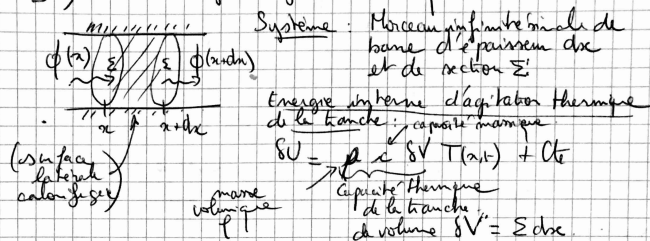


Exercice (3) : Barre de Conduction

1°) a) Bilan d'énergie d'agitation thermique.



Sur une transformation infinitésimale de durée dt , la variation d'énergie interne de la tranche s'écrit :

$$\frac{\delta(\Delta U)}{\delta t} = \rho c \Sigma \Delta x \frac{\partial T}{\partial t} = \phi(x) - \phi(x+\Delta x)$$

↑
flux thermique

Car en l'absence de production d'énergie interne cette grandeur est conservative.
La densité de flux thermique étant uniforme sur 1 section droite on aura :

$$\phi(x) = j_Q(x,t) \times \Sigma$$

$\downarrow$ $\downarrow$
 W W/m^2 m^2

L'équation de conservation donnera donc :

$$\rho c \Sigma \Delta x \left(\frac{\partial T(x,t)}{\partial t} \right) = -j_Q(x,t) \times \Sigma - j_Q(x+\Delta t, t) \times \Sigma$$

$$\rho c \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{(x,t)} = - \left(\frac{j_Q(x+\Delta t) - j_Q(x,t)}{\Delta x} \right)$$

$$\rho c \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{(x,t)} = - \frac{\partial j_Q(x,t)}{\partial x}$$

b) Avec la loi de FOURIER en unidimensionnel cartésien :

$$j_Q(x,t) = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)$$

on obtient l'équation de la température aux dérivées partielles

$$\rho c \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{(x,t)} = + \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right)_{x,t}$$

soit avec $D \equiv \frac{\lambda}{\rho c}$ la diffusivité thermique en $m^2.s^{-1}$

$$\left| \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{(x,t)} = D \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right)_{x,t} \right|$$

correspondant à l'équation de diffusion de la chaleur dans cette modélisation simple.

c) Si : $dU = C dT$ pour 1 système de capacité C et en faisant 1 bilan d'énergie interne sur le système de capacité calorifique C recevant exclusivement une quantité de chaleur infinitésimale δQ alors :

$$dU = C dT = \delta Q$$

Donc une capacité calorifique infinie correspond au modèle parfait d'un système ne voyant pas sa température varier alors qu'il reçoit (ou cède) une quantité de chaleur finie.

Dans ce modèle les températures des thermostats sont constantes malgré les échanges de chaleur avec la barre.

- ④ En régime permanent, non seulement nos sources doivent avoir une température indépendante du temps mais chaque tranche de la barre également. Et si on applique l'éq précédente en RP: $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{(x,t)} = 0 \quad \forall x \Rightarrow T(x)$.

$$0 = D \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \Rightarrow T(x) = ax + b$$

avec les conditions aux limites

$$\begin{cases} T(0) = T_1 & (\text{contact thermique parfait}) \\ T(L) = T_2 \end{cases}$$

avec $T(0) = T_1 > T_2 = T(L)$

soit: $T(x) = \frac{T_2 - T_1}{L} x + T_1$

Par définition, la résistance thermique s'écrit:

$$R_{th} = \frac{T_1 - T_2}{\Phi_{th}} \quad \text{ou} \quad \Phi_{th} = j_{th}(x) \times \Sigma$$

et $j_{th}(x) = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right) = -\lambda \left(\frac{T_2 - T_1}{L}\right)$

donc: $\Phi_{th} = \lambda \Sigma \left(\frac{T_1 - T_2}{L}\right)$

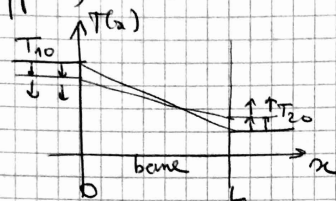
soit $\frac{T_1 - T_2}{\Phi_{th}} = R_{th} = \frac{L}{\lambda \Sigma}$

- d) C finie des thermostats
mais $\lambda_{thermostat} \rightarrow \infty$.

La conductivité thermique infinie des thermostats induit une homogénéisation immédiate des températures dans 1 thermostat (pas de gradient de T car $j_{th} \rightarrow \infty$).

Par contre, puisque sa capacité n'est plus considérée infinie, sa température (uniforme) varie avec la chaleur qu'il cède ou qu'il reçoit.

Si les températures au sein de la barre ont le temps de s'adapter à l'augmentation "lente" de température de la source "froide" et la diminution "lente" de température de la source "chaude", alors on peut parler d'un régime pseudo-stationnaire c'est à dire que le profil de température (affine) dans la barre est toujours valable $\forall t$.



- (e) En écrivant que C d'un thermostat est "non infinie mais très grande devant la capacité thermique de la barre", on nous invite à faire l'hypothèse d'une capacité calorifique nulle de la barre.

Dans ce modèle, la barre ne peut rien emmagasiner de la quantité de chaleur qu'elle va se contenter de transmettre intégralement d'un thermostat à l'autre (sans rien prélever). Dans cette hypothèse donc, le flux de chaleur cédé par le thermostat S_1 égal à tout instant celle reçue par le thermostat S_2 . Soit comme ils ont une capacité thermique: $-C dT_1 = \delta Q = +C dT_2$

ou bien encore: $\left[\frac{dT_1}{dt} = -\frac{dT_2}{dt} \Rightarrow \frac{T_1(t) + T_2(t)}{2} = \frac{T_{10} + T_{20}}{2} \right]$

Comme $\frac{\delta Q}{dt} = j_{th}(x) \times \Sigma = -\lambda \times \frac{T_2(t) - T_1(t)}{L} \times \Sigma$

donc $\Rightarrow \frac{C dT_2}{dt} = \frac{\lambda \Sigma}{L} (T_1(t) - T_2(t)) = \frac{1}{R_{th}} (T_{10} + T_{20} - 2T_2(t))$

soit la forme canonique de l'équation différentielle

$$\left[\frac{dT_2}{dt} + \frac{2}{R_{th}C} T_2(t) = \frac{T_{10} + T_{20}}{R_{th}C} \right]$$

Solution particulière de l'équation avec second membre

$$\Rightarrow T_2 = \frac{T_{10} + T_{20}}{2} = T_2(\infty)$$

$$(\text{donc } T_1 = \frac{T_{10} + T_{20}}{2} \text{ également})$$

→ uniformisation des températures partout.

et la solution générale de l'équation sans second membre s'écrit :

$$T_2(t) = A e^{-\frac{2t}{R_{th}C}} \text{ avec } \tau = \frac{R_{th}C}{2}$$

donc :

$$T_2(t) = \frac{T_{10} + T_{20}}{2} + A e^{-\frac{t}{\tau}}$$

Condition initiale : $T_2(0) = T_{20}$

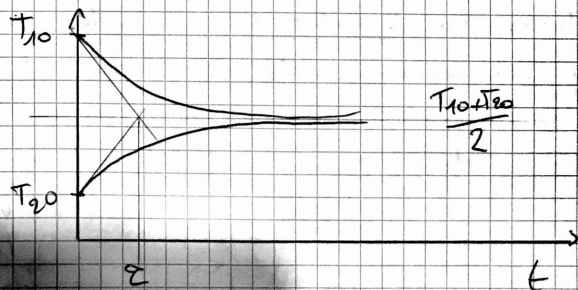
$$\Rightarrow T_{20} = \frac{T_{10} + T_{20}}{2} + A$$

$$\Rightarrow A = \frac{T_{20} - T_{10}}{2}$$

$$\text{et } T_2(t) = \left(\frac{T_{20} - T_{10}}{2} \right) e^{-\frac{t}{R_{th}C}} + \frac{(T_{10} + T_{20})}{2}$$

$$(\text{et } T_1(t) = (T_{10} + T_{20}) - T_2(t) = \left(\frac{T_{10} + T_{20}}{2} \right) + \left(\frac{T_{10} - T_{20}}{2} \right) e^{-\frac{t}{R_{th}C}})$$

Allure des courbes $T_2(t)$ et $T_1(t)$



2°) Bilan Entropique

a) On définit toujours la m^{ème} tranche infinitésimale. Comme système d'étude. Or ce système n'a pas 1 température de frontière uniforme puisque $T(x) \neq T(x+dx)$ donc il faut faire particulièrement attention !

Rappelons l'identité thermodynamique associée à l'écoulement d'un système :

$$dU = T ds - p dv$$

$\downarrow$ température thermodynamique $\rightarrow$ pression thermodynamique
 $T = \left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_V$ $p = - \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_S$

Comme notre bane est indilatable pdt ces variations de température alors : $dU = T ds$ soit avec la définition de la capacité calorifique et pour 1 tranche de bane.

$$d(SU) = \rho c \varepsilon dx (dT) = T d(SS)$$

et donc la variation d'entropie de la tranche pendant dt s'écrit :

$$\frac{d(SS)}{dt} = \frac{\delta(SS)}{\delta t} = \frac{\rho c \varepsilon dx}{T(x,t)} \left(\frac{\delta T}{\delta t} \right)_{(x,t)}$$

Effectuons alors 1 bilan de la grandeur entropie (typiquement non-conservative dans le cas des transformations réelles).

$$d(SS) = \underbrace{\frac{\delta Q(x)}{T(x)} - \frac{\delta Q(x+dx)}{T(x+dx)}}_{\substack{\text{2 entropies infinitésimales} \\ \delta S_{ech} \text{ échange.}}} + \underbrace{\delta S_g}_{\substack{\text{terme positif} \\ \text{de production} \\ \text{dans la} \\ \text{tranche}}}$$

$$\frac{\delta Q(x)}{dt} = j_{th}(x) \Sigma = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{(x,t)} \Sigma$$

$$\frac{1}{T(x)} \frac{\delta Q(x)}{dt} = \frac{j_{th}(x)}{T(x)} \Sigma$$

$$\frac{dt}{T(x)} \frac{\delta Q(x)}{dt} = \frac{j_{th}(x)}{T(x)} \Sigma$$

$$\text{donc: } \frac{\delta Q(x)}{T(x)} - \frac{\delta Q(x+dx)}{T(x+dx)} = - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{j_{th}}{T} \right) dx \Sigma \times dt$$

$$\Rightarrow \boxed{\delta^2 S_{ech} = -dt \Sigma dx \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{j_{th}}{T} \right)}$$

Enfin $\sigma(x,t)$ est la création d'entropie par unité de volume et par unité de temps dans la barre:

$$\delta^2 S_{ech} = \sigma(x,t) \times dt \times \underbrace{\Sigma dx}_{\text{volume de la tranche}}$$

b) Le bilan d'entropie local devient donc:

$$d(\delta S) = \frac{1}{T(x,t)} \left(\frac{\delta T}{\delta t} \right)_{(x,t)} dt$$

$$\stackrel{||}{=} \delta^2 S_{ech} = -dt \Sigma dx \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{j_{th}}{T} \right)$$

$$+ \delta^2 S_{créé} = \sigma(x,t) dt dx \Sigma$$

qui se simplifie en:

$$\boxed{\frac{1}{T(x,t)} \left(\frac{\delta T}{\delta t} \right) = - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{j_{th}}{T} \right) + \sigma(x,t)}$$

c) Régime permanent $\Rightarrow$ $\left(\frac{\delta T}{\delta t} = 0 \right)$ (Nous voilà bien avancés!)

$$\text{donc: } \boxed{\sigma(x,t) = + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{j_{th}}{T} \right)}$$

or en RP j_{th} est indépendant de x (et du temps)

$$j_{th} = -\lambda \left(\frac{T_2 - T_1}{L} \right) = \lambda \left(\frac{T_1 - T_2}{L} \right)$$

$$\text{soit: } \sigma(x) = \lambda \left(\frac{T_1 - T_2}{L} \right) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{T} \right)$$

$$\text{or } \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{T} \right) = -\frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial x}$$

$$\text{et } \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{T_2 - T_1}{L}$$

$$\text{soit: } \boxed{\sigma(x) = \lambda \frac{(T_1 - T_2)^2}{L^2} \times \frac{1}{T(x)^2}}$$

ou bien en fonction explicite de x :

$$\sigma(x) = \frac{\lambda (T_1 - T_2)^2}{L^2 \left(\left(\frac{T_2 - T_1}{L} \right) x + T_1 \right)^2}$$

$$\boxed{\sigma(x) = \frac{\lambda (T_1 - T_2)^2}{\left((T_2 - T_1) x + L T_1 \right)^2}}$$

Quant à l'entropie créée dans la totalité de la barre par unité de temps:

$$\frac{\delta S_{créé}}{dt} = \int_{\text{barre}} \sigma(x) dx = \int_{\text{barre}} \lambda \left(\frac{T_1 - T_2}{L} \right) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{T} \right) dx$$

$$\frac{\delta S_{créé}}{dt} = \frac{\Sigma \lambda (T_1 - T_2)}{L} \left[\frac{1}{T} \right]_0^L$$

$$\frac{\delta S_{créé}}{dt} = \Sigma \frac{\lambda (T_1 - T_2)}{L} \left[\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right]$$

$$\boxed{\frac{\delta S_{créé}}{dt} = \frac{\Sigma \lambda (T_1 - T_2)^2}{L T_1 T_2}}$$

d) On a montré :

$$\delta S_{\text{éch}}^2 = -dt \sum dx \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{j_{th}}{T(x)} \right)$$

$$\frac{\delta S_{\text{éch}}}{dt} = - \int_{\text{barre}} dx \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{j_{th}}{T(x)} \right)$$

$$\frac{\delta S_{\text{éch}}}{dt} = - \frac{\delta S_{\text{scé}}}{dt} \quad (\text{car c'est le m^{e} calcul que précédemment}).$$

e) On en déduit

$$\text{que } \frac{dS}{dt} = \frac{\delta S_{\text{éch}}}{dt} + \frac{\delta S_{\text{scé}}}{dt} = 0$$

évidemment !

On aurait pu l'écrire tout de suite car le régime est permanent !

EXERCICE (4) : Ébullition d'eau dans un tube échangeur

(I) - 1) transfert spontané de chaleur des hauts vers les basses températures.

$$2) d\phi = \vec{j} \cdot d\vec{S} = -\lambda \vec{\text{grad}} T \cdot d\vec{S} \cdot \vec{n}$$

$$d\phi = -\lambda dS (\vec{\text{grad}} T) \cdot \vec{n}$$

3) Par définition du gradient : $dT = \vec{\text{grad}}(T) \cdot d\vec{l}$

Un déplacement sur une ligne isotherme correspond à :

$$0 = (\vec{\text{grad}}(T)) \cdot d\vec{l}$$

$$\text{ou } 0 = \vec{j} \cdot d\vec{l} \quad \text{donc } \vec{j} \perp \text{ aux lignes isothermes}$$

$$4) \iiint_V \rho c \frac{\partial T}{\partial t} dV = \iiint_V dm \cdot c \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\iiint_V dm c T \right)$$

énergie thermique interne.

Il s'agit donc du terme de stockage.
(évolution de l'énergie thermique emmagasinée fonction du temps).

$$\iint_S \vec{j} \cdot \vec{n} dS \leftarrow \text{flux sortant de chaleur à travers } S$$

⇒ terme d'échange

$$\iiint_V p_{th} dV \leftarrow \text{production interne au volume d'énergie thermique}$$

(il peut s'agir d'une conversion d'énergie d'une forme à une autre thermique).

En substituant $\vec{j}$ par $-A \text{grad} T$:

$$\iiint_V \rho c \frac{\partial T}{\partial t} dV + \iint_S -A \text{grad} T \cdot \vec{n} dS = \iiint_V p_{th} dV$$

Soit avec Green-Ostrogradsky:

$$\iiint_V \rho c \frac{\partial T}{\partial t} dV + \iiint_V \text{div}(-A \text{grad} T) dV = \iiint_V p_{th} dV$$

ou sous forme locale:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} - A \Delta T = p_{th}$$

5) En divisant par A :

$$\left(\frac{\rho c}{A} \right) \frac{\partial T}{\partial t} = \Delta T + \frac{p_{th}}{A}$$

" $\frac{1}{a}$ a est la diffusivité thermique et elle s'exprime en $m^2.s^{-1}$

$$a = \frac{1}{\rho c}$$

II.1) On reconnaît par 1 système à géométrie cylindrique (indépendance de z , et θ).

$$\Delta T = 0$$

On a du faire les hypothèses suivantes:

- régime permanent
- pas de production thermique au sein du matériau

$$\frac{1}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{d^2 T}{dr^2} = 0$$

soit en multipliant par r : $\frac{dT}{dr} + r \frac{d^2 T}{dr^2} = 0$

$$\text{soit: } \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) = 0$$

$$\text{alors: } r \frac{dT}{dr} = A = \text{cte.}$$

$$\frac{dT}{dr} = \frac{A}{r}$$

$$\Rightarrow T(r) = A \ln(r) + B$$

En utilisant $\begin{cases} T(r_1) = T_1 \\ T(r_2) = T_2 \end{cases}$

$$\begin{cases} T_1 = A \ln(r_1) + B \\ T_2 = A \ln(r_2) + B \end{cases}$$

$$T_1 - T_2 = A \ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right) \Rightarrow A = \frac{T_1 - T_2}{\ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right)}$$

$$\text{or } T_1 = \frac{T_1 - T_2}{\ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right)} \ln(r_1) + B$$

$$T_1 \ln(r_1) - T_1 \ln(r_2) = T_1 \ln(r_1) - T_2 \ln(r_1) + B$$

$$B = T_2 \ln(r_1) - T_1 \ln(r_2)$$

$$T(r) = \frac{T_1 - T_2}{\ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right)} \ln(r) + T_2 \ln(r_1) - T_1 \ln(r_2)$$

$$\phi = -A \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) \times \underbrace{2\pi r L}_{\text{surface du tube}} = -127h \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = -127h A = \text{cte}$$

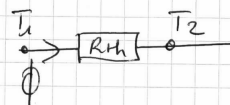
On pourra donc écrire :

$$\Phi = 2\pi h \lambda \frac{T_2 - T_1}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} = 2\pi h \lambda \frac{T_1 - T_2}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}$$

Ce flux est constant car le régime est stationnaire et aucune puissance n'est produite entre r_1 et r_2 , donc le flux entrant = le flux sortant = le flux traversant n'importe quelle section de rayon r .

II.2] $R_{th} = \frac{T_1 - T_2}{\Phi} = \frac{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{2\pi h \lambda}$ pour 1 mètre linéaire de tube.

R_{th} en $K \cdot W^{-1}$



$T_1 - T_2 \leftrightarrow$ tension
 $\Phi \leftrightarrow$ courant
 $T \leftrightarrow$ potentiel

III.3] En présence de p_{th} :

$$0 = \Delta T + p_{th}$$

$$\Delta T = -\frac{p_{th}}{\lambda} = C_0$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) = -\frac{p_{th}}{\lambda}$$

impossible de développer ce calcul.

Le flux ne sera plus le $\frac{m}{s} \cdot r$ à cause de ce terme de production et donc l'analogie avec la résistance ne tient plus.

III. Ebullition d'eau en convection forcée

III.1] La résistance d'un tronçon de matériau conducteur électrique de longueur l et de section constante S s'écrit :

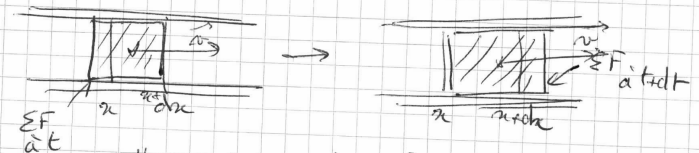
$$R = \frac{\rho_{elec} \times l}{S}$$

résistivité électrique

et donc la puissance consommée par effet joule sur une longueur l s'écrit : $p_j \times l = \frac{\rho_{elec}}{S} \times l \times I^2$

soit pour ce tube : $p_j = \frac{\rho_{elec}}{\pi(r_2^2 - r_1^2)} \times I^2$

III.2] En régime permanent, le système ouvert de la tranche d'eau comprise entre x et $x+dx$ ne voit pas sa température varier. La puissance joule issue du filage participe donc à l'augmentation de température du système fermé d'eau entre l'entrée et la sortie de cette tranche :



Seule la masse d'eau : $\rho S \times v dt = S m$ voit sa température augmenter de $T(x)$ à $T(x+dx)$ en RP.

si C_{eau} est la capacité thermique de l'eau, l'augmentation de température correspond à une augmentation d'énergie interne : $dU = S m C_{eau} T(x+dx) - S m C_{eau} T(x)$.

$$d(U) = \rho S v dt C_{eau} \left(\frac{dT}{dx} \right) dx$$

Un bilan d'énergie interne (considérant que rien ne pourrait être déversé vers l'extérieur) donne :

$$\frac{d(U)}{dt} = \rho S v C_{eau} \left(\frac{dT}{dx} \right) dx = \frac{\rho_{elec}}{\pi(r_2^2 - r_1^2)} \times I^2 \times dx$$

$\rho S v$: débit volumique

$$\rho C_{eau} \frac{dT_{eau}}{dx} = \frac{I^2 \rho_{elec}}{\pi(r_2^2 - r_1^2)}$$

$T_{(eau)}$ est donc une fonction affine de x .

Application numérique :

$$T(x_c) = 373 = 293 + \frac{I^2 \xi_{elec}}{P q_{conv} \pi (r_i^2 - r^2)} x_c$$

$$x_c = \frac{(373 - 293) \times 10^3 \times 3,92 \cdot 10^{-6} \times 4,18 \cdot 10^3 \times \pi (6,5)^2 - (5)^2 \cdot 10^{-6}}{(40)^2 (1,35 \cdot 10^{-5})}$$

$$x_c = \frac{80 \times 3,92 \times 4,18 \times \pi \times (6,5)^2 - (5)^2}{16 \times 1,35} \times \frac{10^{-6}}{10^{-3}}$$

$$x_c \approx 1,00 \text{ m}$$

Pour $x > x_c$, le changement d'état commence.
(100°C et $P = P_{atm} = 1 \text{ bar}$)

III.3] Cette fois toute la puissance produite par effet Joule sur la longueur d sert intégralement à la vaporisation de l'eau.

Pour un débit volumique q , l'énergie nécessaire par seconde pour le changement d'état complet vaut :

$$P \times q \times L_v = 3,92 \cdot 10^{-6} \times 10^3 \times 2250 \cdot 10^3$$

$$P q L_v = 3,92 \times 2250 = 8820 \text{ J/s}$$

$$P q L_v = 8820 \text{ W}$$

Cette puissance doit correspondre à l'effet Joule sur la longueur d de tube :

$$P_j \times d = \frac{\xi_{elec}}{\pi (r_i^2 - r^2)} \times I^2 \times d$$

$$\text{d'où : } d = \frac{P q L_v \pi (r_i^2 - r^2)}{\xi_{elec} \times I^2}$$

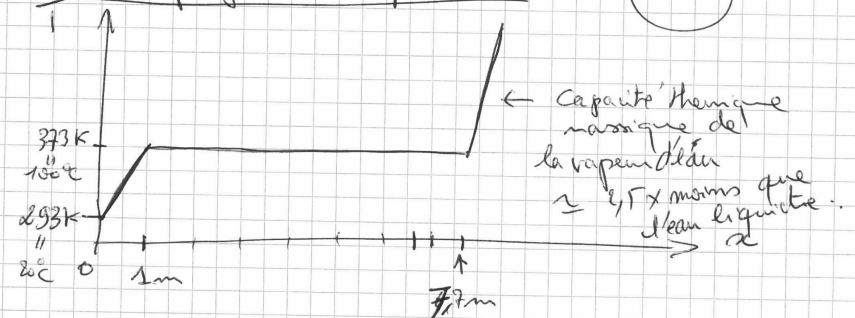
Application numérique :

$$d = \frac{8820 \times \pi \times (6,5)^2 - (5)^2 \times 10^{-6}}{1,35 \cdot 10^{-5} \times (40)^2}$$

$$d = \frac{8820 \times \pi \times 5,25}{1,35 \times 16} \times 10^{-3}$$

$$d = \frac{8,820 \times \pi \times 5,25}{1,35 \times 16} \approx 6,7 \text{ m}$$

Allure du profil de température sur (20 m) :



Plus de 6.7m pour produire la vapeur à cause du flux de chaleur vers l'extérieur (pas parfaitement adiabatique). (Par contre, la "perte de charge" (baisse de pression au cours de l'écoulement diminuerait la température de changement d'état donc la distance x_c serait inférieure. Mais au contraire cette diminution de température diminuerait aussi $L_{vap}(T < T_{eb,atm}) \rightarrow$ augmentation de la longueur du changement d'état dans le tube).

Exercice (3) : Utilisation d'un diagramme d'état (R134)

II.B.1) Affine des isothermes

- ⊗ Domaine de la vapeur sèche : si on s'éloigne de la courbe de saturation elles deviennent quasi-verticales ce qui s'achève avec la deuxième loi de Joule stipulant que l'enthalpie d'un Gaz Parfait ne dépend que de la température $\Rightarrow$ isenthalpe $(\approx)$ isotherme.
- ⊗ Sous la courbe de saturation : isothermes $(\Rightarrow)$ isobares donc horizontales puisque l'équilibre entre les deux phases liquide et vapeur implique $P_{eq}(T)$.
- ⊗ Phase liquide (non représentée!) mais quasi-verticales car $[dH \approx c_p dT]$ (isenthalpe $\Rightarrow$ isotherme).

II.B.2) Voir sur courbe jointe.

II. B. 3) On ne demande pas de démontrer! $\Delta h_{AB} = T \Delta s_{AB}$ (pure chat d'état).

b) Entre (3) et (3') $\Rightarrow \Delta s_{AB} = 1,13 - 1,72 = -0,59 \text{ kg/kg/K}$.

$\Delta h_{AB} = 233 - 412 = -179 \text{ kJ/kg}$.

et $-0,59 \times 299 = -176 \text{ kJ/kg}$. (correct à 2 chiffres significatifs).

c) $\Delta h = h_6 - h_{liq}(273) \approx 396 - 200 = 196 \text{ kJ/kg}$.
10x inférieure à celle de l'eau (vaporisation) ($\approx 2200 \text{ kJ/kg}$) 10x + facile).

(seule l'eau peut être révermin!).

II.B.4) $x_5 \approx 0,125$ par interpolation des abaques isothermes.

et $x_5 = \frac{1,6}{12,3} = 0,13$ par la règle des moments

(base sur $x_5 = \frac{LM}{LV} = \frac{h_v - h_{liq}(273)}{h_v - h_{liq}(273)}$)

