{cases} \omega_{kn} = N\left[1 + \dfrac{1}{k^2}\left(\dfrac{\gamma^2}{4} + n^2\pi^2\right)\right]^{-1/2}, \\ u_{kn}(z) = \dfrac{\mathcal{C}}{k} e^{-\gamma z/2}\left[n\pi\cos(n\pi z) + \left(1 - \dfrac{\gamma}{2}\right)\sin(n\pi z)\right], \\ v_{kn}(z) = \mathcal{C} e^{-\gamma z/2}\sin(n\pi z). \end{cases}$$

- Etude du mode $k = 1$ et $n = 0$ ($\omega_{10} \simeq 0.569$) :

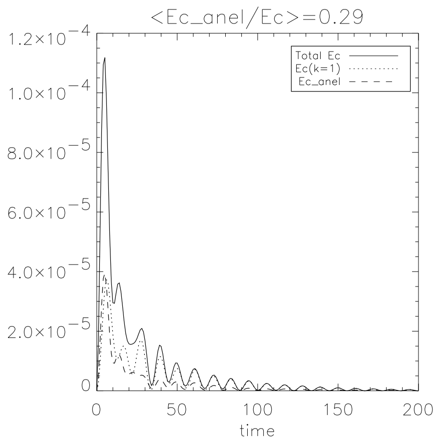


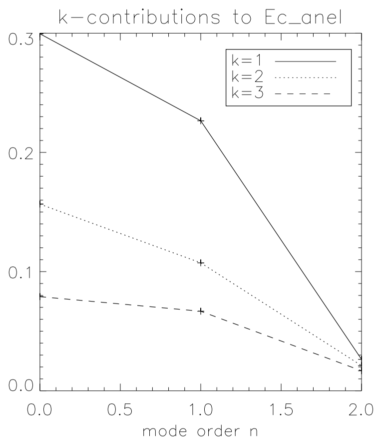


$$\boxed{A_{10}(t) \propto \exp(-t/\tau)\exp(i\omega_{10}t)}$$

- Statistique de l'amplitude des modes :

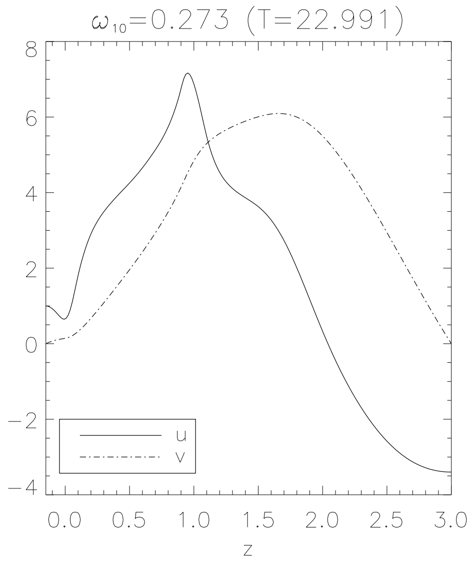
$$\vec{\xi}(z,t) = \sum_{k=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty} A_{kn}(t)\vec{\xi}_{kn}(z) + \vec{\xi}_{\text{other}} \Rightarrow Ec \sim \int_0^1 \rho_0 \xi^2 dz = \sum_{k,n} A_{kn}^2 + Ec_{\text{other}}$$

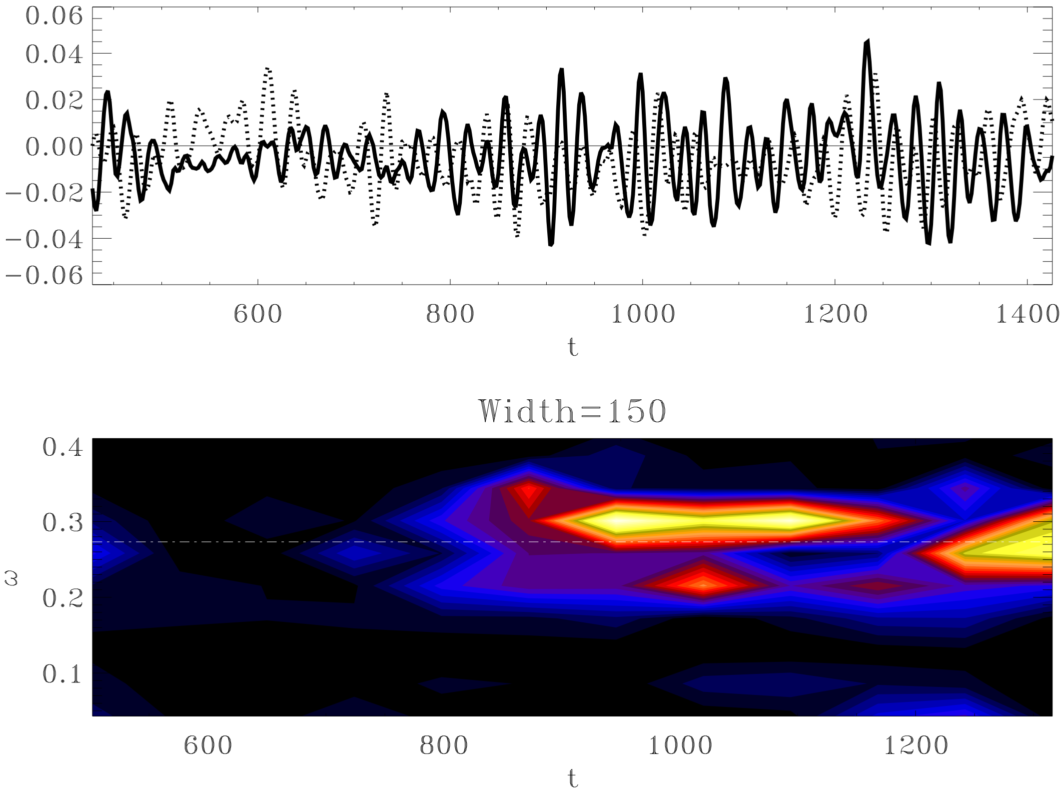




5. Convection et IGWs

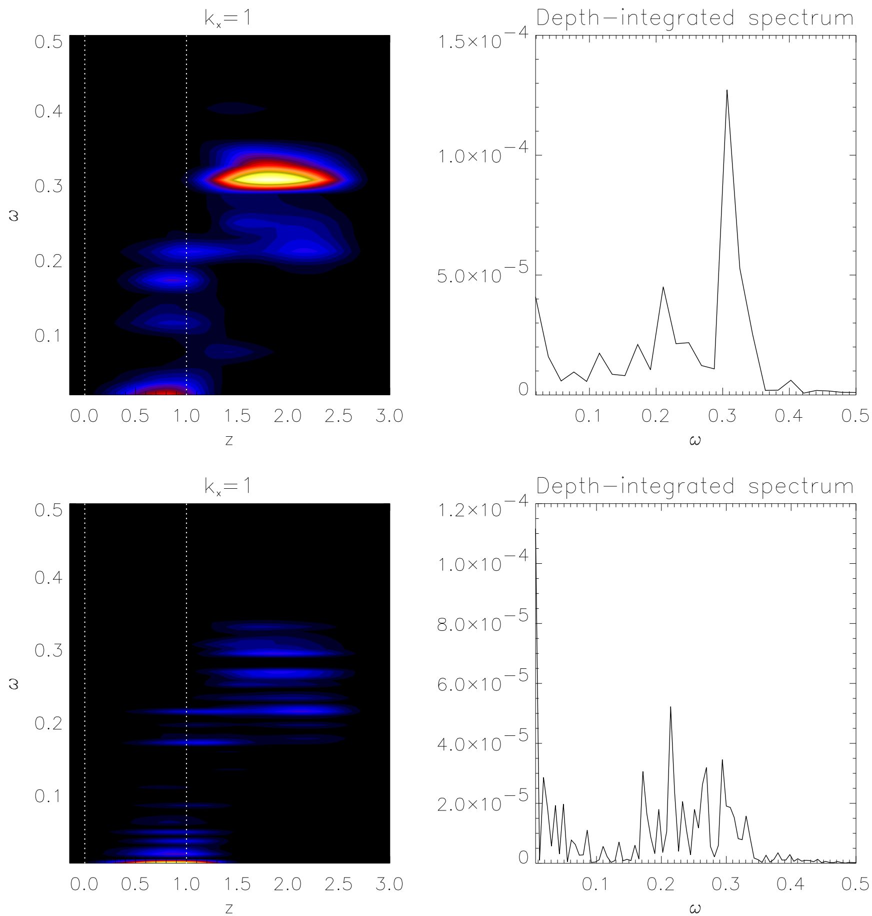
• Projection de la simulation précédente sur le premier mode propre anélastique pour $k = 1$ ($\omega_{10} \simeq 0.273$) : Dintrans, Brandenburg, Nordlund & Stein (2003)




0.06
0.04
0.02
0.00
−0.02
−0.04
−0.06
600
800
1000
1200
1400
t
Width=150
0.4
0.3
ω
0.2
0.1
600
800
1000
1200
t

Les motivations
Challenges numériques
Détection des IGWs ?
Le sous-espace . . .
Convection et IGWs
Conclusion

- Zoom FFT de ρv_z pour $t = [900, 1150]$:



Page de Titre
Page 10 de 11
Retour
Full Screen
Fermer
Quitter

6. Conclusion

- Nouvelle méthode pour détecter les IGWs à partir de projections sur le sous-espace anélastique et des diagrammes temps-fréquence.
  $\Rightarrow$ approche *quantitative* qui permet d'étudier directement les amplitudes des modes et leur spectre.

- Les panaches convectifs peuvent exciter des IGWs dans une ZR mais cette excitation est stochastique, *i.e.* différent des modes acoustiques excitées dans la ZC par des fluctuations de pression et/ou d'entropie.

- Loi d'échelle pour l'overshoot et lien avec la MLT :

$$\Delta \propto F_{conv}^{1/2} \propto v^{3/2}.$$

Perspectives

- Propriétés du transport par ondes :
  $\Rightarrow$ équation d'évolution pour un scalaire passif.

- CLs ouvertes au bas de la zone radiative pour évacuer les IGWs
  $\Rightarrow$ le flux d'ondes sera réellement accessible.

- Etude de l'impact de F_{conv}/F_b sur l'excitation et comparaison avec des modèles stellaires réalistes.

- Passage au 3-D et au sphérique !