

CENTRALE 2 PSI 2024 : À PROPOS DE LA STRUCTURE DE LA TERRE

I DES INFORMATIONS SUR LA STRUCTURE DE LA TERRE ISSUES DES ONDES

A. Modèles d'ondes longitudinales et transversales

1) Ondes longitudinales dans les solides et les fluides homogènes.

$$\text{Q1 } \frac{\partial(\rho_0 + \rho_1)}{\partial t} + \text{div} [(\rho_0 + \rho_1) \vec{v}_1] = 0$$

↑
ordre 2

$$\text{Q2 } \frac{\partial \rho_0}{\partial t} = 0 : \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \text{div} \vec{v}_1 = 0$$

$$\text{à 1D } \text{div} \vec{v}_1 = \frac{\partial v_1}{\partial x} : \boxed{\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial v_1}{\partial x} = 0} \text{ (1)}$$

Q2 Le PFD appliqué à une particule fluide de volume d^3V dans le référentiel terrestre, suppose qu'il n'y a pas de viscosité, fournit $\rho \frac{d^3\vec{v}}{dt} = d^3\vec{F}_p$

Puisque le poids et les forces de viscosité sont négligeables. La résultante des forces de pression sur la particule s'écrit $d^3\vec{F}_p = -\text{grad} P \cdot d^3V$

$$\text{d'où } (\rho_0 + \rho_1) \left[\frac{\partial \vec{v}_1}{\partial t} + (\vec{v}_1 \cdot \text{grad}) \vec{v}_1 \right] = -\text{grad} [P_0 + P_1]$$

↑
ordre 2 ↑
ordre 2

$$\text{or } \text{grad} P_0 = \vec{0} : \boxed{\rho_0 \frac{\partial v_1}{\partial t} = -\frac{\partial P_1}{\partial x}} \text{ en projection sur } \vec{e}_x$$

$$\text{Q3 } \kappa_s = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial p_1}{\partial x} \right)_s = \frac{1}{\rho_0} \frac{\rho - \rho_0}{P - P_0} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\rho_1}{P_1}$$

$$\text{d'où } \boxed{\rho_1 = \rho_0 \kappa_s P_1} \text{ (3)}$$

Q4 En exprimant ρ_1 en fonction de P_1 grâce à (3), on obtient en remplaçant dans (1) :

$$\kappa_s \frac{\partial P_1}{\partial t} + \frac{\partial v_1}{\partial x} = 0 \text{ (4)} \Rightarrow \frac{\partial v_1}{\partial x \partial t} = -\kappa_s \frac{\partial^2 P_1}{\partial t^2}$$

En dérivant (2) par rapport à x , on a

$$\frac{\partial^2 v_1}{\partial x \partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial^2 P_1}{\partial x \partial t^2} \text{ d'où } \boxed{\frac{\partial^2 P_1}{\partial x^2} = \rho_0 \kappa_s \frac{\partial^2 P_1}{\partial t^2}}$$

On reconnaît l'équation de d'Alembert

$$\frac{\partial^2 P_1}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P_1}{\partial t^2} \text{ avec } \boxed{c = \frac{1}{\sqrt{\rho_0 \kappa_s}} \text{ célérité des ondes de pression dans le fluide}}$$

Q5 Pour une transformation isentropique de S₀ parfait, les lois de Laplace s'appliquent :

$$P \cdot \delta = c k \Leftrightarrow P e^{-\delta} = c k \Rightarrow \frac{dP}{P} - \gamma \frac{d\rho}{\rho} = 0$$

$$\text{à } S = c k \Rightarrow \left(\frac{\partial P}{\partial P} \right)_S = \frac{\rho}{\rho} \Leftrightarrow \frac{\rho_0}{\rho_0}$$

donc $\kappa_s = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_0}{\partial v}$: $c = \sqrt{\frac{\partial p_0}{\partial \rho_0}}$, or ea eoi de

Soif parfait donne $\rho_0 = \frac{\Gamma_{air} p_0}{\Gamma T_0}$: $c = \sqrt{\frac{\partial \Gamma T_0}{\Gamma_{air}}}$

AN $c_1 = \sqrt{\frac{1,40 \times 8,31 \times 293}{29,0 \cdot 10^{-3}}} = 342 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

Q6 $c_2 = \frac{1}{\sqrt{\rho_0 \kappa_s}} = \frac{1}{\sqrt{1,00 \cdot 10^3 \times 4,90 \cdot 10^{-10}}} = 1430 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

Q7 T_c est l'analogue de $-P_1$

$$\frac{1}{E} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T_c} \right)_s = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T_c} \right)_s \text{ est l'analogue}$$

de $\kappa_s = -\frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial P_1} \right)_s$ donc E est analogue à $\frac{1}{\kappa_s}$

et ρ_0 est analogue ... à ρ_0

$\Rightarrow c_E = \sqrt{\frac{E}{\rho_0}}$ AN $c_E = \sqrt{\frac{196 \cdot 10^9}{7,87 \cdot 10^3}} = 4430 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

Q8 La vitesse du son est d'autant plus grande que le milieu est peu condensé

(ρ_0 faible) et rigide (peu compressible : E grand, κ_s petit).

Quand on parle de gaz à l'equilibre $\rho_0 \nearrow$ mais $\kappa_s \downarrow = c \nearrow$

Quand on parle de l'eau au feu, $\rho_0 \nearrow$ mais $E \gg \frac{1}{\kappa_s} \Rightarrow c \nearrow$

2) ondes transversales dans un solide homogène

Q9 Le plan π de masse m est soumis

à $\vec{F}_{n+1/n} = C [\Sigma_{n+1}(t) - \Sigma_n(t)] \vec{e}_j$ et

à $\vec{F}_{n-1/n} = C [\Sigma_{n-1}(t) - \Sigma_n(t)] \vec{e}_j$

L'application du PFD dans le référentiel du solide au repos fournit:

$$m \frac{d^2 \Sigma_n}{dt^2} = C [\Sigma_{n+1}(t) + \Sigma_{n-1}(t) - 2\Sigma_n(t)]$$

en projetant sur \vec{e}_j

Q10 Δ erreur d'énoncé : $\vec{k} = k\vec{e}_z$ pas $\vec{k} = k\vec{e}_j$

$\Sigma_n(t) = \underline{A} e^{i[\text{Int} \cdot \text{wt}]}$ $\Sigma_{n+1}(t) = e^{i k d} \Sigma_n(t)$

et $\Sigma_{n-1}(t) = e^{-i k d} \Sigma_n(t)$

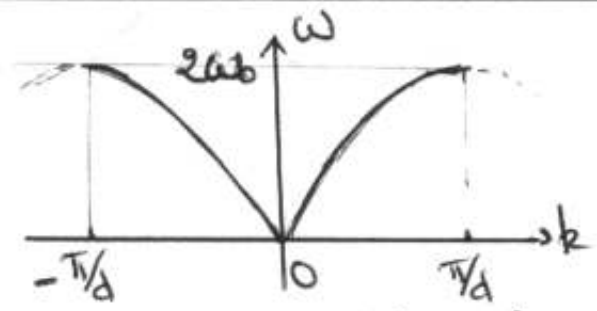
$$\text{d'où } \frac{d^2 \xi_n}{dt^2} = \frac{c}{m} \xi_n \cdot \underbrace{[e^{ikd} + e^{-ikd} - 2]}_{2 \cos(kd)} = \underbrace{2\omega_0^2}_{-2 \sin^2(\frac{kd}{2})} [\cos(kd) - 1]$$

$$-\omega^2 \xi_n$$

d'où la relation de dispersion:

$$\omega^2 = 4\omega_0^2 \sin^2\left(\frac{kd}{2}\right) \text{ ou } \omega = 2\omega_0 \left| \sin\left(\frac{kd}{2}\right) \right|$$

Q.11



On doit donc avoir $\omega \leq 2\omega_0$ dans l'hypothèse élastique $k \in \mathbb{R}$. Si $\omega > 2\omega_0$ $\text{Im}(k) \neq 0$ donc l'onde est atténuée.

=> fréquence porte-bas de pulsation de coupure $\omega_c = 2\omega_0$

Q.12 Pour $k \in]0, \frac{\pi}{d}[$ $\omega = 2\omega_0 \sin\left(\frac{kd}{2}\right)$

$$v_p = \frac{\omega}{k} = \frac{2\omega_0 d}{k} \sin\left(\frac{kd}{2}\right)$$

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{2\omega_0 d}{2} \cos\left(\frac{kd}{2}\right)$$

Q.13 $\lambda \gg d = k = \frac{2\pi}{\lambda} \ll \frac{2\pi}{d} \in \frac{kd}{2} \ll \pi$

on a alors $v_p \approx v_g = \frac{2\omega_0}{k} \frac{kd}{2} = \omega_0 d = c_e$

$$\text{d'où } c = d \sqrt{\frac{c}{m}}$$

Q.14 La masse linéique $\frac{dm}{dx}$ du solide est

égale à $\frac{m}{d}$. Pour un barreau de section Σ

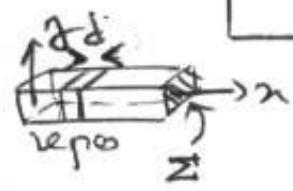
la masse volumique $\frac{dm}{dv} = \frac{dm}{\Sigma dx} = \frac{m}{\Sigma d} = \rho$

$$\Rightarrow c = d \sqrt{\frac{c}{\rho \Sigma d}} = \sqrt{\frac{c d}{\rho \Sigma}}$$

on retrouve $c = \sqrt{\frac{L}{\rho}}$ avec $L = \frac{c d}{\Sigma}$

qui est bien homogène à E (force / u de surface)

pour le fer $c = \sqrt{\frac{0,4 E}{\rho}} = \sqrt{0,4} \cdot c_e = 2840 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$



B. Ondes P et S dans la Terre et modèle PREM

Q.15 Les ondes S ne se propagent pas dans le fer liquide (entre 1216 et 3486 km)

: ... (pointillés)

et donc ondes P: --- (tirés)

• On a bien $J_P > J_S$ pour tous les milieux comme le montre leurs expressions.

• du noyau au manteau, $\rho \downarrow$ et on a bien $J_S \uparrow J_P \uparrow$

• Ce même raisonnement est mis à défaut dans le noyau et le manteau puisque $\rho \downarrow$ quand on s'écarte du centre de la Terre, mais J_S et $J_P \downarrow$ aussi. C'est donc, comme à Q.8, la "rigidité", plus fortement décroissante que ρ , l'effet dominant.

II ÉTUDE D'UN MODÈLE GRAVITÉRIQUE DE LA TERRE

A. Préliminaire: l'analogie électostatique - gravitation

	électostatique	gravitation
Q.16		
force $\vec{F} = q_1 q_2 / (4\pi\epsilon_0 r^2) \vec{e}_{12}$		$-G m_1 m_2 \frac{\vec{e}_{12}}{r^2}$
	q charge	m masse
	$\vec{F} = q\vec{E}$	$\vec{F} = m\vec{G}$
champs	\vec{E}	\vec{G}
constante	$\frac{1}{\epsilon_0}$	$-4\pi G$


$\Rightarrow \text{div } \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$
 ρ : charge vol.

$\text{div } \vec{G} = -4\pi G \rho$
 ρ : masse vol.

th de GAUSS $\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{q_{\text{int}}}{\epsilon_0}$

$\oint \vec{G} \cdot d\vec{S} = -4\pi G m_{\text{int}}$

B. Un premier modèle gravimétrique fuste de la Terre

Q.17  On utilise Σ quelconque à l'aide de coordonnées sphériques (r, θ, ϕ)

Le problème est à symétrie SPHÉRIQUE (invariant par toute rotation autour de O)

$\vec{G}(\vec{r}) = G(r)\vec{e}_r$

Σ : sphère de centre O et de rayon r

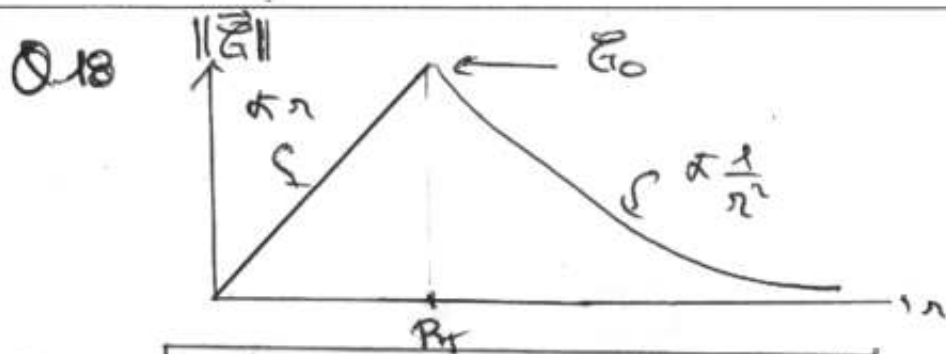
$\oint_{\Sigma} \vec{G}(\vec{r}) \cdot d\vec{S} = \oint_{\Sigma} G(r)\vec{e}_r \cdot d\vec{S} \vec{e}_r = G(r) \underbrace{4\pi r^2}_1$

si $r < R_T$ $m_{\text{int}} = \rho_0 \frac{4}{3}\pi r^3$

si $r \geq R_T$ $m_{\text{int}} = \rho_0 \frac{4}{3}\pi R_T^3 = M_T$

\Rightarrow
Th de GAUSS

$\left\{ \begin{aligned} \vec{G}(\vec{r}) &= -\frac{4}{3}\pi G \rho_0 r \vec{e}_r = -\frac{G M_T r}{R_T^3} \vec{e}_r & \text{si } r \leq R_T \\ \vec{G}(\vec{r}) &= -\frac{4}{3}\pi G \rho_0 \frac{R_T^3}{r^2} \vec{e}_r = -\frac{G M_T}{r^2} \vec{e}_r & \text{si } r \geq R_T \end{aligned} \right.$



Q.19

$$G_0 = \frac{G M_T}{R_T^2} = \frac{6,67 \cdot 10^{-11} \times 5,972 \cdot 10^{24}}{(6371 \cdot 10^3)^2} = 9,814 \text{ m.s}^{-2}$$

C. Un second modèle (noyau + manteau) de la Terre

Q.20 D'après le th de GAUSS, G_0 ne dépend que de M_T et R_T qui sont inchangés.

Q.21 On applique l'équation de Maxwell. Gauss "gravitationnelle"

• pour $r \leq R_2$ $G_T(r) = -G_0 \frac{r}{R_2}$ (car $G_T < 0$)
 div $\vec{G} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (-r^2 \frac{G_0 r}{R_2}) = -\frac{3G_0}{R_2} = -4\pi G \rho(r)$

$$\Rightarrow \rho(r) = \frac{3G_0}{4\pi G R_2} = \text{cte}$$

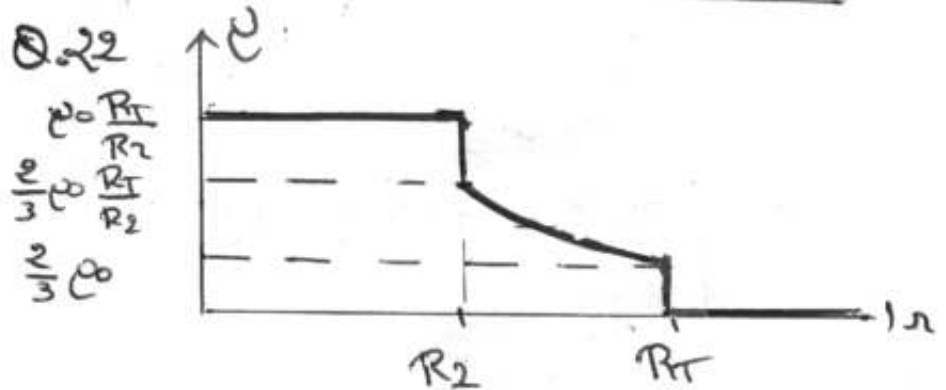
• pour $R_2 \leq r \leq R_T$ $G_T(r) = -G_0$
 div $\vec{G} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (-r^2 G_0) = -\frac{2}{r} G_0 = -4\pi G \rho(r)$

$$\Rightarrow \rho(r) = \frac{G_0}{2\pi G r}$$

or. $G_0 = \frac{G M_T}{R_T^2} = \frac{G}{R_T^2} \frac{4}{3} \rho_0 \pi R_T^3 = \frac{4}{3} \pi \rho_0 G R_T$

$$\Rightarrow \rho(r) = \rho_0 \frac{R_T}{R_2} \text{ pour } r < R_2$$

et $\rho(r) = \frac{\pi r}{2\pi R_T^2 r} = \frac{2}{3} \rho_0 \frac{R_T}{r}$



on a aussi $\rho(R_2^-) = \rho_0 \frac{R_T}{R_2}$ $\rho(R_2^+) = \frac{2}{3} \rho_0 \frac{R_T}{R_2}$

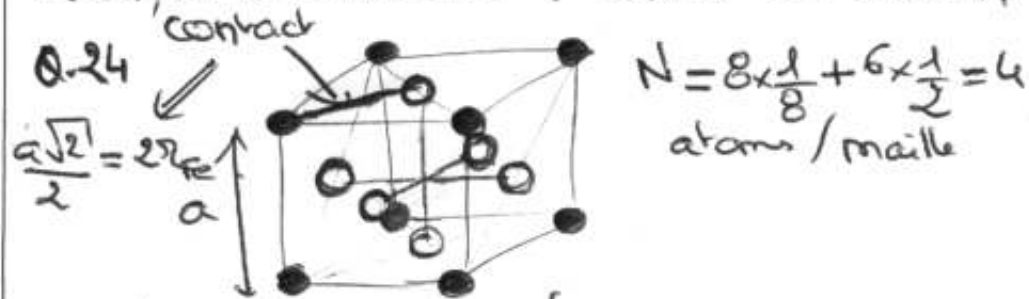
et $\rho(R_T^-) = \frac{2}{3} \rho_0$

AN $\left[\begin{aligned} \rho(R_2^-) &= \frac{3 R_T}{4\pi R_T^2 R_2} = \frac{3 \times 5,972 \cdot 10^{24}}{4\pi (6371 \cdot 10^3)^2 (3486 \cdot 10^3)} = 10 \text{ g.cm}^{-3} \\ \rho(R_2^+) &= 6,7 \text{ g.cm}^{-3} \quad \rho(R_T^-) = 3,7 \text{ g.cm}^{-3} \end{aligned} \right.$

Proches des valeurs de la figure 3, mais le modèle $\rho(r) = \text{cte}$ pour $r < R_2$ est mis en défaut

III. COMPOSITION CHIMIQUE DE LA GRAINE

Q.23 C'est ec liaison métallique (électrons libres, ou "délocalisés" : "ciment" des cations).



par définition $C = \frac{\text{Volume par atome}}{\text{Volume maille}}$

$$\Rightarrow C = \frac{N \cdot \frac{4}{3} \pi r_{Fe}^3}{a^3} \quad \text{avec} \quad r_{Fe} = \frac{a\sqrt{2}}{4}$$

$$C = \frac{16\pi}{3} \frac{a^3 \frac{2\sqrt{2}}{4^3 a^3}}{3\sqrt{2}} = \frac{\pi}{3\sqrt{2}} = 74\% \quad (\text{valeur max.})$$

Q.25 $d_{Fe} = \frac{\rho_{Fe}}{\rho_{eau}}$ avec $\rho_{Fe} = \frac{N \cdot M_{Fe}}{N_A \cdot a^3}$

or $a = \frac{4r_{Fe}}{\sqrt{2}}$ d'où $r_{Fe}^3 = \frac{4 \cdot M_{Fe} \cdot 2\sqrt{2}}{N_A \rho_{eau} d_{Fe} \cdot 4^3}$

$$r_{Fe} = \left[\frac{M_{Fe}}{N_A \rho_{eau} d_{Fe} \cdot 4\sqrt{2}} \right]^{1/3} = \left[\frac{55,8 \cdot 10^{-3}}{6,02 \cdot 10^{23} \cdot 10^3 \cdot 7,87 \cdot 4\sqrt{2}} \right]^{1/3}$$

$$r_{Fe} = 128 \text{ pm}$$

Q.26 Aux pressions et températures du grain, on est $\rho_{Fe} \approx 13,6 \text{ g.cm}^{-3}$ voir ec fig 6, un peu supérieur à la valeur $13,0 \text{ g.cm}^{-3}$ voir fig. 3.

• Avec l'hypothèse du fer E pur, on peut tirer ρ des vitesses voir fig. 3 et des valeurs de K et L voir fig. 6 :

$$\begin{aligned} J_P &\approx 11,2 \text{ km.s}^{-1} & K &\approx 1600 \text{ GPa} \\ J_S &\approx 3,7 \text{ km.s}^{-1} & L &\approx 600 \text{ GPa} \end{aligned}$$

$$\rho = \frac{K + \frac{4L}{3}}{J_P^2} = \frac{(1600 + \frac{4 \cdot 600}{3}) \cdot 10^9}{(11,2 \cdot 10^3)^2} = 19 \text{ g.cm}^{-3}$$

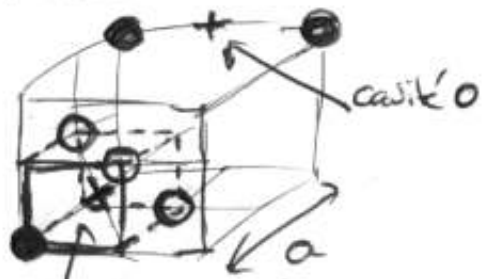
$$\rho = \frac{L}{J_S^2} = \frac{600 \cdot 10^9}{(3,7 \cdot 10^3)^2} = 44 \text{ g.cm}^{-3}$$

Ces valeurs diffèrent beaucoup, et diffèrent de ec valeur voir $13,6 \text{ g.cm}^{-3}$

\Rightarrow La présence d'éléments plus légers (qui modifient aussi K et L) est nécessaire pour "coller" au modèle PRETT.

Q.27 Question pas claire ! On peut calculer les rayons des cavités tétraédriques et octaédriques dans ec structure cfc à T et P ambiantes pour savoir si

On est en présence d'alliages d'insertion ou de substitution.



$$r_{Fe} + r_E = \frac{a\sqrt{3}}{4} \text{ avec } a = \frac{4}{\sqrt{2}} r_{Fe} = r_t = r_{Fe} \left[\sqrt{\frac{3}{2}} - 1 \right] = 128 \text{ pm} = 129 \text{ pm}$$

$$r_{Fe} + r_O = \frac{a}{2} \Rightarrow r_O = r_{Fe} \left[\sqrt{2} - 1 \right] = 53 \text{ pm}$$

→ comme $r_{Ni}, r_O, r_{Si} > r_E, r_O$

= alliages de SUBSTITUTION, les éléments (sauf peut être O, qui loge avec déformation dans une cavité) se substituent à des atomes de Fe. Lors de la cristallisation, les éléments légers insérés entre les atomes de Fe sont expulsés car ils ne "logent" plus.
remarque: la structure hc du noyau solide tombe de plus en plus cohérente.

TV ASPECTS THERMIQUES AU SEIN DU NOYAU DE LA TERRE

A. Transferts thermiques dans le noyau externe

Q.28 Loi de Fourier: $\vec{J}_t = -\lambda \nabla T = -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \vec{e}_r$

$$\text{et } \Phi_{th}(r) = \int_S \vec{J}_t \cdot d\vec{S} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} 4\pi r^2$$

Q.29 En l'absence de production et en régime stationnaire la puissance sortante en r_2 est la même que celle qui entre en r_1 :

$$\Phi_{th}(r_1) = \Phi_{th}(r_2) \Rightarrow \frac{dT}{dr} = - \frac{\Phi_{th,pz}}{\lambda 4\pi r^2}$$

$$\text{entre } R_1 \text{ et } R_2 = T_2 - T_1 = \frac{\Phi_{th,pz}}{4\pi \lambda} \left[\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right]$$

$$\Rightarrow \lambda = \frac{\Phi_{th,pz}}{4\pi [T_1 - T_2]} \left[\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right]$$

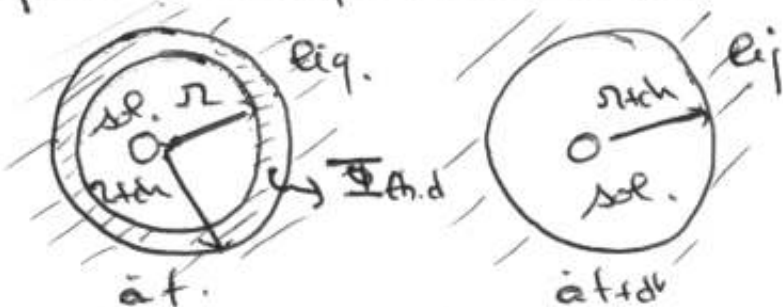
Q.30 AN $\lambda = \frac{10^{13}}{4\pi(5000 - 3800)} \left[\frac{1}{1216 \cdot 10^3} - \frac{1}{3486 \cdot 10^3} \right]$

$$\lambda = 355 \text{ W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$$

Q.31 La production étant faible, c'est ce qui n'est pas prise en compte de la convection qui est remplacé par un facteur 3,5.

B. Croissance de la graine

Q.32 Systeme : couronne spherique $[r, r+dr]$ qui se solidifie entre t et $t+dt$



En régime quasi-stationnaire (la croissance est très lente) l'énergie dégagée par la solidification - en $4\pi r^2 dr \Delta_{seh}$, doit être prise en compte :

$$0 = \Phi(r).dt - \Phi(r+dr).dt - \rho_s 4\pi r^2 dr \Delta_{seh}$$

avec $\Phi_{h,d} = \Phi(r+dr) - \Phi(r)$

$$\Rightarrow \frac{dr}{dt} = \tau = - \frac{\Phi_{h,d}}{\rho_s 4\pi r^2 \Delta_{seh}} \approx - \frac{\Phi_{h,d}}{4\pi r^2 \rho_s \Delta_{seh}}$$

Q.33 $\Delta_{seh} = - \frac{\Phi_{h,d}}{4\pi r^2 \rho_s \tau} = - \frac{10^{12}}{4\pi (1216 \cdot 10^3)^2 \times 10^3 \times 9,5 \cdot 10^3}$

$(\tau = \frac{0,3 \cdot 10^{-3}}{365 \times 24 \times 60 \times 60} = 3,5 \cdot 10^{-12} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}) = -570 \text{ K} \cdot \text{s} \cdot \text{kg}^{-1}$

l'ordre de grandeur est bon, d'autant

que la valeur de Δ_{seh} donnée pour ce ρ_s est à P et T ambiantes, ce qui n'est pas le cas en $\Omega = \mathbb{R}_1 \dots$

COEFFICIENT DE PARTAGE ET TYPE DE JOLCANISTE

A. Loi de Rayleigh

Q.34 On a immédiatement :

$$\left. \begin{aligned} m_L^i(t) &= w_L^i(t) m_L(t) \\ m_L^i(t+dt) &= w_L^i(t+dt) m_L(t+dt) \\ dm_S^i(t+dt) &= w_S^i(t+dt) dm_S \end{aligned} \right\}$$

\uparrow car petit \uparrow

Q.35 Bilan de matière global : $dm_S = -dm_L = m_L(t) - m_L(t+dt)$

pour l'espèce i :

$$m_L^i(t) = m_L^i(t+dt) + dm_S^i(t+dt)$$

$$\begin{aligned} w_L^i(t) m_L(t) &= w_L^i(t+dt) m_L(t+dt) + \underbrace{w_S^i(t+dt) dm_S}_{= dm_L} \\ \Rightarrow w_L^i(t) m_L(t) &= w_L^i(t+dt) m_L(t+dt) + m_L(t) dw_L^i + w_L^i(t) dm_L - D^i w_L^i(t) dm_L \end{aligned}$$

Doit: $\frac{dm_L}{m_L} = \underbrace{(D_i - 1)}_{C_k} \frac{dw_L^i}{w_L^i}$ qui s'intègre en :

$$E_n \frac{m_L}{m_{L,0}} = (D_i - 1)^{-1} E_n \frac{w_L^i(t)}{w_L^i(0)}$$

$$\Rightarrow \boxed{w_L^i(t) = \underbrace{w_L^i(0)}_{\beta} f^{D_i - 1}} \quad \text{avec } f = \frac{m_L}{m_{L,0}}$$

B. Validation de l'hypothèse d'un processus de cristallisation fractionnée:

Q.36 $\frac{w_L^i(t)}{w_L^i(0)} = \frac{w_L^j(0)}{w_L^j(0)} f^{D_i - D_j}$ or $|D_i - D_j| \ll 1$
 $\approx \frac{w_L^i(0)}{w_L^j(0)} = C_k$

Q.37 Dans le cadre du programme, on peut négliger les incertitudes sur X pour une régression linéaire $Y = aX + b$. Pas ici.

Le principe est le même : on simule un grand nombre d'expériences, $N_{\text{tirages}} = 10000$ basées sur celle réellement effectuée, en générant des valeurs aléatoires de $w(R_b)$ et $w(T_h)$ suivant la loi normale centrée sur $w_{\text{exp}}(R_b)$ et $w_{\text{exp}}(T_h)$ avec des incertitudes types

$w(R_b)$ et $w(T_h)$. Pour chaque expérience simulée on effectue une régression linéaire de coefficients a_i et b_i $i \in [1, N_{\text{tirages}}]$ puis on prend la moyenne et l'écart-type des a_i et b_i

X : valeurs générées de $w(T_h)$ pour la simulation i
 Y : " " " $w(R_b)$ "

a, b : coefficients pour la simulation i

A : liste des a_i

a_m : valeur moyenne des a_i ligne 36

σ_a : écart-type sur les a_i ligne 38

génération des $w(T_h)$ aléatoires ligne 15

Remarque : le code calcule les coeff a et b des valeurs expérimentales, qui ne sont pas choisies contrairement au cas où $u(Y) \gg |a| u(X)$

Q.38 La droite de régression "passée" par les rectangles $[w_{\text{exp}}(T_h) \pm 2\sigma(w(T_h)), w_{\text{exp}}(R_b) \pm 2\sigma(w(R_b))]$

ce qui valide la loi $w(R_b)$ et $w(T_h)$

En fait, il faudrait chercher un ajustement linéaire $Y = aX$ et pas affine $Y = aX + b$ car $b = 0$ dans le modèle

C: Caractérisation du type de Juvarisme
de la chaîne des Puys.

Q.39 à autres facteurs constants.

• Strombolien $\overset{\downarrow \sigma}{\rightleftharpoons}$ hawaïien.

• Strombolien $\overset{\text{diam. bulles} \downarrow}{\rightleftharpoons}$ hawaïien.

• Strombolien $\overset{\text{facha de gaz} \uparrow}{\rightleftharpoons}$ hawaïien

$\text{facha de gaz} \downarrow$

La compétence visée ici est ...?

Q.40 cristallisation fractionnée: magma riche en silice, écoulement visqueux, lent, grosse facha de gaz, "petites" bulles

eruption explosive: c'est donc le cas de la chaîne des puys.