

## Correction - MP2 – DS n°6bis (CCS-Mines)

Samedi 2 mars 2024

## 1 Etude d'une installation nucléaire (REP) (d'après Centrale - MP - 2016)

## I. CIRCUIT SECONDAIRE ET ENRICHISSEMENT DE L'URANIUM

## I.A. DESCRIPTION DU CIRCUIT SECONDAIRE DE LA CENTRALE

**I.A.1.a.** Soit le système constitué par le fluide en évolution cyclique du moteur ditherme. Notons  $W$  le travail reçu,  $Q_{\text{ch}}$  le transfert thermique reçu de la part de la source chaude et  $Q_{\text{fr}}$  le transfert thermique reçu de la part de la source froide au cours d'un cycle. Par application du premier principe sur un cycle au système, on a

$$\Delta U = W + Q_{\text{ch}} + Q_{\text{fr}} = 0$$

car  $U$ , l'énergie interne du système, est une fonction d'état. L'application du second principe sur un cycle au système fournit :

$$\Delta S = S_e + S_c = S_e = Q_{\text{fr}}/T_{\text{fr}} + Q_{\text{ch}}/T_{\text{ch}} = 0$$

car  $S$ , l'entropie du système, est une fonction d'état, et l'évolution est réversible ( $S_c = 0$ ). L'expression du « rendement » pour un moteur est défini par

$$\eta = \frac{-W}{Q_{\text{ch}}}$$

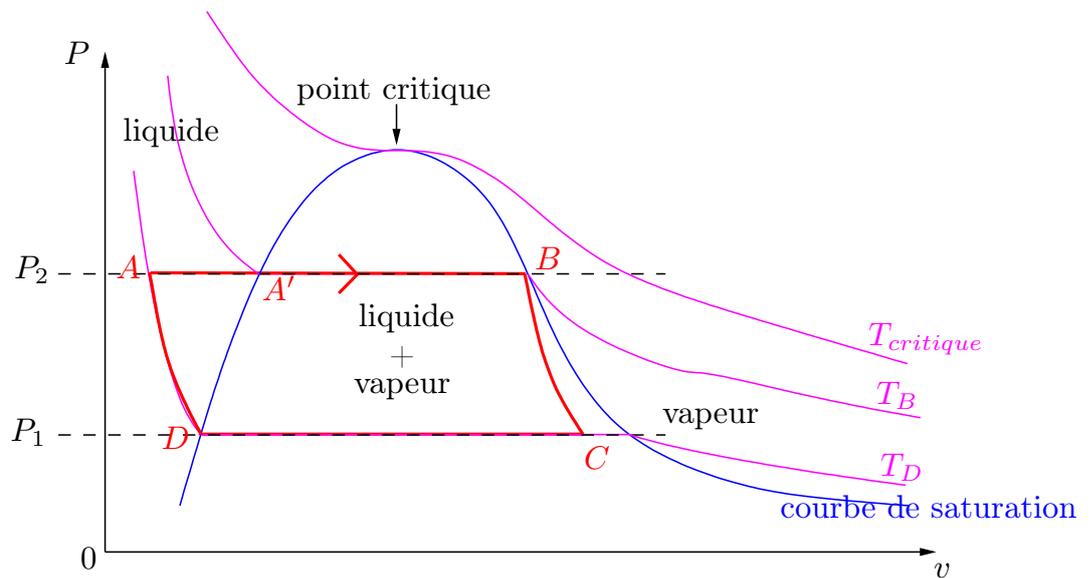
Dans le cas du moteur ditherme de Carnot, on obtient donc l'expression suivante

$$\eta_{\text{Carnot}} = 1 - \frac{T_{\text{fr}}}{T_{\text{ch}}}$$

**I.A.1.b.**  $\eta_{\text{Carnot}} \simeq 0,442$ .

**I.A.1.c.**  $\eta_{\text{réel}} = \frac{P_e}{P_t} \simeq 0,323$ , qui est bien inférieur au rendement de Carnot.

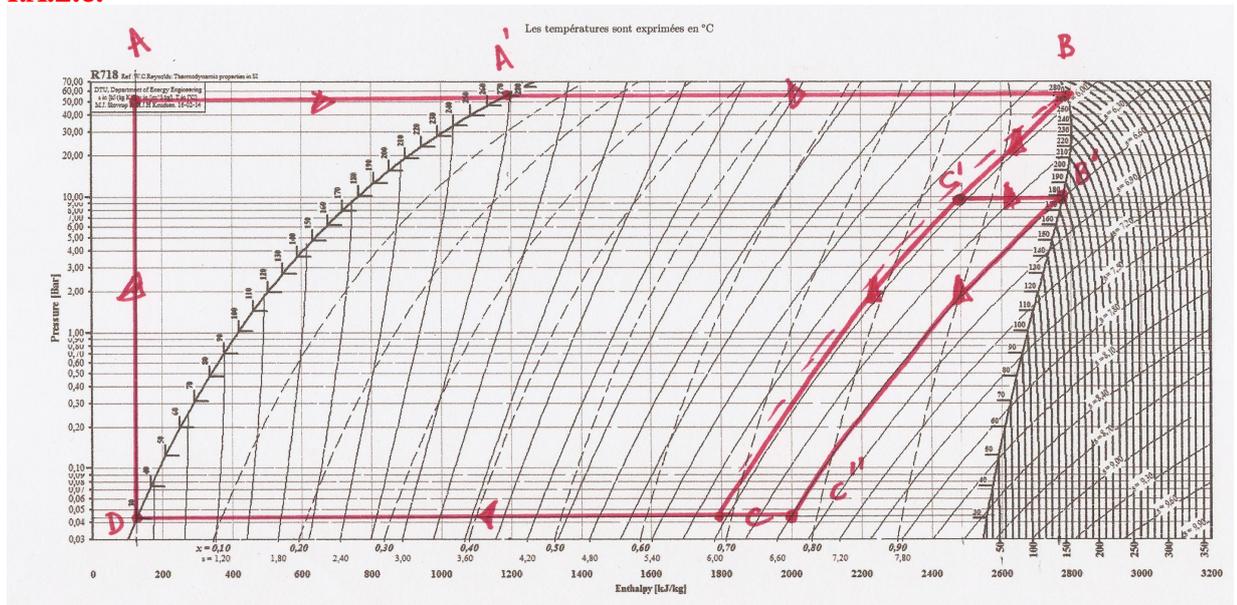
**I.A.2.a.** Tracé du cycle dans le diagramme de Clapeyron



I.A.2.b. D'après les données en fin d'énoncé :

	$P$ (bar)	$\theta$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	$h$ ( $\text{kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$ )	$s$ ( $\text{J}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{kg}^{-1}$ )
$A'$	55	270	1190,10	2,9853
$B$	55	270	2788,46	5,9226
$C$	$4,3 \times 10^{-2}$	30	125,22	0,4348

I.A.2.c.



I.A.2.d. Pour un fluide en écoulement stationnaire traversant une partie active où il reçoit par unité de masse un travail utile  $w_e$  et un transfert thermique  $q$ , le premier principe s'exprime sous la forme (en négligeant les variations d'énergies cinétique et potentielle)

$$h_s - h_e = w_u + q$$

où e et s désigne l'entrée et la sortie de la partie active.

**I.A.2.e.** L'évolution dans la turbine étant adiabatique, on a

$$w_{BC} = h_C - h_B \simeq -990 \text{ kJ.kg}^{-1}$$

**I.A.2.f.** De A à A', l'évolution s'effectue sans travail utile, on a donc

$$q_{AA'} = h_{A'} - h_A = c_p(T_{A'} - T_A) \simeq 1000 \text{ kJ.kg}^{-1}$$

**I.A.2.g.** De A' à B, l'évolution s'effectue sans travail utile, on a donc

$$q_{A'B} = h_{B'} - h_{A'} \simeq 1600 \text{ kJ.kg}^{-1}$$

**I.A.2.h.** Le rendement du cycle de Rankine de l'installation s'exprime donc sous la forme :

$$\eta_{\text{Rankine}} = \frac{-w_{BC}}{q_{AA'} + q_{A'B}} \simeq 0,40$$

qui est supérieur au rendement réel (comme on le verra le cycle réel n'est pas celui de Rankine mais une modification de ce dernier).

Le rendement de Carnot calculé avec les températures extrêmes du cycle de Rankine proposé est

$$\eta_{\text{Carnot-Rankine}} = 1 - \frac{T_D}{T_B} \simeq 0,44$$

qui est bien supérieur au rendement de Rankine.

**I.A.2.i.** À la fin de la détente dans la turbine, l'état de l'eau est décrit par le point C qui correspond à un **mélange diphasé liquide-vapeur**. Par lecture graphique, on a  $x_C \simeq 0,69$ . L'eau étant partiellement liquide, cela peut entraîner la **corrosion** des pièces métalliques constituant la turbine.

**I.A.3.a.** Voir cycle plus haut (qst I.A.2.c.).

**I.A.3.b.** Graphiquement,  $x_{C'} \simeq 0,85$  et  $x_{C''} \simeq 0,77$  tous deux supérieurs à  $x_C$ . L'intérêt de la surchauffe est donc de limiter la fraction liquide de l'eau lors de la détente pour **limiter la corrosion de la turbine**.

**I.A.3.c.** Le nouveau rendement se calcule comme suit :

$$\eta_{\text{Rankine étagé}} = -\frac{w_{BC'} + w_{B'C''}}{q_{AB} + q_{C'B'}} = -\frac{h_{C'} - h_B + h_{C''} - h_{B'}}{h_B - h_A + h_{C'} - h_{B'}} \simeq 0,38$$

Le rendement pour le cycle de Rankine étagé est moindre que pour le cycle simple mais on limite les risques de corrosion.

## I.B. ENRICHISSEMENT DE L'URANIUM PAR CENTRIFUGATION

**I.B.1.**  $\mathcal{R}_1$  n'est pas galiléen car il n'est pas en translation rectiligne uniforme par rapport à  $\mathcal{R}_0$  supposé galiléen.

**I.B.2.** On munit l'espace de la base cylindrique usuelle :

— poids :  $d^3 \vec{P} = -\rho g d^3 \tau \vec{u}_z$  ;

- forces de pression :  $d^3\vec{F}_p = -\overrightarrow{\text{grad}P}d^3\tau$  ;
- force d'inertie d'entraînement :  $d^3\vec{F}_{ie} = \rho r \omega^2 d^3\tau \vec{u}_r$  ;
- force de Coriolis : nulle car la particule de fluide est considérée au repos dans  $\mathcal{R}_1$ .

**I.B.3.** Évaluons le rapport des normes de la force d'inertie d'entraînement et de celle du poids

$$\frac{\|d^3\vec{P}\|}{\|d^3\vec{F}_{ie}\|} = \frac{r\omega^2}{g}$$

Ces deux forces sont de mêmes normes si  $r\omega^2 = g$ , soit  $r \simeq 4 \text{ nm} \ll R$ . Ainsi, on peut considérer que sur l'ensemble de la centrifugeuse, le poids est négligeable devant la force d'inertie d'entraînement.

**I.B.4.** En projetant sur  $\vec{u}_r$  le bilan des forces dans  $\mathcal{R}_1$ , on obtient

$$\rho(r)\omega^2 r = \frac{dP}{dr}$$

or, par l'équation d'état des gaz parfaits, on a  $P = n^* k_B T$  et par ailleurs,  $\rho = m n^*$ , on en déduit que

$$\frac{dn^*}{n^*} = \frac{m\omega^2 r}{k_B T} dr$$

soit

$$n^*(r) = n^*(0) \exp\left(\frac{m\omega^2 r^2}{2k_B T}\right)$$

**I.B.5.** La force d'inertie d'entraînement dérivant de l'énergie potentielle :  $E_{p,ie} = -\frac{m\omega^2 r^2}{2}$ , on vérifie bien que la répartition  $n^*(r)$  obéit à une statistique de Maxwell-Boltzmann.

**I.B.6.** Partant d'une situation où la centrifugeuse est immobile et où donc le rapport de densité moléculaire  $\eta_0 = (n_1^*/n_2^*)_{\omega=0}$  (« richesse » en isotope fissile) est indépendant de  $r$ , on met en route la centrifugeuse et l'on constate d'après l'étude précédente et d'après les graphes de la question 4 que le rapport  $\eta(r) = n_1^*(r)/n_2^*(r)$  est une fonction décroissante de  $r$  (car la masse atomique de  $^{235}\text{UF}_6$  est inférieure à celle de  $^{238}\text{UF}_6$ ). Ainsi,  $\eta(0) = n_1^*(0)/n_2^*(0) > \eta_0 > \eta(R) = n_1^*(R)/n_2^*(R)$ . Donc, au niveau de l'axe de rotation de la centrifugeuse, le milieu s'est enrichi en  $^{235}\text{UF}_6$ . Il s'agit donc de récupérer le gaz au voisinage de l'axe de rotation puis de le placer dans une nouvelle centrifugeuse et ainsi de suite, pour enrichir progressivement le gaz en isotope fissile.

Pour aller un peu plus loin, on peut évaluer numériquement la « richesse » du mélange en  $r$  en fonction de celle sur l'axe :

$$\eta(r) = \eta(0) \exp\left(\frac{(m_1 - m_2)\omega^2 r^2}{2k_B T}\right)$$

Numériquement, on a  $\eta(0) \simeq 1,15\eta(R)$  (ordre de grandeur cohérent avec les graphes fournis). Ainsi, le mélange est environ 15 % plus riche en isotope fissile au centre de la centrifugeuse qu'à sa périphérie. On peut en déduire un ordre de grandeur du nombre de centrifugeuse à mettre en cascade pour passer de 0,714 % à 4 % à environ  $\frac{4}{0,714 \ln(1,15)} \simeq 40$ .

(Valeur sous-estimée car le rapport des richesses entre axe et périphérie vaut 1,15 mais ceci n'indique pas que sur l'axe la richesse est 1,15 supérieure à la richesse moyenne dans la centrifugeuse et tout dépend du rayon autour de l'axe sur lequel on prélève le gaz enrichi, plus il est grand plus on récupère de gaz mais plus sa richesse est faible, ...).

## 2 Agitation thermique - Formule de Nyquist (d'après CCS - PC - 2016)

### IA) L'agitation thermique dans l'atmosphère

#### IA1)

a) A partir de l'équation de la statique des fluides projetée sur l'axe vertical ascendant

$$\frac{dP}{dz} = -\rho g$$

dans l'hypothèse de l'atmosphère gaz parfait

$$PV = nRT \quad \text{d'où} \quad \rho = \frac{m_{\text{tot}}}{V} = \frac{nM}{V} = \frac{PM}{RT}$$

Si l'atmosphère est isotherme,  $T = \text{cste}$  d'où par intégration, avec  $P(z=0) = P_o$

$$P(z) = P_o \exp(-Mgz/RT)$$

b) En considérant une masse moyenne  $m$  par molécule constituant l'atmosphère,

$$M = m N_A \quad \text{et} \quad R = k_B N_A \quad \text{d'où} \quad P(z) = P_o \exp(-mgz/k_B T)$$

d'où  $n_v(z) = \frac{n}{V} N_A = \frac{P}{k_B T} = N_o \exp\left(\frac{-mgz}{k_B T}\right)$  : on retrouve une statistique de Boltzmann,

$$mgz = E_{pp} \quad \text{énergie potentielle de pesanteur,} \quad n_v(z) = N_o \exp\left(\frac{-E_{pp}}{k_B T}\right)$$

IA2) En écrivant  $n_v(z)$  sous la forme  $n_v(z) = N_o \exp\left(\frac{-z}{H}\right)$  on identifie la hauteur

caractéristique de l'atmosphère :  $H = \frac{k_B T}{mg}$

La vitesse limite atteinte en chute libre s'obtient par conservation de l'énergie mécanique :

$$E_{\text{limit}} = mgH = E_{\text{mf}} = \frac{1}{2} m v_l^2 \quad \text{d'où} \quad v_l = \sqrt{2gH} \quad \text{où encore en exprimant H :} \quad v_l = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} :$$

on retrouve une expression proche de la vitesse quadratique moyenne atteinte pour un gaz à la température  $T$  :  $v_l = \sqrt{\frac{2}{3}} v_q$  : ces deux vitesses qui caractérisent l'atmosphère

isotherme sont bien du même ordre de grandeur.

**IA3)** Quelques pistes pour cette question :

Le centre de gravité de la balle est immobilisé, mais il reste une agitation thermique, désordonnée, de toutes les particules qui la composent ?

En terme d'énergie localement, cette énergie cinétique des molécules se transforme en énergie potentielle de déformation ?

Autre piste le mouvement des particules est aléatoires, vectoriellement la vitesse du centre de gravité est alors nulle ?

**IB L'agitation thermique dans un circuit électrique**

**IB1)** La vitesse d'agitation thermique des électrons dans le métal est donnée en ordre de grandeur par la vitesse quadratique  $v_q = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}}$  d'où pour  $T \sim 300K$   $v_q \sim 10^5 \text{ ms}^{-1} \ll c$  : ces électrons ne sont pas relativistes !

**IB2)** Les deux relations s'obtiennent à partir des lois de Kirchhoff :

- loi des mailles :  $u_e = u_s + L \frac{di_e}{dt}$
- loi des nœuds :  $i_e = i_s + C \frac{du_s}{dt}$

**IB3)** a) les mêmes relations s'appliquent sur le schéma de la ligne bifilaire proposée :

$$u(x, t) = u(x + dx, t) + \lambda dx \frac{\partial i(x, t)}{\partial t} \text{ qui donne au premier ordre en } dx : \frac{\partial u}{\partial x} = -\lambda \frac{\partial i}{\partial t} \quad (1)$$

puis  $i(x, t) = i(x + dx, t) + \gamma dx \frac{\partial u(x + dx, t)}{\partial t}$  qui donne au premier ordre en dx :

$$\frac{\partial i}{\partial x} = -\gamma \frac{\partial u}{\partial t} \quad (2)$$

b) L'équation de d'Alembert vérifiée par i et u s'obtient alors en découplant les équations et en utilisant le théorème de Schwartz :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right) = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = -\lambda \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial i}{\partial t} \right) = -\lambda \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial i}{\partial x} \right) = \gamma \lambda \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \text{ d'où } \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{1}{c_e^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (3) \text{ avec}$$

$$c_e = \frac{1}{\sqrt{\gamma \lambda}} \quad (4)$$

c) En remplaçant dans l'équation de d'Alembert on obtient l'équation de dispersion pour les ondes planes harmoniques se propageant selon les x croissants :  $\omega = k c_e$ . La résistance caractéristique s'obtient en remplaçant dans une des équations de couplage,

par exemple dans (1) :  $-ik \underline{U} = -\lambda (-i\omega) \underline{I}$  d'où  $R_c = \frac{U}{I} = \lambda \frac{\omega}{k} = \lambda c_e = \sqrt{\frac{\lambda}{\gamma}} \quad (5)$

Ces relations peuvent être inversées : (5) donne  $\lambda = \frac{R_c}{c_e}$  puis (4)  $\gamma = \frac{1}{\lambda c_e^2} = \frac{1}{R_c c_e}$

**IB4)** a) L'équation vérifiée par U(x) s'obtient en remplaçant u(x,t) dans (3) :

$$U''(x) \cos(\omega t) = \frac{1}{c_e^2} (-\omega^2) U(x) \cos(\omega t) \text{ d'où } U''(x) + \frac{\omega^2}{c_e^2} U(x) = 0$$

équation d'un oscillateur harmonique. Les conditions aux limites  $U(0) = U(D) = 0$  fixent la forme de la solution : on pose  $K = \frac{\omega}{c_e}$

$$U(0)=0 \text{ impose } U(x)=U_o \sin(Kx)$$

$$U(D)=0 \text{ impose } KD=n\pi \text{ avec } n \text{ entier, d'où } K_n=\frac{n\pi}{D} \text{ et } U(x)=U_{on} \sin(K_n x) :$$

mode propre n, associé à la pulsation  $\omega_n = c_e K_n = \frac{n\pi c_e}{D}$

b) L'intervalle entre deux fréquences propres consécutives est  $\delta f = \frac{\delta \omega}{2\pi} = \frac{c_e}{2D}$  donc si

$$\Delta f \text{ est grand } N = \frac{\Delta f}{\delta f} = \frac{2D \Delta f}{c_e} \text{ (à une unité près, } \ll N)$$

c)  $i_n(x, t)$  est donné par  $u_n(x, t)$  à partir de (1) ou (2) :

$$\frac{\partial i_n(x, t)}{\partial x} = -\gamma \frac{\partial (U_{on} \sin(K_n x) \cos(\omega_n t))}{\partial t} = \gamma \omega_n U_{on} \sin(K_n x) \sin(\omega_n t)$$

qui s'intègre, avec l'hypothèse  $i_n(x, t)=0$  lorsque  $U_{on}=0$ , sous la forme :

$$i_n(x, t) = \frac{-\gamma \omega_n}{K_n} U_{on} \cos(K_n x) \sin(\omega_n t)$$

avec  $\gamma \frac{\omega_n}{K_n} = \frac{1}{R_c c_e} c_e = \frac{1}{R_c}$  donc  $i_n(x, t) = \frac{-U_{on}}{R_c} \cos(K_n x) \sin(\omega_n t)$

IB5) Sur une portion dx l'énergie emmagasinée dans le circuit pour le mode n est :

$$de_n = \frac{1}{2} \lambda dx i_n(x, t)^2 + \frac{1}{2} \gamma dx u_n(x, t)^2 = \frac{1}{2} \lambda dx \frac{U_{on}^2}{R_c^2} \cos^2(K_n x) \sin^2(\omega_n t) + \frac{1}{2} \gamma dx U_{on}^2 \sin^2(K_n x) \cos^2(\omega_n t)$$

d'où  $\langle de_n \rangle = \left( \frac{1}{4} \gamma U_{on}^2 \cos^2(K_n x) + \frac{1}{4} \gamma U_{on}^2 \sin^2(K_n x) \right) dx = \frac{1}{4} \gamma U_{on}^2 dx$  : la densité linéique moyenne est uniforme

IB6)a) En intégrant sur la ligne de longueur D on en déduit  $\langle E_n \rangle = \frac{1}{4} \gamma D U_{on}^2 = \frac{D}{4 R_c c_e} u_{on}^2$

on impose  $\langle E_n \rangle = k_B T$  d'où  $\frac{D}{4 R_c c_e} u_{on}^2 = k_B T$  et

$$u_n(x, t) = \sqrt{\frac{4 R_c c_e k_B T}{D}} \sin(K_n x) \cos(\omega_n t) = \sqrt{2} U_{eff, n}(x) \cos(\omega_n t) \text{ avec}$$

$$u_{eff, n}(x) = \sqrt{\frac{2 R_c c_e k_B T}{D}} \sin(K_n x) \text{ et finalement } u_{eff, n}^2(x) = \frac{2 R_c c_e k_B T}{D} \sin^2(K_n x)$$

$$U_{eff, n}^2 = \frac{2 R_c c_e k_B T}{D} \text{ indépendant de } n$$

b) Il y a N modes possibles dans l'intervalle de fréquence  $\Delta f$  donc

$$U_{eff}^2 = N U_{eff, n}^2 = \frac{2 D \Delta f}{c_e} \frac{2 R_c c_e k_B T}{D} \text{ d'où, avec } R=R_c \text{ le résultat attendu :}$$

$$U_{eff} = \sqrt{4 k_B T R \Delta f}$$

## 3 Etude des performances thermiques d'un isolant

Q1) On suppose que les autres dimensions (soit  $\vec{u}_y$  et  $\vec{u}_z$ ) sont très grandes devant l'épaisseur, cela permet de négliger les effets de bord.

Q2)  $\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \Delta T$  ce qui donne à 1D:  $\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = d \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$

Q3)  $T(t > 0, x = 0) = T_{int}$   $T(t, x = L) = T_{ext}$   
 $T(t = 0, x > 0) = T_{ext}$   $T(t = 0, x = 0) = T_{int}$

Q4) En régime permanent stationnaire  $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0$  donc  $T(x) = Ax + B$ .  
 d'où  $T(x) = \frac{T_{ext} - T_{int}}{L} x + T_{int}$  avec les limites.

Q5)  $R_{th} = \frac{\Delta T}{\phi}$  C'est le rapport entre l'écart de température de part et d'autre du mur et le flux qui le traverse.



ici  $\phi = j_{th} \times S = -\lambda \frac{dT}{dx} \times S = \frac{T_{int} - T_{ext}}{L} \times \lambda \times S = \frac{\Delta T}{L} \lambda \times S$

d'où  $R_{th} = \frac{L}{\lambda S}$  où

Ainsi, la résistance thermique surfacique est probablement  $r_{th} = \frac{L}{\lambda} = S \times R_{th}$

Q6)  $L = r_{th} \times \lambda_{isolant} = 12 \text{ cm}$

en  $\text{m}^2 \text{KW}^{-1} \times \text{WK}^{-1} \text{m}^{-1} = \text{m}$  c'est homogène.

Q7)  $\frac{\partial T}{\partial t} = k_{th} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$  d'après Q2  $k_{th} = \frac{\lambda_{isolant}}{\rho c_p}$

Q8) Il y a  $N \times X$  intervalles  $dx = \frac{L}{N \times X}$

$x_i = i \frac{L}{N \times X}$

Q9) a)  $T(t + dt, x) = T(t, x) + \frac{\partial T}{\partial t} dt$

b)  $T(t, x - dx) = T(t, x) + \frac{\partial T}{\partial x} \times (-dx) + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \frac{(dx)^2}{2}$

c)  $T(t, x + dx) = T(t, x) + \frac{\partial T}{\partial x} \times (dx) + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \frac{dx^2}{2}$

Q10) On ajoute b) et c):

$$T(t, x-dx) + T(t, x+dx) = 2T(t, x) + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dx^2$$

ou encore 
$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{T(t, x-dx) + T(t, x+dx) - 2T(t, x)}{dx^2}$$

Q11) a) dérivé 
$$T_i^{m+1} = T_i^m + \frac{\partial T}{\partial t} dt$$

Q10) dérivé 
$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{dx^2} [T_{i-1}^m + T_{i+1}^m - 2T_i^m]$$

Q12) On reprend l'équation de Q7:  $\frac{\partial T}{\partial t} = k_{th} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$  et on utilise Q11.

$$\frac{T_i^{m+1} - T_i^m}{dt} = k_{th} \frac{1}{dx^2} [T_{i-1}^m + T_{i+1}^m - 2T_i^m]$$

d'où 
$$T_i^{m+1} = T_i^m + k_{th} \frac{dt}{dx^2} [T_{i-1}^m + T_{i+1}^m - 2T_i^m]$$
 (2) C'est l'équation de l'énoncé.

Q13)  $K = \text{Lambda} / C_p / \rho h_0$

Q14) L'équation 2 n'est valable que pour les points qui ont un point à gauche et un point à droite donc pas sur la limite ( $x=0$  et  $x=L$ ). Mais de toute façon, on connaît  $T$  en  $x=0$  et  $x=L$  à tout instant donc on ne va pas les recalculer.

Q15)  $dx = L / (N_x + 1)$

$$dt = t_{max} / (N_t + 1)$$

Q19) Le régime permanent est atteint à 18000s car  $T(x)$  est alors une fonction affine comme précisé à Q4.

Q16)  $\text{Temp}[0, 0] = T_{int}$

for  $i$  in range(1,  $N_x + 1$ ):

$$\text{Temp}[0, i] = T_{ext}$$

for  $m$  in range(1,  $N_t + 1$ ):

$$\text{Temp}[m, 0] = T_{int}$$

$$\text{Temp}[m, N_x] = T_{ext}$$

Q17)

for  $i$  in range(1,  $N_x + 1$ ):

for  $i$  in range(1,  $N_x$ ) ~~++~~ <sup>mi le 1<sup>er</sup> mi le d<sup>er</sup> point</sup>

$$a = \text{Temp}(m, i+1) + \text{Temp}(m, i-1) - \text{ExtTemp}(m, i)$$

$$b = a \times K \times dt / (dx^{**2})$$

$$\text{return Temp}(m, i) + b.$$

Q18) Les points s'éloignent de L pour aller vers donc:

(3)  $\leftrightarrow 0s$

(1)  $\leftrightarrow 6000s$

(4)  $\leftrightarrow 12000s$

(2)  $\leftrightarrow 18000s$