

Résumé de la thèse intitulée "Instabilités thermiques dans un fluide à seuil : de l'échelle du laboratoire à celle de la planète"

1 Cadre de cette étude

Bien que nombre de fluides géologiques (laves, manteaux planétaires,...) et industriels (ex: verres, pâtes alimentaires, bétons...) soient non-newtoniens, l'apparition et les caractéristiques des instabilités d'origine thermique dans de tels fluides sont encore mal connues et comprises. La difficulté vient du fait que la viscosité de ces fluides devient infinie lorsque l'amplitude du cisaillement tend vers 0. Par conséquent les instabilités convectives ne peuvent croître à partir d'un état statique soumis à des perturbations infinitésimales (Zhang et al. [2006], Solomatov and Barr [2007], Balmforth and Rust [2009]), contrairement à la convection de Rayleigh-Bénard dans les fluides newtoniens (Chandrasekhar [1961]). En raison de cette difficulté, la compréhension de la convection dans les fluides complexes (non-newtoniens) demeure incomplète et les publications sur le sujet peu nombreuses (Zhang et al. [1997, 2006], Vikhansky [2009, 2010, 2011], Turan et al. [2010, 2012], Balmforth and Rust [2009], Davaille et al. [2013], Darbouli et al. [2013]).

Pourtant le problème est d'importance, en particulier pour la dynamique des planètes. En effet, à l'échelle des temps géologiques, les roches mantelliques se comportent comme un fluide, dont la viscosité dépend fortement de la température (Mei and Kohlstedt [2000], Chopra and Paterson [1984], Karato [1986], Hirth and Kohlstedt [1996], Kohlstedt and Zimmerman [1996]), la contrainte (Ranalli [1995], Hirth and Kohlstedt [2003]), la taille des grains (Platt and Behr [2011], Demouchy et al. [2012]), la fugacité de l'eau (Bai et al. [1991], Karato and Jung [2003]), et la quantité de fusion partielle (Karato [1986], Karato and Wu [1993], Hirth and Kohlstedt [1996], Kohlstedt and Zimmerman [1996], Karato and Jung [2003]). D'après Hirth and Kohlstedt [2003], le taux de déformation peut s'exprimer par

$$\dot{\gamma} = A \sigma^{n_E} d^{-p} f_{H_2O} \exp(\beta \Phi) \exp\left(-\frac{E^* + P V^*}{RT}\right), \quad (1)$$

où A et β sont des constantes, σ désigne la contrainte, f_{H_2O} la fugacité de l'eau, Φ la fraction de liquide, T la température, P la pression, E^* l'énergie d'activation, V^* le volume d'activation, et R la constante universelle des gaz parfaits.

Alors que la majorité du manteau se comporte comme un fluide visqueux, la lithosphère, qui constitue sa couche limite thermique supérieure froide - peut se comporter comme un solide, même sur les échelles de temps géologiques (Burov and Watts [2006]). Un seuil de plasticité apparaît alors (Kohlstedt et al. [1995]), au delà duquel la contrainte locale ne peut plus augmenter et le matériau se déforme plastiquement. Différents modèles existent pour la variation de ce seuil de plasticité avec la profondeur (Burov and Watts [2006]).

La grande différence de température entre la surface de la Terre et la limite noyau-manteau (3000 à 4000 °C) implique des variations de viscosité supérieures à 10 ordres de grandeur. Cependant, simulations numériques et expériences de laboratoire (Booker [1976], Nataf and Richter [1982], Richter et al. [1982], Christensen [1984], White [1988], Christensen and Harder [1991], Davaille and Jaupart [1993], Hansen and Yuen [1993], Giannandrea and Christensen [1993], Tackley [1994], Solomatov [1995], Moresi and Solomatov [1995], Tackley [1996], Ratcliff et al. [1997], Solomatov and Moresi [2000], Kameyama and Ogawa [2000], Yoshida and Kageyama [2006], Stemmer et al. [2006], Androvandi et al. [2011]) montrent, qu'une formulation où la viscosité dépend uniquement de la température n'est pas suffisante pour obtenir une convection avec tectonique des plaques. Ces modèles forment un couvercle très visqueux, en dessous duquel se développe une convection quasi-isovisqueuse. Différentes approches ont été utilisées pour casser ce couvercle stagnant. Suivant les mécanismes groupés dans l'équation 1, ces approches utilisent l'auto-lubrification dynamique (Bercovici [1996]), la dépendance de la viscosité avec la taille du grain (Ricard and Bercovici [2003]) ainsi que le shear heating (Regenauer-Lieb and Yuen [2000], Kaus and Podladchikov [2006], Cramer and Kaus [2010], Thielmann and Kaus [2012]). Une autre façon d'altérer la viscosité est le "plastic yielding" (Trompert and Hansen [1998], Tackley [2000], Stein et al. [2004]). Dans ce dernier cas, le seuil de plasticité est imité en utilisant une contrainte seuil : la contrainte peut s'accumuler jusqu'à une valeur critique. Au delà de cette valeur, la contrainte est gardée constante, pendant que la viscosité diminue.

D'autre part, des panaches sont connus pour migrer à travers le manteau ductile et quasi-Newtonien ; alors que les dikes se propagent par fracturation dans la lithosphère solide près de la surface de la Terre (Gudmundsson [1983], Menand and Tait [2001], Menand et al. [2003], Walter and Troll [2003], Rivalta et al. [2005], Kavanagh et al. [2006], Maccaferri et al. [2010], Kavanagh et al. [2012b,a]). Cependant, la lithosphère est en fait visco-élastoplastique. Afin de déterminer ce qui se passe dans ce cas complexe, nous avons réalisé une étude expérimentale et numérique sur le développement d'instabilités thermiques dans des solutions aqueuses de Carbopol, un gel polymère formant un réseau continu d'éponges élastiques microscopiques.

2 Rhéologie des fluides utilisés

Le carbopol est rhéofluidifiant et présente un seuil de contrainte σ_0 , de sorte que l'écoulement ne se produit que si la contrainte locale dépasse cette valeur critique σ_0 . En dessous de cette valeur, le fluide agit comme un solide élastique. Les propriétés rhéologiques des solutions peuvent être systématiquement ajustées en variant la concentration de Carbopol. La rhéologie de ces fluides a été déterminée en utilisant le rhéomètre Physica MCR501 (Anton Paar, www.anton-paar.com) en géométrie de cylindres coaxiaux

Table 1: Propriétés rhéologiques des différents fluides utilisés. σ_0 , K_ν et n ont été déterminés à $T = 20^\circ\text{C}$, G' et G'' ont été déterminés aux températures indiquées entre parenthèses.

Name	σ_0 [Pa]	K_ν [Pa s ⁿ]	n [-]	$\langle G' \rangle$ [Pa]	$\langle G'' \rangle$ [Pa]
CBP5	0.33	0.980	0.53	2.198 (50 °C)	1.475 (50 °C)
CBP6	0.09	1.403	0.58	2.083 (20 °C)	2.948 (20 °C)
CBP8	0.13	1.350	0.59	0.790 (50 °C)	1.035 (50 °C)
CBP10	0.06	0.565	0.66	-	-
CBP11	0.17	1.896	0.55	-	-
CBP12	0.12	0.622	0.75	1.300 (20 °C)	0.567 (20 °C)
CBP13	0.21	1.555	0.56	-	-
CBP14	0.09	1.114	0.62	-	-

(CC27). Les mesures ont été faites en diminuant progressivement le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$. Le fluide suit un modèle de Herschel-Bulkley

$$\sigma = \sigma_0 + K_\nu \dot{\gamma}^n \quad (2)$$

où σ est la contrainte, σ_0 la contrainte-seuil, K_ν la consistance et n l'indice d'écoulement. La comparaison de la formulation eq. 1 et 2 montre qu'il y a une différence concernant la formulation de l'effet rhéofluidifiant entre la communauté de science de la Terre (eq. 1) et celle de dynamique des fluides (eq. 2).

Dynamique des fluides Sciences de la terre

$$\begin{aligned} \dot{\gamma}^{n-1} &= \dot{\gamma}^{\frac{1-n_E}{n_E}} \\ \Leftrightarrow n-1 &= \frac{1}{n_E} - 1 \\ \Leftrightarrow n &= \frac{1}{n_E}. \end{aligned} \quad (3)$$

Un fluide est considéré comme rhéofluidifiant si $n < 1$ dans le laboratoire, ce qui correspondrait à $n_E > 1$ pour les roches.

Les fluides sont visco-élastiques, et les mesures en oscillations permettent de déterminer les modules de conservation G' et de perte G'' , associé à la réponse élastique. Les valeurs pour les différents fluides utilisés sont résumées dans la table 1.

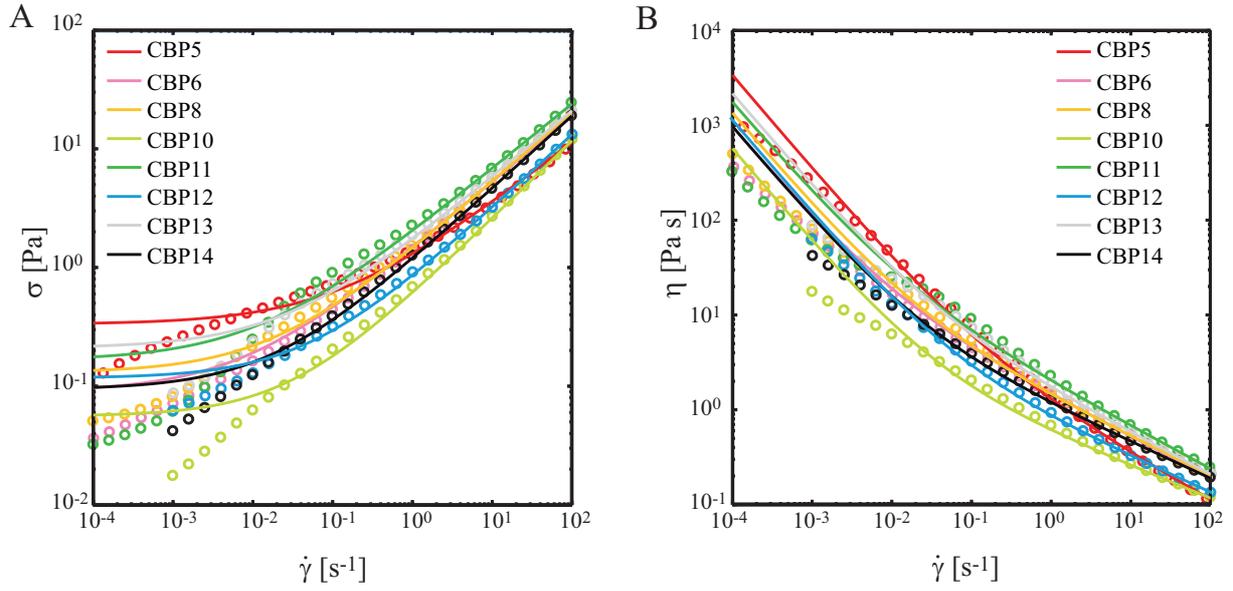


Figure 1: Contrainte σ (A) et viscosité η (B) en fonction du taux de cisaillement appliqué. Les lignes montrent les courbes ajustés suivant un model de Herschel-Bulkley avec les paramètres donnés dans la table 1.

3 Dispositif expérimental

Le dispositif (fig. 2) consiste en une source locale de chaleur de puissance constante placée au centre d'une cuve cubique. La température de la source est enregistrée. Un plan laser vert (532 nm) illumine une section verticale de la cuve, passant par le centre de la source de chaleur. Le fluide estensemencé avec trois types de cristaux liquides thermochromiques (TLC), réfléchissant la lumière d'une certaine longueur d'onde à une température donnée, ce qui nous permet de visualiser des isothermes. Le champ de vitesse est calculé par Particle Image Velocimetry (PIV). Notre étude est complétée par une étude numérique, utilisant le code StagYY de Paul Tackley (Tackley [1994, 2008]). A l'aide des simulations numériques, nous montrons qu'une description purement visqueuse, où la rhéologie du fluide est décrite par un modèle de Herschel-Bulkley régularisé, est suffisante pour rendre compte de la dynamique du panache. La régularisation a été fait suivant le modèle proposé par de Souza Mendes et al. [2007] qui s'écrit dans une représentation tensorielle comme

$$\underline{\underline{\sigma}} = \left(1 - \exp\left(\frac{-\eta_0 \dot{\gamma}}{\sigma_0}\right) \right) (\sigma_0 + K_{\nu T} \dot{\gamma}^n) \underline{\underline{\dot{\gamma}}} \dot{\gamma}^{-1}, \quad (4)$$

où η_0 est la fonction de coupure supérieure de la viscosité afin d'éviter de trop grands contrastes de viscosité locale.

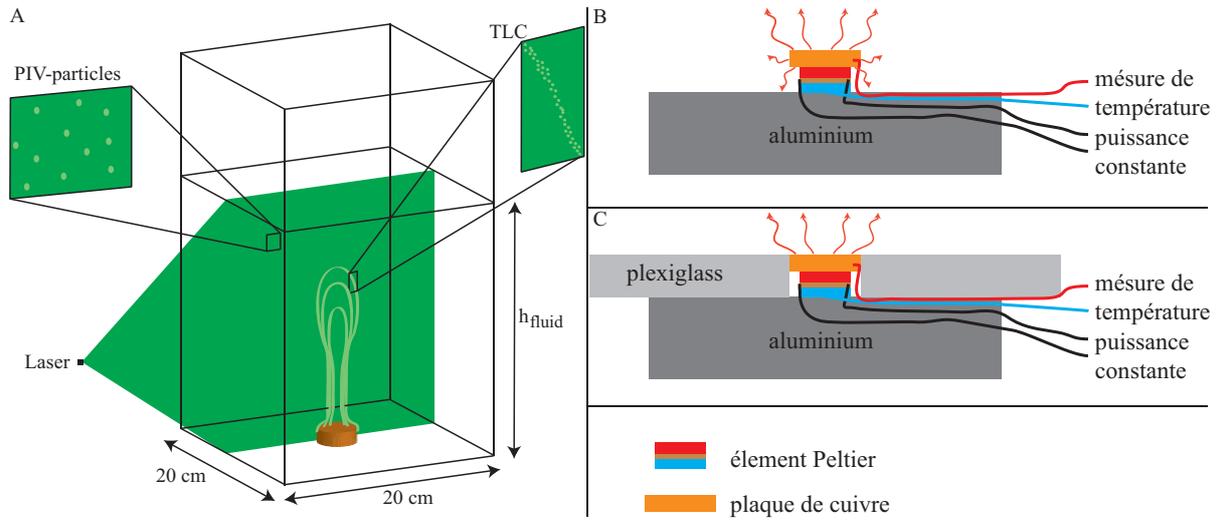


Figure 2: A: Dispositif expérimental. Un plan laser illumine une section verticale dans l'axe du panache. B: chauffage utilisé dans Davaille et al. [2013]. C: chauffage utilisé dans cette étude, l'élément Peltier est isolé par une plaque en Plexiglas. Les flèches courbées indiquent les échanges de chaleur possibles.

4 Les paramètres adimensionnés

Nous pouvons définir un paramètre adimensionnel, comparant le rapport entre la contrainte d'origine thermique et la contrainte seuil

$$Y_0 = \frac{\alpha \rho g P}{k \sigma_0} \quad (5)$$

où α est l'expansivité thermique, ρ la densité du fluide ambiant, g l'accélération de la gravité, P la puissance et k la conductivité thermique. Selon Y_0 , on peut observer trois régimes différents (fig. 3). A faible $Y_0 < Y_{c1} = 100$, aucun mouvement n'est détecté; tandis que pour $100 < Y_0 < 140$ une cellule se développe, puis évolue vers un panache pour $Y_0 > 140$. Nous montrons que les paramètres critiques ($Y_{c1} = 100$, $Y_{c2} = 140$) dépendent fortement de la géométrie du chauffage. En prenant en compte la perte de chaleur dans le dispositif du chauffage utilisé dans Davaille et al. [2013], nous montrons que la puissance effective dans ce cas doit être corrigée comme

$$P_{eff} = P \frac{\pi r_{Cu}^2}{\pi r_{Cu}^2 + 2\pi r_{Cu} d_{Cu}} \quad (6)$$

où r_{Cu} est le rayon de la plaque en cuivre et d_{Cu} sa hauteur. Le temps de démarrage d'un panache augmente fortement lorsque Y_0 s'approche de la valeur critique Y_{c2} (fig. 3).

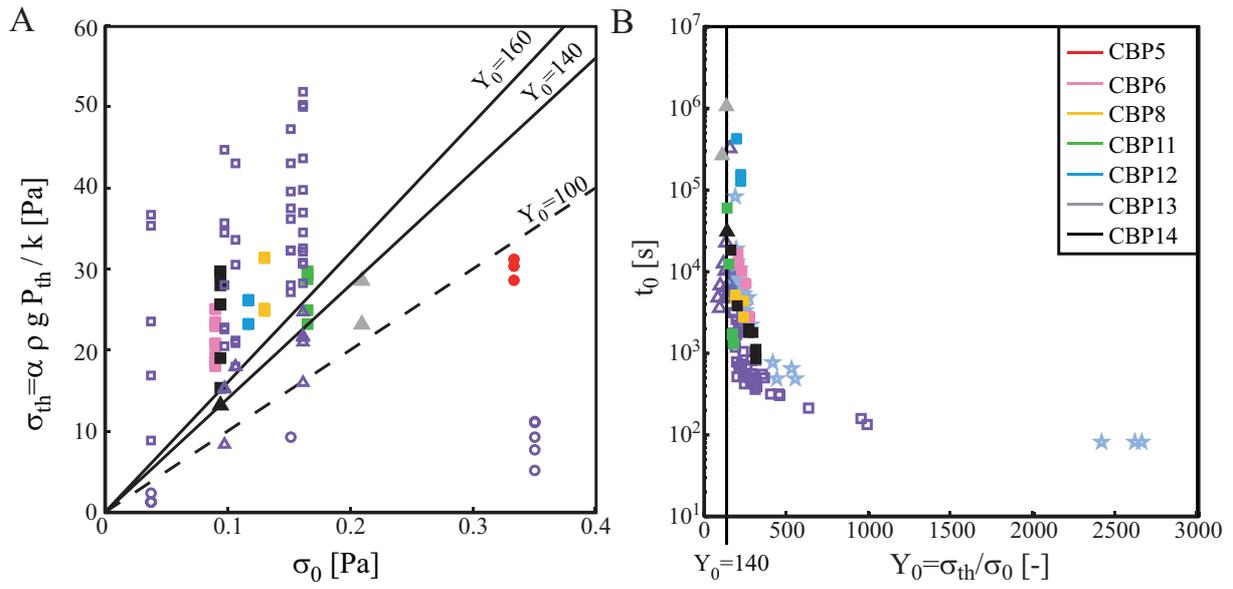


Figure 3: A: Différents régimes observés en fonction de la contrainte seuil et de la contrainte d'origine thermique. Les cercles indiquent les cas où la contrainte thermique ne suffit pas pour générer du mouvement. Les triangles indiquent une cellule de convection autour de l'élément chauffant, les carrés indiquent les cas où la cellule évolue vers un panache avec un temps de démarrage présenté en B.

Une étude détaillée des paramètres indiquent que la dynamique du panache est gouvernée par la compétition entre la contrainte seuil, la contrainte induite par la flottabilité et les contraintes visqueuses. Nous avons identifié deux paramètres adimensionnés : le première paramètre est le paramètre seuil

$$\Psi = \frac{2r\Delta\rho g}{3\sigma_0} \quad (7)$$

où la différence de densité s'écrit $\Delta\rho = \alpha\rho\Delta T$, où ΔT représente la différence de température moyennée sur une sphère de rayon r et d'un volume équivalent à celui de la couche limite thermique. Similaire au paramètre seuil donné par [Dubash and Frigaard \[2004, 2007\]](#) pour une bulle qui monte ou de [Beris et al. \[1985\]](#), [Tabuteau et al. \[2007\]](#), ce paramètre Ψ compare la contrainte induite par la poche chaude due à la poussée d'Archimède et la contrainte seuil. Nous montrons que le panache peut s'élever seulement si $\Psi > \Psi_c = 5 \pm 1.2$. Le deuxième paramètre est le nombre de Bingham

$$Bi = \frac{\sigma_0}{K_\nu \dot{\gamma}^n} \quad (8)$$

comparant le rapport entre la contrainte seuil et les contraintes visqueuses. Un panache ne peut s'élever que si les deux paramètres sont supercritiques ($Bi < 1$ et $\Psi > \psi_c$). Autrement dit, à la fois la contrainte induite par la flottabilité ET les contraintes visqueuses doivent être supérieures à la contrainte seuil. Dès que l'une ou l'autre condition n'est plus vérifiée, le panache arrête sa montée. Il peut donc stopper avant d'atteindre la surface.

5 Morphologie du panache

Des mesures simultanées de température et de champs de vitesse montrent que la morphologie du panache ressemble à un doigt, contrairement à la forme de champignon rencontrée dans les fluides newtoniens (fig. 4). Le taux de cisaillement a été calculé à partir du champ de vitesse pour une configuration axisymétrique, suivant

$$\dot{\gamma} = \left[\left(\frac{dv_r}{dr} \right)^2 + \frac{v_r^2}{r^2} + \left(\frac{dv_z}{dz} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{dv_z}{dr} + \frac{dv_r}{dz} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (9)$$

Fig. 4 montre que la déformation est fortement localisée sur le pourtour de l'anomalie thermique.

6 Lois d'échelles

Des lois d'échelles dans le conduit du panache ont été déterminées pour la vitesse, la température et la taille de la région cisailée en régime permanent. Pour ce faire, nous

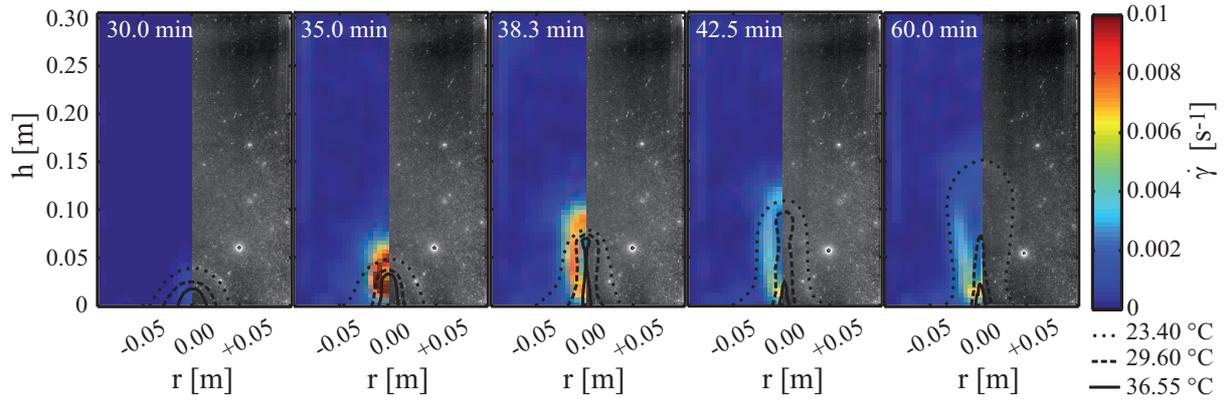


Figure 4: Évolution du taux de cisaillement (gauche) et de l'image brute (droite) pour un panache dans le fluide CBP14 avec $P = 2.02$ W. Les lignes marquent les différentes isothermes.

avons supposé que l'instabilité peut être décrite comme un corps montant avec une vitesse égale à la vitesse moyennée sur le panache, et nous avons utilisé les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. Nos résultats montrent qu'il est possible de décrire raisonnablement le comportement du conduit en régime stationnaire en négligeant la contrainte seuil et en ne gardant que l'effet rhéofluidifiant dans les contraintes visqueuses. La température le long de l'axe du panache est alors déterminée par:

$$\overline{\Delta T}(z) = T(z) - T_0 = \frac{1}{\pi C_2 C_4} \frac{P}{\rho C_p \kappa z}. \quad (10)$$

où z est la hauteur, T_0 la température initiale du fluide et C_i sont des constantes expérimentales.

D'autre part le rayon caractéristique du panache a est donné par:

$$a = C(n) \left(\frac{K_\nu C_p (\kappa z)^{n+1}}{\alpha g P} \right)^{\frac{1}{3n+1}}, \quad (11)$$

avec

$$C(n) = C_a \frac{C_b^n}{C_c} \quad (12)$$

avec $C_a = 0.1645$, $C_b = 3.122$ et $C_c = 1.632$.

Et on peut en déduire la vitesse des particules le long de l'axe du panache selon:

$$w = C_4 \frac{\kappa z}{a^2}. \quad (13)$$

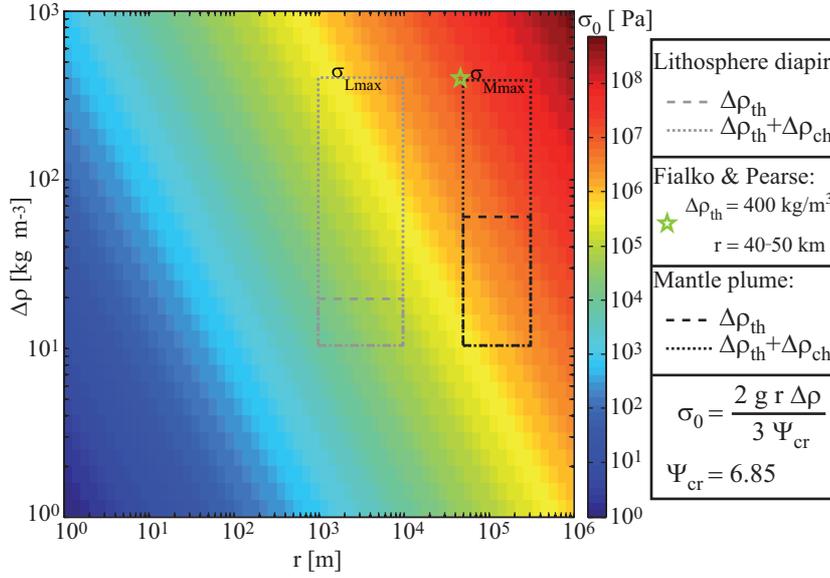


Figure 5: Contrainte seuil maximale, qui permet à une instabilité du rayon r avec une différence de densité $\Delta\rho$ de monter.

7 Application géophysique: intrusions dans le manteau terrestre et la lithosphère

L'application de cette étude à la Terre contraignent significativement la contrainte seuil du manteau et de la lithosphère. En prenant en compte qu'un panache peut se former uniquement si $\Psi > 6.85$ et $Bi < 1$. Les equations 7 et 8 nous donnent des valeurs maximales pour le contrainte seuil, ainsi que le taux de cisaillement minimal et la viscosité maximale correspondante. Suivant eq. 7, la contrainte-seuil maximale qui permet à une anomalie d'une différence de densité $\Delta\rho$ avec une rayon r de monter est donné par

$$\sigma_0 = \frac{2}{3} \frac{gr\Delta\rho}{6.85}. \quad (14)$$

Le résultat est illustré en figure 5, qui montre que la contrainte seuil maximale qui permet à une instabilité thermique de pénétrer dans la lithosphère ou le manteau supérieur est entre 100 kPa et 100 MPa, et elle dépend fortement de la taille et de l'anomalie de densité de l'intrusion.

Suivant eq. 8 et le critère nécessaire $Bi < 1$, le taux de cisaillement minimal et la viscosité maximale correspondante sont donné par

$$\dot{\gamma}_{min} = \left(\frac{\sigma_0}{K_\nu} \right)^{n_E} \Leftrightarrow \eta_{max} = 2\sigma_0 \left(\frac{\sigma_0}{K_\nu} \right)^{-n_E}. \quad (15)$$

Ces deux equations nous permettent de tracer le valeurs $\dot{\gamma}_{min}$ et η_{max} en fonction de K_ν et σ_0 en variant n_E (fig: 6). Prennant en compte les résultats de fig. 5, en regardant une plage de viscosité entre $\eta = 10^{16}$ Pa s et $\eta = 10^{25}$ Pa s, la plage du taux de cisaillement est limité entre $10^{-18} \text{ s}^{-1} < \dot{\gamma} < 10^{-12} \text{ s}^{-1}$.

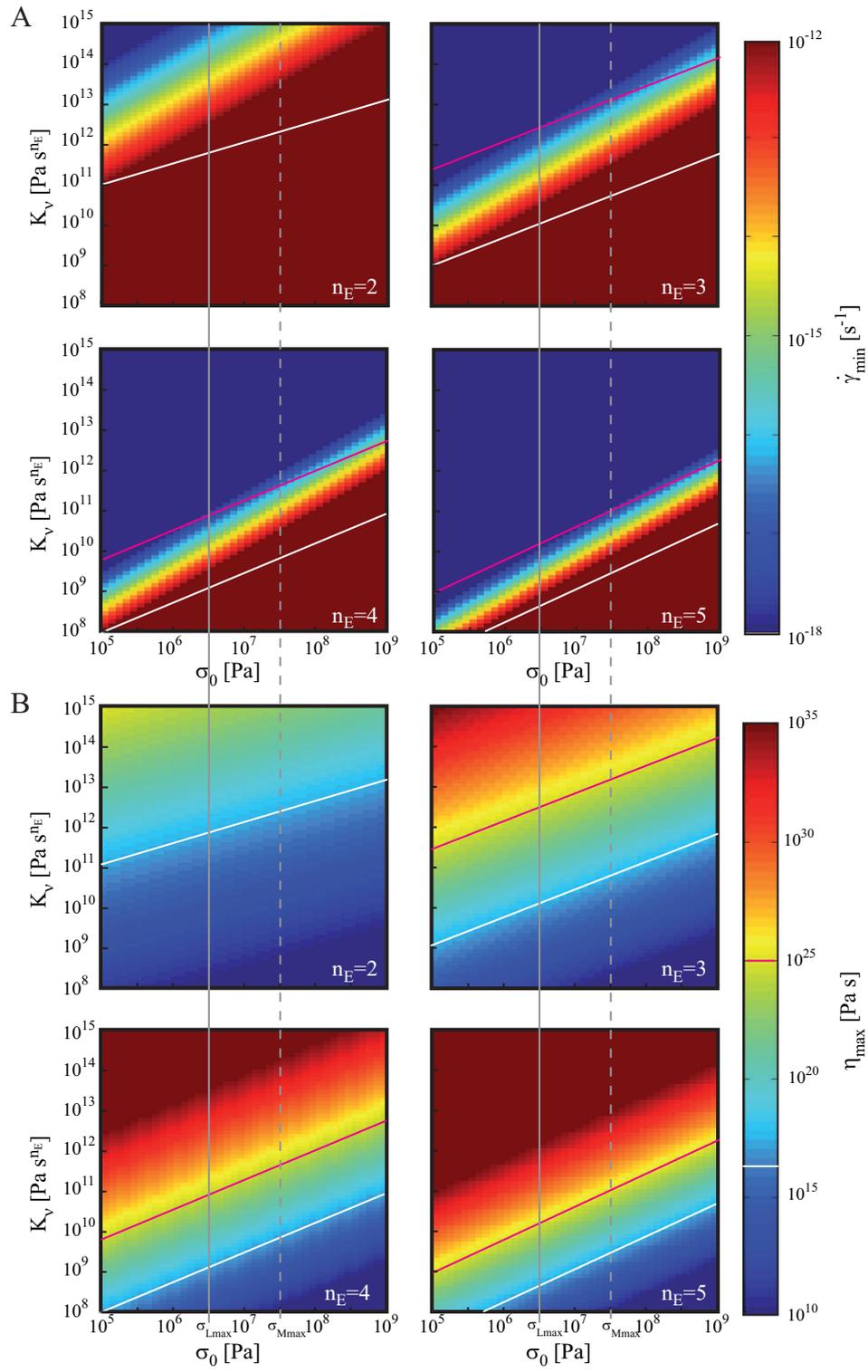


Figure 6: A: taux de cisaillement minimale $\dot{\gamma}_{min}$ et viscosité maximale correspondant η_{max} en fonction de K_v et σ_0 en pour n_E différentes.

References

- S. Androvandi, A. Davaille, A. Limare, A. Fouquier, and C. Marais. At least three scales of convection in a mantle with strongly temperature-dependent viscosity. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 188:132–141, 2011.
- Q. Bai, S. J. Mackwell, and D. L. Kohlstedt. High-Temperature Creep of Olivine Single Crystals: 1. Mechanical Results for Buffered Samples. *J. Geophys. Res.*, 96:2441–2463, 1991.
- N. J. Balmforth and A. C. Rust. Weakly nonlinear viscoplastic convection. *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, 158:36–45, 2009.
- D. Bercovici. Plate generation in a simple model of lithosphere mantle flow with dynamic self-lubrication. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 144 (1-2):41–51, 1996.
- A. N. Beris, J. A. Tsamopoulos, R. C. Armstrong, and R. A. Brown. Creeping motion of a sphere through a Bingham plastic. *J. Fluid Mech.*, 158:219–244, 1985.
- J. R. Booker. Thermal convection with strongly temperature-dependent viscosity. *J. Fluid Mech.*, 76:4:741–754, 1976.
- E. B. Burov and A. B. Watts. The long-term strength of continental lithosphere: "jelly sandwich" or "crème brûlée"? *GSA today*, 16:4–10, 2006.
- S. Chandrasekhar. *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*. Oxford, Clarendon Press, 1961.
- P. N. Chopra and M. S. Paterson. The role of water in the deformation of dunite. *J. Geophys. Res.*, 89(B9):7861–7876, 1984. ISSN 2156-2202. doi: 10.1029/JB089iB09p07861. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/JB089iB09p07861/abstract>.
- U. Christensen and H. Harder. 3-D convection with variable viscosity. *Geophys. J. Int.*, 104:213–220, 1991.
- U. R. Christensen. Heat transport by variable viscosity convection and implications for the earth's thermal evolution. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 35:264–282, 1984.
- F. Crameri and B. J. P. Kaus. Parameters that control lithospheric-scale thermal localization on terrestrial planets. *Geophys. Res. Lett.*, 37:L09308, 2010.
- M. Darbouli, C. Métivier, J.-M. Piau, A. Magnin, and A. Abdelali. Rayleigh-Bénard convection for viscoplastic fluids. *Phys. Fluids*, 25:023101, 2013.

-
- A. Davaille and C. Jaupart. Transient high-Rayleigh-number thermal convection with large viscosity variations. *J. Fluid Mech.*, 253:141–166, 1993.
- A. Davaille, B. Gueslin, A. Massmeyer, and E. Di Giuseppe. Thermal instabilities in a yield stress fluid: Existence and Morphology. *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, 193:144–153, 2013.
- P. R. de Souza Mendes, M. F. Naccache, P. R. Vargas, and F. H. Marchesini. Flow of viscoplastic liquids through axisymmetric expansions-contractions. *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, 142:207–217, 2007.
- S. Demouchy, A. Tommasi, F. Barou, D. Mainprice, and P. Cordier. Deformation of olivine in torsion under hydrous conditions. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 202-203:56–70, 2012.
- N. Dubash and I. A. Frigaard. Conditions for static bubbles in viscoplastic fluids. *Phys. Fluids*, 16:4319–4330, 2004.
- N. Dubash and I. A. Frigaard. Propagation and stopping of air bubbles in Carbopol solutions. *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, 142:123–134, 2007.
- E. Giannandrea and U. Christensen. Variable viscosity convection experiments with a stress-free upper boundary and implications for the heat transport in the earths mantle. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 78:139–152, 1993.
- A. Gudmundsson. Form and dimensions of dykes in eastern iceland. *Tectonophysics*, 95: 295–307, 1983.
- U. Hansen and D.A. Yuen. High Rayleigh number regime of temperature-dependent viscosity convection and the Earth’s early thermal history. *Geophys. Res. Lett.*, 20: 2191–2194, 1993.
- G. Hirth and D. Kohlstedt. Rheology of the upper mantle and the mantle wedge: A view from the experimentalists. In *Inside the Subduction Factory*, volume 138, pages 83–105. AGU, Washington D. C., 2003.
- G. Hirth and D. L. Kohlstedt. Water in the oceanic upper mantle: implications for rheology, melt extraction and the evolution of the lithosphere. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 144:93–108, 1996.
- M. Kameyama and M. Ogawa. Transitions in thermal convection with strongly temperature-dependent viscosity in a wide box. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 180:355–367, 2000.

-
- S. Karato. Does partial melting reduce the creep strength of the upper mantle? *Nature*, 319(6051):309–310, January 1986. doi: 10.1038/319309a0.
- S. Karato and H. Jung. Effects of pressure on high-temperature dislocation creep in olivine. *Phil. Mag. A*, 83, 3:401–414, 2003.
- S. Karato and P. Wu. Rheology of the upper mantle: A synthesis. *Science*, 260:771–778, 1993.
- B. J. P. Kaus and Y. Y. Podladchikov. Initiation of localized shear zones in viscoelasto-plastic rocks. *J. Geophys. Res.*, 111:B04412, 2006.
- J. L. Kavanagh, T. Menand, and R. S. J. Sparks. An experimental investigation of sill formation and propagation in layered elastic media. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 245:799–813, 2006.
- J. L. Kavanagh, T. Menand, and K.A. Daniels. Gelatine as a crustal analogue: Determining elastic properties for modelling magmatic intrusions. *Tectonophysics*, 582:101–111, 2012a.
- J. L. Kavanagh, R. Stephens, and J. Sparks. Insights of dyke emplacement mechanics from detailed 3d dyke thickness datasets. *Journal of the Geological Society*, 168:965–978, 2012b.
- D. L. Kohlstedt and M. E. Zimmerman. Rheology of partially molten mantle rocks. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 24:41–62, 1996.
- D. L. Kohlstedt, B. Evans, and S. J. Mackwell. Strength of the lithosphere: Constraints imposed by laboratory experiments. *J. Geophys. Res.*, 100:173587–17,602, 1995.
- F. Maccaferri, M. Bonafede, and E. Rivalta. A numerical model of dyke propagation in layered elastic media. *Geophys. J. Int.*, 180:1107–1123, 2010.
- S. Mei and D. L. Kohlstedt. Influence of water on plastic deformation of olivine aggregates: 2. dislocation creep regime. *J. Geophys. Res.*, 105(B9): 21471–21481, 2000. ISSN 2156-2202. doi: 10.1029/2000JB900180. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2000JB900180/abstract>.
- T. Menand and S.R. Tait. A phenomenological model for precursor volcanic eruptions. *Nature*, 411:678–680, 2001.
- T. Menand, A. Raw, and A. W. Woods. Thermal inertia and reversing buoyancy in flow in porous media. *Geophys. Res. Lett.*, 30:1291, 2003.

-
- L. N. Moresi and V. S. Solomatov. Numerical investigation of 2D convection with extremely large viscosity variations. *Phys. Fluids*, 9:2154–2162, 1995.
- H.C. Nataf and M. F. Richter. Convection experiments in fluids with highly temperature-dependent viscosity and the thermal evolution of planets. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 29:320–329, 1982.
- J. P. Platt and W. M. Behr. Grainsize evolution in ductile shear zones: Implications for strain localization and the strength of the lithosphere. *J. Struct. Geol.*, 33:537–550, 2011.
- G. Ranalli. *Rheology of the Earth*. Chapman and Hall, London, 2nd edition edition, 1995.
- J. T. Ratcliff, P. J. Tackley, G. Schubert, and A. Zebib. Transitions in thermal convection with strongly variable viscosity. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 102:201–212, 1997.
- K. Regenauer-Lieb and D. A. Yuen. Fast mechanisms for the formation of new plate boundaries. *Tectonophysics*, 322:53–67, 2000.
- Y. Ricard and D. Bercovici. Two-phase damage theory and crustal rock failure: the theoretical 'void' limit, and the prediction of experimental data. *Geophys. J. Int.*, 155, Issue 3:1057–1064, 2003.
- F. M. Richter, H.-C. Nataf, and S. F. Daly. Heat transfer and horizontally averaged temperature of convection with large viscosity variations. *J. Fluid Mech.*, 129:173–192, 1982.
- E. Rivalta, M. Böttlinger, and T. Dahm. Buoyancy-driven fracture ascent: Experiments in layered gelatine. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 144:273–285, 2005.
- V. S. Solomatov. Scaling of temperature- and stress-dependent viscosity convection. *Phys. Fluids*, 7:266–274, 1995.
- V. S. Solomatov and A. C. Barr. Onset of convection in fluids with strongly temperature-dependent power-law viscosity 2. Dependence on the initial perturbation. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 165:1–13, 2007.
- V. S. Solomatov and L.-N. Moresi. Scaling of time-dependent stagnant lid convection: Application to small-scale convection on Earth and other terrestrial planets. *J. Geophys. Res.*, 105:21795–21817, 2000.
- C. Stein, J. Schmalzl, and U. Hansen. The effect of rheological parameters on plate behaviour in a self-consistent model of mantle convection. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 142(3-4):225–255, May 2004. ISSN 0031-9201. doi: 10.1016/j.pepi.2004.01.006.

-
- K. Stemmer, H. Harder, and U. Hansen. A new method to simulate convection with strongly temperature-dependent and pressure-dependent viscosity in a spherical shell: Applications to the earth's mantle. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 157:223–249, 2006.
- H. Tabuteau, P. Coussot, and J. R. de Bruyn. Drag force on a sphere in steady motion through a yield-stress fluid. *J. Rheol.*, 51:125–137, 2007.
- P. Tackley. Self-consistent generation of tectonic plates in time- dependent, three-dimensional mantle convection simulations. part 1: Pseudo-plastic yielding. *Geochem. Geophys. Geosys.*, 1:14, 2000.
- P. J. Tackley. *Three dimensional models of mantle convection: Influence of phase transitions and temperature-dependent viscosity*. PhD thesis, California Institute of Technology, Pasadena, 1994.
- P. J. Tackley. Effects of strongly variable viscosity on three-dimensional compressible convection in planetary mantles. *J. Geophys. Res.*, 101:3311–3332, 1996.
- P. J. Tackley. Modelling compressible mantle convection with large viscosity contrasts in a three-dimensional spherical shell using the yin-yang grid. *Phys. Earth Planet. In.*, 171:7–18, 2008.
- M. Thielmann and B.J.P. Kaus. Shear heating induced lithospheric-scale localization: Does it result in subduction? *Earth Planet. Sci. Lett.*, 359-360:1–13, 2012. ISSN 0012-821X. doi: 10.1016/j.epsl.2012.10.002. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X12005511>.
- R. Trompert and U. Hansen. Mantle convection simulations with rheologies that generate plate-like behaviour. *Letters to Nature*, 395:686–689, 1998.
- O. Turan, N. Chakraborty, and R. J. Poole. Laminar natural convection of Bingham fluids in a square enclosure with differentially heated side walls. *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, 165:901–913, 2010.
- O. Turan, N. Chakraborty, and R. J. Poole. Laminar Rayleigh-Bénard convection of yield stress fluids in a square enclosure. *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, 171-172:83–96, 2012.
- A. Vikhansky. Thermal convection of a viscoplastic liquid with high Rayleigh and Bingham numbers. *Phys. Fluids*, 21:103103, 2009. doi: 10.1063/1.3256166.
- A. Vikhansky. On the onset of natural convection of Bingham liquid in rectangular enclosures. *J. Non-Newton. Fluid Mech.*, 165:1713–1716, 2010.
- A. Vikhansky. On the stopping of thermal convection in viscoplastic liquid. *Rheol. Acta*, 50:423–428, 2011.

-
- T. R. Walter and V. R. Troll. Experiments on rift zone evolution in unstable volcanic edifices. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 127:107–120, 2003.
- D. B. White. The planform and onset of convection with a temperature-dependent viscosity. *J. Fluid Mech.*, 191:247–286, 1988.
- M. Yoshida and A. Kageyama. Low-degree mantle convection with strongly temperature- and depth-dependent viscosity in a three-dimensional spherical shell. *J. Geophys. Res.*, 111:1978–2012, 2006.
- J. Zhang, S. Childress, and A. Libchaber. Non-Boussinesq effect: Thermal convection with broken symmetry. *Phys. Fluids*, 9:1034, 1997.
- J. Zhang, D. Vola, and I. A. Frigaard. Yield stress effects on Rayleigh-Bénard convection. *J. Fluid Mech.*, 566:389–419, 2006.