

Tout au long de cette expérience, nous allons traiter la terre, le soleil et l'atmosphère comme un corps noir. Un corps noir est objet qui absorbe toute l'énergie qu'il reçoit.

Pour cela nous allons utiliser la loi de Stephan :

$$\frac{dP}{dS} = \sigma T^4$$

Où

$\frac{dP}{dS}$  : est la puissance surfacique

T : La Température

$\sigma$  : La constante de Botzman

On recherche la puissance que la terre reçoit du soleil, pour cela on utilise

$$P_s = 4\pi R_s^2 \sigma T_s^4$$

Ps étant la puissance rayonnée par le soleil.

$$P_s \rightarrow t = \frac{R_t^2}{4D_{st}^2} P_s$$

- Flux Solaire :

$$\varphi_s = \frac{P_s}{S_s \rightarrow t} = \frac{P_s}{4\pi D_{st}^2}$$

- Loi de Wien :

$$\lambda_m \cdot T = 2900 \mu\text{mK}$$

Nous allons pour cela étudier en tout 6 cas, tous auront donc des paramètres différents qui varient. L'atmosphère, l'albédo et l'absorption.

**1<sup>er</sup> cas : Température de la Terre sans atmosphère, sans albédo.**

$$P_s \rightarrow T_1 = 4\pi R_t^2 \sigma T_1^4 = P_s \frac{R_t^2}{4D_{st}^2}$$

$$\Rightarrow 4\pi R_t^2 \sigma T_1^4 = 4\pi R_s^2 \sigma T_s^4 \frac{R_t^2}{4D_{st}^2}$$

$$\Rightarrow T_1 = T_s \frac{R_s^2}{4(D_{st})^2}$$

$$= 7^\circ\text{C} = 280^\circ\text{K}$$

### 2ème cas : sans atmosphère sans albédo

$$4\pi R t \sigma (T_2)^4 = (1 - A) P_s \rightarrow T_1$$

$$T_2 = (1 - A)^{1/4} T_1$$

$$T_2 = -17^\circ\text{C} = 256 \text{ K}$$

### 3ème cas : Terre avec atmosphère sans albédo

Terre :

$$\varphi a + \varphi b = \varphi t$$

Atmosphère :

$$\varphi t = 2\varphi a \Rightarrow \varphi a = \frac{\varphi t}{2}$$

$$\varphi s + \frac{\varphi t}{2} = \varphi t \Rightarrow \varphi t = 2\varphi s$$

$$T_3 = 2^{1/4} T_1$$

$$T_3 = 2^{1/4} T_1 = 60^\circ\text{C} = 332 \text{ K}$$

### 4ème cas : Avec atmosphère et albédo

$$T_4 = (2)^{1/4} (1 - A) T_1$$

$$T_4 = 31^\circ\text{C} = 304 \text{ K}$$

### 5ème cas : Terre avec atmosphère, sans albédo avec absorption

Terre :

$$\varphi a (1 - \alpha) \varphi s = \varphi t$$

Atmosphère :

$$\alpha \varphi s + \varphi t = 2\varphi a \Rightarrow \varphi t = (2 - \alpha) \varphi s$$

$$T_5 = (2 - \alpha)^{1/4} T_1 \quad \text{avec } \alpha = 30\%$$

$$T_5 = 46^\circ\text{C} = 319 \text{ K}$$

### 6ème cas : Avec Atmosphère, avec albédo et absorption

$$T_5 (1 - A) (2 - \alpha) = 4\pi (R t)^2 \sigma T_6$$

$$\Rightarrow T_6 = (1 - A)^{1/4} (2 - \alpha)^{1/4} T_1$$

$$T_6 = 19^\circ\text{C} = 292 \text{ K}$$

## Conception Physique :

Rappel :

Loi de Fourier :

1 dimension :

$$\vec{\varphi}(x, t) = -\lambda \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} \vec{e}_x$$

3 dimensions :

$$\vec{\varphi}(\vec{r}, t) = -\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial x} \vec{e}_x + \frac{\partial T}{\partial y} \vec{e}_y + \frac{\partial T}{\partial z} \vec{e}_z \right)$$

Avec

$\lambda$  = Conductivité thermique ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ )

$\varphi$  = densité de flux thermique ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ )

On a par la suite l'équation de conservation de la chaleur à 1 dimension :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \rho * C_v \frac{\partial T}{\partial t} &= 0 \\ \Rightarrow \frac{\partial}{\partial x} \left( -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \rho * C_v \frac{\partial T}{\partial t} &= 0 \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \rho \times C_v \frac{\partial T}{\partial t}$$

On applique le même raisonnement pour la conservation à 3 dimensions.

On note  $D = \frac{\lambda}{\rho C_v}$  : La diffusivité thermique ( $\text{m}^2/\text{s}$ )

Problème Sphérique :

Dans ce projet, on considérera chaque système planétaire comme étant des sphères. Dans ce cas présent la conductivité thermique est réduite à 1 car nous sommes dans le vide ( $\lambda=1$ ).

Mettre Schéma sphère pour appuyer.

➔ Équation thermique du système entre deux instants  $t$  et  $t+dt$ .

$$\begin{aligned}d^2U &= \delta^2Q + \delta^2W \\d^2U &= 4\pi r^2 dr \rho C_v (T(r, t+dt) - T(r, t)) \\d^2U &= 4\pi r^2 \rho C_v \frac{\partial T}{\partial t}(r, t) dt dr\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\delta^2Q &= \varphi(r, t) 4\pi r^2 dt - \varphi(r+dr, t) 4\pi (r+dr)^2 dt \\ \delta^2Q &= \frac{\partial}{\partial r}(r^2 \varphi(r, t)) dr\end{aligned}$$

D'où ;

$$\begin{aligned}4\pi r^2 \rho C_v \frac{\partial T}{\partial t} dt dr &= 4\pi dt \frac{\partial}{\partial r}(r^2 \varphi(r, t)) dr \\ \Rightarrow \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 \varphi(r, t)) + \rho C_v \frac{\partial T}{\partial t} &= 0\end{aligned}$$

➔ En régime indépendant du temps :

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 \varphi(r)) = 0$$

$$\begin{aligned}\Rightarrow r^2 \varphi(r) &= A = cste \\ \Rightarrow \varphi(r) &= \frac{A}{r^2} = cste \\ \Rightarrow -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} &= \frac{A}{r^2} \\ \Rightarrow \frac{\partial T}{\partial x} &= -\frac{A}{r^2} \\ \Rightarrow T(r) &= \frac{A}{\lambda r} + B\end{aligned}$$

⇔

$$\begin{aligned}\frac{A}{\lambda r_i} + B &= T_i \\ \frac{A}{\lambda r_e} + B &= T_e\end{aligned} \quad \Rightarrow \quad \begin{aligned}A &= \frac{\lambda(T_i - T_e)}{\frac{1}{r_i} - \frac{1}{r_e}} \\ B &= T_i - \frac{A}{\lambda r_i}\end{aligned}$$

$$T(r) = \frac{T_i - T_e}{\frac{1}{r_i} - \frac{1}{r_e}} \times \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r_i} \right) + T_i$$

Dans notre étude  $r_i = 1$  car on va supposer que la température de l'étoile est uniformément répartie. Ce qui nous donne donc :

$$T(r) = \frac{T_i - T_e}{1 - \frac{1}{r_e}} \times \left( \frac{1}{r} - 1 \right) + T_i$$

Re est fixe et on détermine Te grâce à :

$$T_e = T_s \left( \frac{R_s}{2T_e} \right)^{1/2}$$

$$\Rightarrow T_e = \frac{T_s}{2T_e}$$

$$\Rightarrow T_e = \frac{T_i}{(2re)^{1/2}}$$