

---

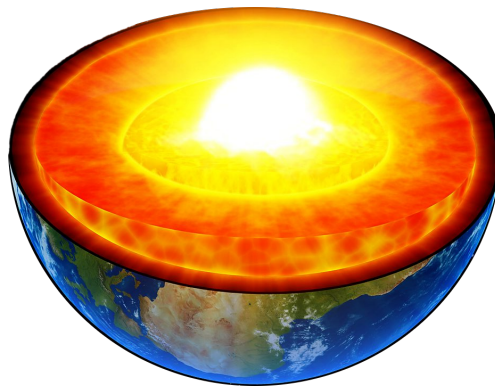
---

# Titre

## Sous-titre

---

---



**Résumé :**

**Mots clefs :** cailloux, galet de référence

# Remerciements

## Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Première partie</b>	<b>2</b>
1.1 Première sous partie . . . . .	2
<b>2 Quelques formules et notations</b>	<b>2</b>
<b>3 Modèles</b>	<b>2</b>
3.1 Modèle 1 . . . . .	2
3.1.1 Description . . . . .	2
3.1.2 Équations . . . . .	3
3.1.3 Équations discrétisées . . . . .	3
3.1.4 Résultats . . . . .	3
3.2 Modèle 2 . . . . .	4
3.2.1 Description . . . . .	5
3.2.2 Données initiales et constantes . . . . .	5
3.2.3 Équations . . . . .	5
3.2.4 Équations discrétisées . . . . .	5
3.2.5 Résultats . . . . .	6
3.3 Modèle 3 . . . . .	6
3.3.1 Description . . . . .	6
3.3.2 Données initiales et constantes . . . . .	7
3.3.3 Équations . . . . .	7
3.3.4 Équations discrétisées . . . . .	8
<b>4 Condition initiale</b>	<b>8</b>
<b>Conclusion</b>	<b>8</b>
<b>A Première annexe</b>	<b>9</b>
A.0.1 autre méthode possible (en fait pas besoin de ça) . . . . .	9
<b>Références</b>	<b>10</b>

# Introduction

# 1 Première partie

## 1.1 Première sous partie

## 2 Quelques formules et notations

On notera  $\partial_x F$  la dérivée partielle telle que  $\frac{\partial F}{\partial x}$ . On notera  $T_i^t$  la valeur de  $T$  à  $t$  en  $r_i$ , les  $r_i$  appartenant à notre espace discrétisé.

Équation de la chaleur avec terme de production :

$$\rho C_p \partial_t T = \text{div}(k_T \vec{\text{grad}}(T)) + P \quad (2.1)$$

À 1D cela équivaut à :

$$\rho C_p \partial_t T = \partial_x(k_T \partial_x T) + P \quad (2.2)$$

À 3D en supposant une symétrie sphérique on a :

$$\rho C_p \partial_t T' = \frac{1}{r'^2} \partial_{r'}(k_T r'^2 \partial_{r'} T') + P \quad (2.3)$$

On utilisera les formules de discrétisation suivantes :

$$\partial_t T \rightarrow \frac{T_r^{t+1} - T_r^t}{\Delta t} \quad (2.4)$$

$$\partial_r T \rightarrow \frac{T_{i+1/2}^t - T_{i-1/2}^t}{\Delta r} \quad (2.5)$$

$$\frac{1}{r^2} \partial_r(r^2 \partial_r T) \rightarrow \frac{1}{r_i^2 \Delta r} \left[ r_{i+1/2}^2 \frac{T_{i+1}^t - T_i^t}{\Delta r} + r_{i-1/2}^2 \frac{T_{i-1}^t - T_i^t}{\Delta r} \right] \quad (2.6)$$

## 3 Modèles

Note pour tous les modèles suivants on supposera que la Terre est composée d'un mélange homogène de  $\phi = 18\%$  de métal et de  $82\%$  de silicates. Et que les propriétés de ces matériaux ne changent pas avec leur température ou leur changement d'état.

Les constantes respectives et moyennes du mélange sont les suivantes :

Grandeur	moyenne	metal	silicate	unité
Densité ( $\rho$ )	4028	7800	3200	$\text{kg m}^{-3}$
Capacité calorifique ( $C_p$ )	939	450	1200	$\text{J K}^{-1} \text{kg}^{-1}$
Conductivité ( $k_T$ )	11.48	50	3	$\text{W K}^{-1} \text{m}^{-1}$
Chaleur latente de fusion	413	250	500	$\text{kJ kg}^{-1}$
Température de fusion		1261	1408	K

Pour la suite  $\rho$  désignera une valeur moyenne et  $\rho_{\text{matériau}}$  la valeur respective d'un des matériaux. On utilisera de plus les constantes suivantes :

Température initiale	300 K
Température de la nébuleuse	300 K
Constante de Stephan-Boltzman	$5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$
Demi-vie du $^{26}\text{Al}$	0.717 My
Abondance du $^{26}\text{Al}$	$1.5 \times 10^{-7} \text{ W kg}^{-1}$

### 3.1 Modèle 1

Fichier : sim1.py

#### 3.1.1 Description

On fait une première simulation la plus simple possible. Hypothèses :

1. Rayon de la Terre constant
2. Chauffage causé par la désintégration du  $^{26}\text{Al}$  et par le rayonnement de corps noir à la surface.

### 3.1.2 Équations

On considère les variables adimensionnées suivantes :

$$t = \frac{t'}{\tau_{1/2}^{Al}}, \quad r = r' \sqrt{\frac{\rho C_p}{k_T \tau_{1/2}}} \quad \text{et} \quad T = \frac{T'}{T_{neb}} \quad (3.1)$$

Il en résulte l'équation suivante :

$$\frac{\rho C_p T_{neb}}{\tau_{1/2}} \partial_t T = \frac{\rho C_p T_{neb}}{\tau_{1/2}} \frac{1}{r^2} \partial_r (r^2 \partial_r T) + P + (S + Q_L) \quad (3.2)$$

Avec :

$$P = \rho H_0 e^{-\ln(2)t} \quad \text{la production de chaleur par radioactivité} \quad (3.3)$$

Les termes  $S$  et  $Q_L$  sont traités séparément de la résolution de l'équation principale, ils représentent :

$$S = \frac{\sigma T_{neb}^4}{\Delta r} (1 - T^4) \quad \text{le rayonnement de corps noir (à la surface uniquement)} \quad (3.4)$$

$Q_L$  représente la chaleur "perdue" lors du changement de phase de chaque matériau. Ce changement de phase est géré en dehors de l'équation de la chaleur. On note  $\phi_{met}$  la proportion solide/liquide du métal et  $\phi_{sil}$  pour le silicate ( $\phi_{sil} = 0 \rightarrow$  solide,  $\phi_{sil} = 1 \rightarrow$  liquide). On détecte le changement de phase solide  $\rightarrow$  liquide du métal par la condition  $T' > T_{fus,met}$  et  $\phi_{met} < 1$  on "échange" alors de la température contre du changement de phase jusqu'à qu'une des condition de changement d'état atteigne sa limite de validité : c'est à dire soit  $T' = T_{fus,met}$  soit  $\phi_{met} = 1$ . On fait de même avec la transition inverse et avec le silicate.

Exemples : on part de  $T' > T_{fus,met}$ ,  $\phi_{met} < 1$

**!! Attention  $T_i$ ,  $T_f$  et  $T_{afus}$  sont des variables adimensionnées contrairement à  $T'$  et  $T_{neb}$  !!**

Cas 1 on atteint  $\phi_{met} = 1$ . Calculons la température finale :

$$T_f = T_i + (\phi_{met,i} - 1) \frac{\phi L_{met}}{T_{neb} C_{p,met}} \quad (3.5)$$

Cas 2 on atteint  $T' = T_{fus,met}$ . Calculons le  $\phi_{met}$  final :

$$\phi_f = \phi_i + (T_i - T_{afus,met}) \frac{T_{neb} C_{p,met}}{\phi L_{met}} \quad (3.6)$$

### 3.1.3 Équations discrétisées

On pose  $c_0 = \frac{\Delta t \tau_{1/2}}{\rho C_p T_{neb}}$

L'équation adimensionnée peut se réécrire sous la forme de l'équation matricielle suivante :

$$MT^{t+1} = T^t + c_0(P + S) \quad (3.7)$$

Avec la matrice  $M$  calculée plus tôt :  $M = \left[ Id + \frac{\Delta t}{\tau_{1/2}^2} \frac{r_{i+1/2}^2}{\Delta r^2} d1 + \frac{\Delta t}{\tau_{1/2}^2} \frac{r_{i-1/2}^2}{\Delta r^2} d2 \right]$

$$d1 = \begin{bmatrix} 2 & -1 & -1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1 & -1 & 0 & & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ \vdots & & & \ddots & 1 & -1 \\ 0 & \dots & \dots & \dots & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad d2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ -1 & 1 & \ddots & & & \vdots \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & & 0 & -1 & 1 & 0 \\ 0 & \dots & 0 & -1 & -1 & 2 \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

### 3.1.4 Résultats

Comme on peut l'observer sur la figure 1a lorsqu'on considère un planétésimal de rayon 500 km, le profil de température est constant sur 95% de l'épaisseur de l'astre et chute rapidement quand on approche de la surface. Dans le cas où le chauffage a lieu de manière normale (courbes en trait plein), on constate une augmentation totale de la température d'environ 3527 K par rapport à la température initiale de 300 K ce qui est proche de 3543 K, la température attendue pour un système adiabatique dans les mêmes conditions, quand on ne tient pas

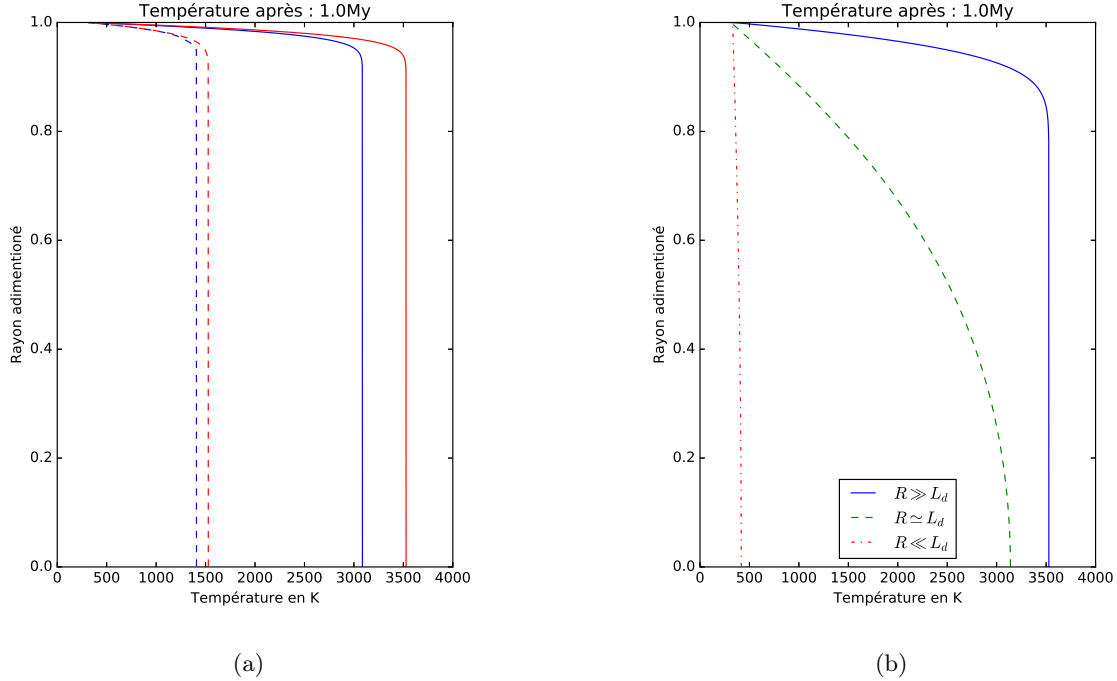


FIGURE 1 – On peut voir sur ces figures le profil de température dans une planète après 1 My de chauffage par la décomposition radioactive du  $^{26}\text{Al}$ . Sur la figure (a) on peut voir en trait plein le profil en supposant une origine des temps à 0 My et en pointillé une origine des temps à 1 My, les courbes bleues tiennent compte de la fusion des matériaux et les courbes rouges n'en tiennent pas compte. Sur la figure (b) on peut voir le profil de température après 1 My selon le rapport entre le rayon de la planète  $R$  et la longueur caractéristique de diffusion  $L_d \simeq 10\text{ km}$ .

compte de la fusion des matériaux (courbes rouges). Si on tient compte de la fusion la température finale est de 3085 K, ce qui correspond à la différence attendue d'environ 440 K perdus dans la chaleur latente de fusion. Lorsque l'on prend des conditions initiales retardées de 1 My (courbes en tirets) les températures finales sont réduites de moitié (la raison de ce calcul est d'illustrer le lien entre le début de la formation des planètes et la formation du soleil (soleil  $\rightarrow$  fabrique les éléments  $\rightarrow$  flottent dans l'espace  $\rightarrow$  s'agregent en planètes après x années de décroissance radioactive dans l'espace, donc délai x influe sur T final)).

Les résultats de ce modèle simple permettent aussi de distinguer plusieurs régimes de diffusion selon le rapport du rayon du planétésimal considéré à la longueur caractéristique de diffusion sur l'échelle de temps considérée  $L_d = \sqrt{\frac{k_T \tau_{1/2}}{\rho C_p}} \simeq 10\text{ km}$ . En effet le rayonnement radiatif à la surface étant extrêmement efficace du fait de sa variation en  $T^4$ , la température de la surface est restée quasiment égale à 300 K, la température de la nébuleuse. C'est ensuite l'efficacité de la diffusion de la température dans le planétésimal qui détermine si l'influence de la température de surface reste confinée en surface ou si elle diffuse jusqu'au centre de l'astre. On peut observer ces différents régimes sur la figure 1b : pour un rayon petit devant la longueur caractéristique de diffusion, le chauffage radioactif n'a quasiment aucune influence, après 1 My la température du centre a augmenté d'environ 100 K

C'est la figure (b) la plus intéressante pour le quidam, je trouve. Peut être fusionner les deux, à voir

C'est un résultat que l'on attendait aussi qualitativement du fait du rapport qu'il existe entre les termes de production volumiques et surfaciques dans une sphère : la production totale d'énergie totale due aux premiers est proportionnelle à  $\frac{4}{3}\pi R^3$  et celle due aux seconds à  $4\pi R^2$ . Ainsi le rapport *production volumique/production surfacique* évolue comme  $R^3/R^2$  autrement dit comme  $R$ . Ainsi quand  $R \rightarrow 0$  le système est dominé par l'influence du terme surfacique tandis que pour  $R \rightarrow +\infty$  c'est l'influence de la production volumique qui domine.

### 3.2 Modèle 2

Fichier : sim2.py

### 3.2.1 Description

Pour cette deuxième simulation on va prendre en compte l'accrétion qui change le rayon de la Terre au cours du temps

Hypothèses :

1. Rayon de la Terre évoluant en  $\dot{R} \simeq R^\beta$  avec  $\beta = 0, 1$  ou  $2$
2. Chauffage causé par la désintégration du  $^{26}\text{Al}$  et par le rayonnement de corps noir.

### 3.2.2 Données initiales et constantes

Rayon initial de la Terre	5 km
Rayon final de la Terre	500 km
Temps de croissance	1 My ou 5 My

### 3.2.3 Équations

On considère les mêmes équations que pour le problème précédent cependant il faut tenir compte de la variation du rayon de Terre en fonction du temps, on introduit pour ce faire une nouvelle variable adimensionnée :

$$r = \frac{r'}{R(t)} \quad \text{et on conserve} \quad t = \frac{t'}{\tau_{1/2}} \quad \text{et} \quad T = \frac{T'}{T_{neb}} \quad (3.9)$$

Que l'on remplace dans l'équation qui tient compte du rayon variable :

$$\rho C_p (\partial_{t'} T' - r \frac{\dot{R}}{R} \partial_r T') = \frac{1}{r^2} \partial_r (k_T \frac{r^2}{R^2} \partial_r T') + P \quad (3.10)$$

L'équation adimensionnée s'écrit alors :

$$\frac{\rho C_p T_{neb}}{\tau_{1/2}} \partial_t T = \frac{1}{r^2} \partial_r (T_{neb} k_T \frac{r^2}{R^2} \partial_r T) + \frac{\rho C_p T_{neb}}{\tau_{1/2}} r \frac{\dot{R}}{R} \partial_r T + P \quad (3.11)$$

Avec :

$$P = \rho H_0 e^{-\ln(2)t} \quad (3.12)$$

### 3.2.4 Équations discrétisées

$$T^{t+1} - T^t = \frac{\tau_{1/2} k_T \Delta t}{\rho C_p} \frac{\Delta t}{r^2} \partial_r \left( \frac{r^2}{R^2} \partial_r T \right) + r \Delta t \frac{\dot{R}}{R} \partial_r T + \frac{\tau_{1/2} \Delta t}{\rho C_p T_{neb}} P \quad (3.13)$$

$$T_i^{t+1} + \frac{\tau_{1/2} k_T \Delta t}{\rho C \Delta r^2 R^2 r_i^2} \left[ r_{i+1/2}^2 (T_i^{t+1} - T_{i+1}^{t+1}) + r_{i-1/2}^2 (T_i^{t+1} - T_{i-1}^{t+1}) \right] + \Delta t \frac{r \dot{R}}{2 \Delta r R} [T_{i-1}^{t+1} - T_{i+1}^{t+1}] = T_r^t + \frac{\tau_{1/2} \Delta t}{\rho C T_{neb}} P_i^t \quad (3.14)$$

On a l'équation matricielle suivante :

$$[Id + c_1 d_1 + c_2 d_2 + c_3 d_3] T^{t+1} = T^t + c_0 P \quad (3.15)$$

$$\text{Avec : } c_1 = \frac{\tau_{1/2} k_T \Delta t}{\rho C} \frac{r_{i+1/2}^2}{\Delta r^2 R^2 r_i^2}, \quad c_2 = \frac{\tau_{1/2} k_T \Delta t}{\rho C} \frac{r_{i-1/2}^2}{\Delta r^2 R^2 r_i^2}, \quad c_3 = \Delta t \frac{r \dot{R}}{2 \Delta r R}, \quad c_0 = \frac{\Delta t \tau_{1/2}}{\rho C_p T_{neb}}$$

$$d_1 = \begin{bmatrix} 2 & -1 & -1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1 & -1 & 0 & & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ \vdots & & & \ddots & 1 & -1 \\ 0 & \dots & \dots & \dots & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad d_2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ -1 & 1 & \ddots & & & \vdots \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & & 0 & -1 & 1 & 0 \\ 0 & \dots & 0 & -1 & -1 & 2 \end{bmatrix} \quad d_3 = \begin{bmatrix} 2 & -2 & 0 & \dots & \dots & 0 \\ 1 & 0 & -1 & \ddots & & \vdots \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ \vdots & & \ddots & 1 & 0 & -1 \\ 0 & \dots & \dots & 0 & 2 & -2 \end{bmatrix}$$

### 3.2.5 Résultats

On peut observer sur la figure 2 les conséquences de l'évolution du rayon du planétésimal au cours du temps sur le profil de température. On constate sur la figure 2a qu'une croissance linéaire du rayon ( $\beta = 0$ ) sur un temps comparable au temps de demi-vie du  $^{26}\text{Al}$  (0.717 My) donne un profil qui atteint une température maximale de 3000 K proche des 3100 K atteint dans notre premier modèle, le profil évolue ensuite linéairement jusqu'à atteindre 300 K à la surface. Dans le cas où la croissance est plus accélérée, comme on peut le voir sur la figure 3, il est possible de distinguer deux périodes dans l'histoire du planétésimal : une première période de croissance lente avec un rayon faible durant laquelle l'influence des pertes radiatives est grande, suivie d'une inflation très rapide de l'astre où il acquiert la plupart de son épaisseur. La température de l'épaisseur crée lors de cette deuxième phase reste proche de 300 K puisque l'intensité du chauffage radioactif a déjà eu le temps, au cours de la première période, de diminuer de moitié dans le cas d'une croissance en 1 My et de s'épuiser totalement dans le cas de la croissance en 5 My du fait de la demi-vie de 0.717 My du  $^{26}\text{Al}$ . On relève au centre des planétésimaux les températures suivantes : 3600 K, 950 K et 400 K pour  $\beta$  valant respectivement 0, 1 et 2.

Dans le cas étudié par sur la figure 2b, la croissance du rayon se fait sur 5 My, cette croissance plus lente implique que le planétésimal passe plus de temps dans le régime où la chaleur est rapidement diffusée vers la surface. De ce fait, le chauffage initial est moins efficace et la température du centre croît moins que dans le cas précédent. On relève 3600 K, 950 K et 400 K pour  $\beta$  valant respectivement 0, 1 et 2.

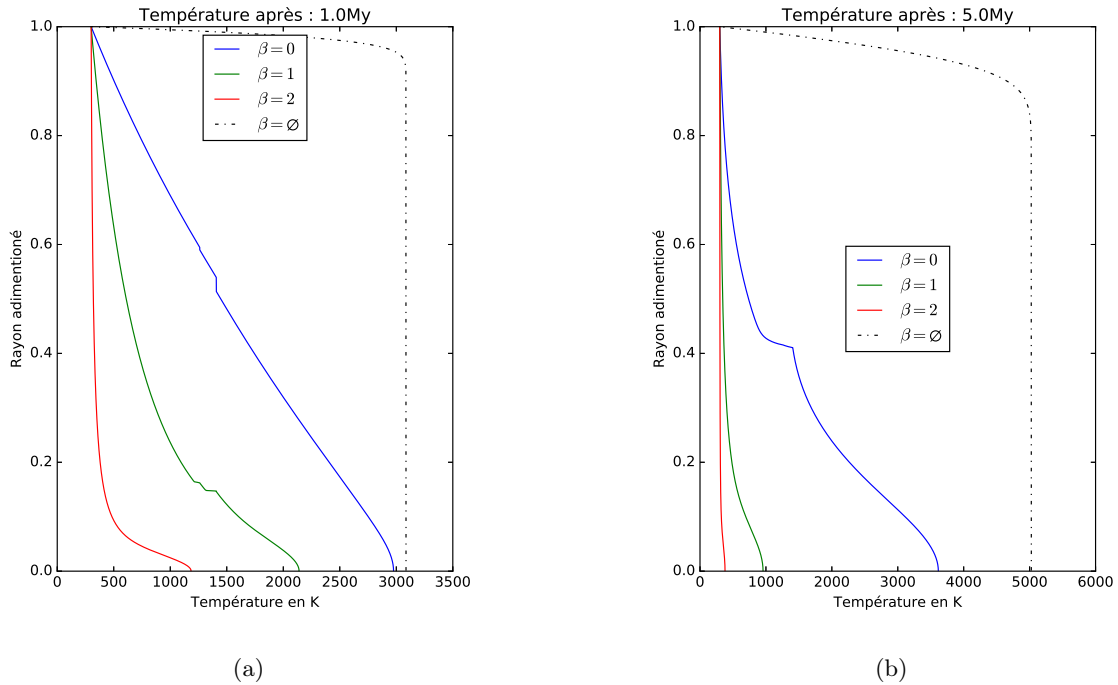


FIGURE 2 – Profil de température dans une planète qui croît par accréation de 5 km à 500 km sur une période de 1 My sur la figure (a) et de 5 My sur la figure (b). Chaque courbe correspond à un taux de croissance différent, les courbes en pointillé correspondent à un astre dont le rayon est constant à 500 km

## 3.3 Modèle 3

Fichier : sim3.py

### 3.3.1 Description

On reprend la physique du modèle 2 en tenant compte cette fois de l'apport de chaleur qui résulte des impacts. Cette chaleur provient à la fois de la température propre du corps impactant et de l'énergie cinétique de ce dernier, acquise du fait de l'attraction entre le planétésimal et le corps impactant. L'impact ne permet toutefois pas au planétésimal de récupérer l'intégralité de l'énergie de l'impactant, seule une portion  $f = 20 - 40\%$  étant capturée et le restant étant immédiatement perdu par rayonnement. On comparera plusieurs possibilités sur la température de ces corps impactants.

Hypothèses :



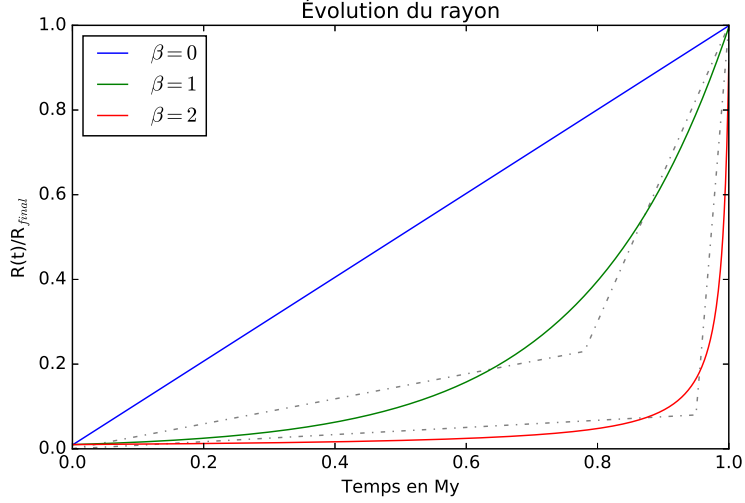


FIGURE 3 – Croissance du rayon en fonction du temps et selon le paramètre  $\beta$ . On notera que le temps est donné à titre indicatif, en effet le profil de croissance est identique quelque soit l'échelle de croissance choisie. Pour  $\beta = 1$  et  $\beta = 2$  les deux régimes de croissances (symbolisé par les courbes pointillées) que l'on peut distinguer sont une croissance lente jusqu'à 0.8 My pour  $\beta = 1$  et 0.95 My pour  $\beta = 2$  suivie d'une croissance rapide jusqu'au rayon final en 0.2 My et 0.05 My respectivement.

1. Rayon de la Terre évoluant en  $\dot{R} \simeq R^\beta$  avec  $\beta = 0, 1$  ou  $2$
2. Chauffage causé par la désintégration du  $^{26}\text{Al}$ , par le rayonnement de corps noir et par la déposition d'une fraction  $f = 20\%$  de l'énergie propre des corps impactants.
3. La taille moyenne des impactants évolue proportionnellement au rayon du planétésimal et vaut  $R(t)/5$ .
4. Le chauffage provoqué par l'impact se fait uniformément dans une couche d'épaisseur  $\Delta R = R(t)/5$  à la surface.
5. La température de l'impactant sera supposé soit constante égale à 1000 K soit variable estimée à partir du modèle 2.

### 3.3.2 Données initiales et constantes

Rayon initial de la Terre	5 km
Rayon final de la Terre	500 km
Temps de croissance	1 My ou 5 My
Fraction d'énergie déposée	20%

### 3.3.3 Équations

$$\frac{\rho C_p T_{neb}}{\tau_{1/2}} (\partial_t T - r \frac{\dot{R}}{R} \partial_r T) = \frac{\rho C_p T_{neb}}{\tau_{1/2}} \frac{1}{r^2} \partial_r (r^2 \partial_r T) + P + H_g \quad (3.16)$$

Avec :

$$P = \rho H_0 e^{-\ln(2)t} \quad (3.17)$$

et sur la couche  $\Delta R$  :

$$H_g = \frac{f}{4\pi \rho R^2 \Delta R} (\partial_t E_g + \partial_t E_t) \quad (3.18)$$

$$\partial_t E_g = \frac{16}{3} \pi^2 G \rho^2 R^4 \dot{R} \quad (3.19)$$

$$\partial_t E_t = 4\pi \rho C_p (T_{imp} - T_{neb}) R^2 \dot{R} \quad (3.20)$$

$$H_g = f \frac{\dot{R}}{\Delta R} \left( \frac{4\pi}{3} G \rho R^2 + C_p (T_{imp} - T_{neb}) \right) \quad (3.21)$$

### 3.3.4 Équations discrétisées

L'équation matricielle du modèle précédent reste valable, on doit juste ajouter le terme de production supplémentaire :

$$\left[ Id + c_1 d_1 + c_2 d_2 + c_3 d_3 \right] T^{t+1} = T^t + c_0 (P + H_g(r)) \quad (3.22)$$

Les matrices  $d_1$ ,  $d_2$  et  $d_3$  sont inchangée et on rappelle la valeur des coefficients :

$$c_1 = \frac{\tau_{1/2} k_T \Delta t}{\rho C} \frac{r_{i+1/2}^2}{\Delta r^2 R^2 r_i^2}, \quad c_2 = \frac{\tau_{1/2} k_T \Delta t}{\rho C} \frac{r_{i-1/2}^2}{\Delta r^2 R^2 r_i^2}, \quad c_3 = \Delta t \frac{r \dot{R}}{2 \Delta r R}, \quad c_0 = \frac{\Delta t \tau_{1/2}}{\rho C_p T_{neb}}$$

## 4 Condition initiale

Energie gravitationnelle nécessaire pour apporter une particule de masse  $dm$  de l'infini à une distance  $R$  d'un objet de masse  $m$  :

$$dE = G \frac{m dm}{R}$$

Ainsi, l'énergie gravitationnelle récupérée lors de la formation d'un planétésimal de masse totale  $M$  est :

$$E = \int_0^M G \frac{m dm}{R(m)}$$

Si on considère une masse volumique  $\rho$  de l'objet :

$$\rho \frac{4}{3} \pi R(m)^3 = m$$

soit

$$R(m) = \left( \frac{3}{4\pi} \frac{m}{\rho} \right)^{\frac{1}{3}}$$

en remplaçant dans l'énergie :

$$E = G \left( \frac{4\pi}{3} \rho \right)^{\frac{1}{3}} \int_0^M m^{\frac{2}{3}} dm$$

en calculant l'intégrale :

$$E = G \left( \frac{4\pi}{3} \rho \right)^{\frac{1}{3}} \left[ \frac{3}{5} m^{\frac{5}{3}} \right]_0^M$$

soit :

$$E = G \left( \frac{4\pi}{3} \rho \right)^{\frac{1}{3}} \frac{3}{5} M^{\frac{5}{3}}$$

Si on veut une expression en fonction du rayon initiale  $R$  :

$$E = G \left( \frac{4\pi}{3} \rho \right)^{\frac{1}{3}} \frac{3}{5} \left( \rho \frac{4}{3} \pi \right)^{5/3} R^5$$

soit :

$$E = \frac{3}{5} G \left( \frac{4\pi}{3} \rho \right)^2 R^5$$

Remarque : on peut aussi l'écrire

$$E = \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}$$

comme condition initiale sur la température :

$$T_0 = T_{neb} + \frac{1}{C_p M} E$$

soit en remplaçant l'expression de  $E$  et en exprimant en fonction du rayon :

$$T_0 = T_{neb} + \frac{1}{C_p} \frac{3}{5} G \frac{4\pi}{3} \rho R^2$$

soit :

$$T_0 = T_{neb} + \frac{4\pi}{5} \frac{\rho G}{C_p} R^2$$

## Conclusion

## A Première annexe

$\rho L \frac{\partial \phi}{\partial t} = \rho L \frac{d\phi}{dT} \frac{\partial T}{\partial t}$  avec  $\phi$  qui est une marche, on peut l'approximer par une fonction un peu plus dérivable par ex :  $\phi \simeq \arctan(T - T_{fusion})$

$$\rho C p_{eff} = \rho C p(\phi) + \rho L \frac{d\phi}{dT}$$

$$R_T = at^b, T = T(t, r/R_T(t))$$

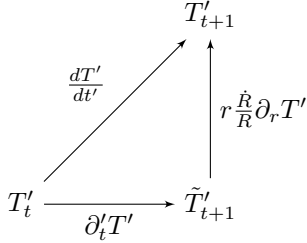
$$\Rightarrow \frac{\partial T(t, r/R_T(t))}{\partial t} = \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \frac{r}{R_T(t)}}{\partial t} \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \frac{r}{R_T(t)}}{\partial t} \frac{\partial T}{\partial r}$$

### A.0.1 autre méthode possible (en fait pas besoin de ca)

On peut essayer de traiter le problème en deux temps :

$$\frac{dT'}{dt'} = \partial_{t'} T' + \frac{\partial r'}{\partial t'} \partial_{r'} T' = \partial_{t'} T' + r \frac{\dot{R}}{R} \partial_r T' \quad (\text{A.1})$$

où  $r'(t) = R(t)r$  avec  $r \in [0, 1]$



On calcule donc d'abord une première estimation de la température  $\tilde{T}'_{t+1}$  avec uniquement les contributions diffusives :

$$\rho C_p \partial_{t'} T' = \rho C_p \frac{\tilde{T}'_{t+1} - T'_t}{\Delta t'} = \frac{1}{r^2} \partial_r (k_T \frac{r^2}{R^2} \partial_r T') + P \quad (\text{A.2})$$

On calcule a partir de cette température intermédiaire la contribution du terme de transport pour avoir la température finale :

$$\frac{T'_{t+1} - T'_t}{\Delta t'} = \frac{\tilde{T}'_{t+1} - T'_t}{\Delta t'} + \frac{\partial r'}{\partial t'} \partial_{r'} T' = \frac{\tilde{T}'_{t+1} - T'_t}{\Delta t'} + \frac{r \Delta R}{R \Delta t'} \partial_r T' \quad (\text{A.3})$$

D'où

$$T'_{t+1} = \tilde{T}'_{t+1} + \frac{r \Delta R}{R} \partial_r T'_{t+1} \quad (\text{A.4})$$

On résout à la suite ces deux équations matricielles :

$$\begin{cases} M_1 \tilde{T}'_{t+1} &= T'_t + c_0(P + S) \\ M_2 T'_{t+1} &= \tilde{T}'_{t+1} \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

## Références