

# Stockage d'énergie par pompage thermique (D'après Centrale PSI 2020)

①  $COP = \frac{-Q_c}{W}$       échange avec la source chaude / froide

1<sup>er</sup> Principe sur un cycle:  $\Delta U_{cycle} = W + Q_c + Q_f = 0$

$$COP = \frac{-Q_c}{-Q_c - Q_f} = \frac{1}{1 + \frac{Q_f}{Q_c}}$$

PAE de Carnot → Cycle thermodynamiquement réversible

2<sup>nd</sup> Principe sur un cycle:  $\Delta S_{cycle} = \frac{Q_c}{T_H} + \frac{Q_f}{T_B} = 0$

$$COP_{max} = \frac{1}{1 - \frac{T_B}{T_H}} = \frac{T_H}{T_H - T_B}$$

② De même le rendement (ici nommé efficacité)

du moteur est défini par  $\eta = \frac{-W}{Q_c}$  si transfo thermodynamiquement réversible.

1<sup>er</sup> principe:  $\eta = \frac{Q_c + Q_f}{Q_c} = 1 + \frac{Q_f}{Q_c}$

2<sup>nd</sup> principe:  $\eta = \frac{1}{1 - \frac{T_B}{T_H}} = \eta_{max}$

③ Soit E l'énergie disponible.  
l'énergie stockée vaut  $E_s = COP \times E$

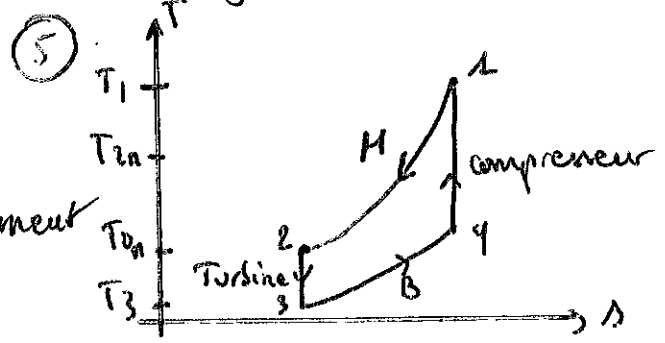
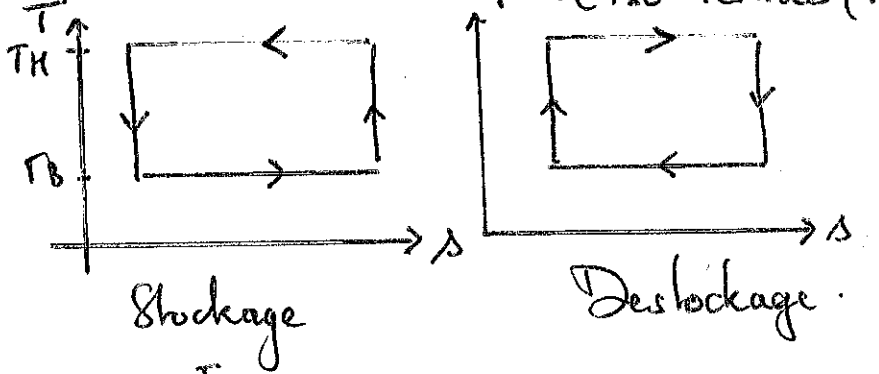
l'énergie destockée vaut  $E_{lib} = E_s \times \eta$

Donc, dans le cas d'un fonctionnement thermodynamiquement réversible,

$$E_{lib} = COP \times \eta \times E = \frac{1}{1 - \frac{T_B}{T_H}} \times \left(1 - \frac{T_B}{T_H}\right) \times E$$

$$E_{lib} = E$$

④ Cycle de Carnot → 2 adiabatiques rev. / 2 isothermes (rev)



⑥  $T_4 > T_{4is}$  (d'après fig 3)

$$ds = \frac{\delta q}{T_{source}} + \delta sc$$

Transfo adiabatique  $ds = \delta sc$   
 Donc  $ds > 0$  pour une transfo réversible,  
 il faut atteindre une température +  
 élevée pour atteindre l'isobare  $P_H$

⑦  $\eta_{cs} = \frac{w_{c\ is}}{w_c}$

1<sup>er</sup> principe industriel appliqué au fluide  
 dans le compresseur:

$$\Delta h_c = h_{sc} - h_{ec} = w_c$$

Dans le cas isentropique,  $h_{scis} - h_{sc} = w_{cis}$

$$\eta_{cs} = \frac{h_{scis} - h_{sc}}{h_{sc} - h_{ec}}$$

De même dans la turbine  $\eta_{ts} = \frac{w_t}{w_{tis}}$

$$\Delta h_t = h_{st} - h_{et} = w_t \quad \text{et} \quad \Delta h_{tis} = h_{stis} - h_{et}$$

$$\eta_{ts} = \frac{h_{et} - h_{st}}{h_{et} - h_{stis}}$$

⑧ Pour une transformation isentropique dans le  
 compresseur, le gaz parfait vérifie la loi de  
 Laplace:  $p v^\gamma = cte \Rightarrow p \left( \frac{nRT}{p} \right)^\gamma = cte$

$$P_B T_{2n}^\gamma = P_H T_{4is}^\gamma$$

$$T_{2n} = \left( \frac{P_H}{P_B} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} T_{4is} \Rightarrow T_{2n} = \frac{T_{4is}}{\psi}$$

De même dans la turbine,  $P_H T_{4is}^{1-\gamma} = P_B T_{3is}^{1-\gamma}$

$$T_{3is} = \left( \frac{P_H}{P_B} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} T_{4is} = \frac{T_{4is}}{\psi}$$

$$\eta_{cs} = \frac{\Delta h_{c\ is}}{\Delta h_c} = \frac{c_p(T_{4is} - T_{2n})}{c_p(T_4 - T_{2n})}$$

$$\eta_{cs} = \frac{T_{2n}(\psi - 1)}{T_4 - T_{2n}} \Leftrightarrow T_4 - T_{2n} = \frac{T_{2n}}{\eta_{cs}}(\psi - 1)$$

$$T_4 = T_{2n} \left( \frac{\psi - 1}{\eta_{cs}} + 1 \right)$$

$$\eta_{TS} = \frac{\Delta h_t}{\Delta h_{TS}} = \frac{c_p (T_3 - T_{0n})}{c_p (T_{3is} - T_{0n})}$$

$$\eta_{TS} = \frac{T_3 - T_{0n}}{T_{0n} \left( \frac{1}{\psi} - 1 \right)} \Rightarrow T_3 - T_{0n} = \eta_{TS} T_{0n} \left( \frac{1}{\psi} - 1 \right)$$

$$\boxed{T_3 = T_{0n} \left( \frac{\eta_{TS}}{\psi} - \eta_{TS} + 1 \right)}$$

$$\textcircled{9} \quad e_s = \Delta h_{\text{turbine}} + \Delta h_{\text{compresseur}}$$

$$\textcircled{10} \quad e_s = c_p \left[ T_{2n} \left( \frac{\psi-1}{\eta_{cs}} + 1 \right) - T_{2n} + T_{0n} \left( \frac{\eta_{ts}}{\psi} - \eta_{ts} + 1 \right) - T_{0n} \right]$$

$$\boxed{e_s = c_p \left[ \frac{\psi-1}{\eta_{cs}} T_{2n} + T_{0n} \eta_{ts} \left( \frac{1}{\psi} - 1 \right) \right]}$$

$$\textcircled{11} \quad c_p = \frac{\gamma R}{\mu(\gamma-1)}$$

$$e_s = \frac{1,67 \times 8,314}{40 \cdot 10^{-3} \times 0,67} \left[ \frac{0,55}{0,86} \times 773 + 293 \times 0,96 \left( \frac{1}{1,55} - 1 \right) \right]$$

$$\underline{e_s = 178 \text{ kJ/kg}}$$

⑫ le procédé SEPT fait partie des techniques pouvant délivrer le plus de puissance et pouvant stocker le plus d'énergie par rapport aux autres technologies considérées. Seul le stockage par hydrolique gravitaire peut proposer les meilleures performances de ce point de vue.

⑬ Soit  $P$  la puissance de l'irré

$$P \sim 10^8 \text{ W (figure 4)}$$

$$P = \frac{dE}{dt} = \frac{dm}{dt} e_s = D_m e_s$$

$$\boxed{D_m = \frac{P}{e_s} \quad D_m \sim \frac{10^8}{200 \cdot 10^3} = 0,5 \cdot 10^3 \text{ kg/s}}$$

$$\textcircled{14} \quad m_{\text{air}} = E \times \rho_{\text{air}} \times V_e$$

$$m_{\text{air}} = 0,4 \times 1,8 \times 20 \cdot 10^3 = 14,4 \cdot 10^3 \text{ kg}$$

$$\textcircled{15} \quad e_m = \frac{E}{m} = \frac{UI \Delta t}{m} = \frac{12 \times 50 \times 3600}{m}$$

$$\underline{e_m = 2,16 \cdot 10^6 \text{ J}}$$

16) De manière analogue à l'étude menée en Q8, avec  $T_3 \rightarrow T_{2d}$  |  $T_1 \rightarrow T_{0d}$   
 $T_{0n} \rightarrow T_1$  |  $T_{2n} \rightarrow T_3$

On a

$$T_{0d} = T_3 \left( \frac{\psi-1}{\eta_{ed}} + 1 \right)$$

$$T_{2d} = T_1 \left( \frac{\eta_{td}}{\psi} - \eta_{td} + 1 \right)$$

Toujours d'après Q8, on a donc

$$T_{0d} = T_{0n} \left( \frac{\eta_{ts}}{\psi} - \eta_{ts} + 1 \right) \left( \frac{\psi-1}{\eta_{ed}} + 1 \right)$$

$$T_{2d} = T_{2n} \left( 1 + \frac{\eta_{td}}{\psi} - \eta_{td} \right) \left( 1 + \frac{\psi-1}{\eta_{cs}} \right)$$

17)  $\eta_{ed}, \eta_{cs}, \eta_{td}, \eta_{ts}$  sont tous  $< 1$

$$T_{0d} > T_{0n} \left( 1 + \frac{1}{\psi} - 1 \right) \left( \psi - 1 + 1 \right)$$

$$T_{0d} > T_{0n} \left( \frac{1}{\psi} \right) \times \psi \Rightarrow \underline{T_{0d} > T_{0n}}$$

$$T_{2d} < T_{2n} \left( 1 + \psi - 1 \right) \left( 1 + \frac{1-\psi}{\psi} \right)$$

$$T_{2d} < T_{2n} \left( \psi \times \frac{\psi + 1 - \psi}{\psi} \right) = T_{2n}$$

$T_{2d} < T_{2n}$

18)  $T_d = T_{0n}$  et  $T_{2d} = T_{2n}$  si  $\begin{cases} \eta_{ed} = 1 \\ \eta_{ts} = 1 \\ \eta_{td} = 1 \\ \eta_{cs} = 1 \end{cases}$   
 Cela n'est, bien sûr, pas réalisable.

19) Nettoie l'enceinte au contact d'un fluide qui circule à la température nominale sans un circuit secondaire.

20) On vient de voir que  $\eta_{td} = \eta_{cs} = 1$  n'est pas réalisable. Donc, pour que  $T_{2d} = T_{2n}$ , il faut que  $\psi_d \neq \psi$

$$21) T_{2d} = T_{2n} \left( 1 + \frac{\eta_{td}}{\psi_d} - \eta_{td} \right) \left( 1 + \frac{\psi-1}{\eta_{cs}} \right)$$

$$\frac{1}{1 - \frac{\psi-1}{\eta_{cs}}} = 1 + \frac{\eta_{td}}{\psi_d} - \eta_{td}$$

$$\frac{1}{1 - \frac{\psi-1}{\eta_{cs}}} + \eta_{td} - 1 = \frac{\eta_{td}}{\psi_d} \quad (4)$$

$$\psi_d = \frac{\eta_{td}}{\frac{1}{1 - \frac{\psi-1}{\eta_{cs}}} + \eta_{td} - 1}$$

Si  $\eta_{cs} = \eta_{td} = 1$

$$\psi_d = \frac{1}{1 - \psi + 1} = \psi$$

(22)  $\eta_{td} < 1$  et  $\eta_{cs} < 1$

Donc  $\frac{\psi-1}{\eta_{cs}} > \psi-1$

$$1 - \frac{\psi-1}{\eta_{cs}} > \psi \Leftrightarrow \frac{1}{1 - \frac{\psi-1}{\eta_{cs}}} < \frac{1}{\psi}$$

$$\frac{1}{1 - \frac{\psi-1}{\eta_{cs}}} + \eta_{td} - 1 < \frac{1}{\psi} + 1 - 1 = \frac{1}{\psi}$$

Donc  $\psi_d > \psi$

(23)  $e_d = c_p (\tau_{0d} - \tau_3 + \tau_{2d} - \tau_1)$

$$e_d = c_p \left[ \tau_3 \left( 1 + \frac{\psi_d - 1}{\eta_{cd}} \right) - \tau_3 + \tau_1 \left( 1 + \eta_{td} \left( \frac{1}{\psi_d} - 1 \right) \right) \right]$$

$$e_d = c_p \left[ \tau_3 \left( \frac{\psi_d - 1}{\eta_{cd}} \right) + \tau_1 \eta_{td} \left( \frac{1}{\psi_d} - 1 \right) \right]$$

$$e_d = c_p \left[ \tau_{0n} \left( 1 + \eta_{ts} \left( \frac{1}{\psi} - 1 \right) \right) \frac{\psi - 1}{\eta_{dd} (1 - \psi + \eta_{td} (\eta_{cs} + \psi - 1))} + \tau_{2n} \eta_{td} \left( 1 + \frac{\psi - 1}{\eta_{cs}} \right) \frac{1}{\eta_{td}} \left( \frac{1 - \psi}{\eta_{cs} + \psi - 1} \right) \right]$$

$$e_d = c_p \left[ \tau_{0n} \left( 1 + \eta_{ts} \left( \frac{1}{\psi} - 1 \right) \right) \frac{\psi - 1}{\eta_{cd} (1 - \psi + \eta_{td} (\eta_{cs} + \psi - 1))} + \tau_{2n} \left( \frac{1 - \psi}{\eta_{cs}} \right) \right]$$

(24)  $\eta \geq 0,94$

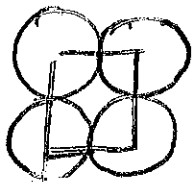
(25) Pour un rendement théorique donné, on peut se satisfaire d'un "faible" rendement isentropique si la restriction sur température est "élevée" et inversement (5)

Il faut donc trouver un compromis entre les 2 si on veut faire fonctionner le dispositif avec des températures pas trop élevée et des rendements isentropiques pas trop difficiles à atteindre non plus.

(26) fuites thermiques  
frottements et usures des pièces mobiles.

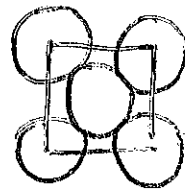
(27) 
$$\varepsilon = \frac{V_{\text{fluide}}}{V_{\text{total}}} = \frac{V_{\text{total}} - V_{\text{solide}}}{V_{\text{total}}} = 1 - \frac{V_{\text{solide}}}{V_{\text{total}}}$$

$$\varepsilon = 1 - \frac{4}{3} \frac{N \pi r^3}{a^3}$$

Pour la structure CS   $a = 2r$   
et  $N = 8 \times \frac{1}{8} = 1$

$$\varepsilon = 1 - \frac{4}{3} \times \frac{\pi}{6} = 1 - \frac{\pi}{6} = \underline{0,47} = \varepsilon$$

Pour la structure CFC  $N = 8 \times \frac{1}{8} + 6 \times \frac{1}{2}$



$$4r = a\sqrt{2}$$

$$N = 4$$

$$\varepsilon = 1 - \frac{4 \times \frac{4}{3} \pi \left( \frac{a\sqrt{2}}{4} \right)^3}{a^3}$$

$$\varepsilon = \underline{0,26}$$

La compacité  $C = 1 - \varepsilon = 0,74$  pour une maille CFC. C'est la + grande compacité que l'on puisse obtenir.

(28)  $\varepsilon_{CS}$  est plus proche de 50%.  
C'est donc la structure CS que l'on va choisir.

(29)  $\Delta T_{\text{fluide-solide}} \uparrow$  si  $h \downarrow$

Une valeur de  $h$  plus élevée permet un meilleur transfert thermique du fluide vers le solide.

(30) Pour  $h = 20 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  la température en sortie reste + faible qu'avec (6)

$h = 5 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1} \rightarrow$  on peut donc  
stocker de l'énergie plus longtemps avant  
 que le front thermique n'atteigne la  
 sortie.

31) Echange thermique réversible si  $T_{\text{fluide}}$   
et  $T_{\text{solide}}$  sont égales.

Or  $d\phi_{\text{conv}} = h(T_{\text{fluide}} - T_{\text{solide}}) dS$

Donc le transfert est réversible pour  $h \rightarrow +\infty$

32) Si  $L_e \uparrow$  la surface du front thermique  $\uparrow$   
 Donc les échanges thermiques fluide  $\rightarrow$  solide  
 se font mieux, à débit constant, le fluide  
 circule moins vite dans l'enceinte

$|T_{\text{fluide}} - T_{\text{solide}}| \downarrow \Rightarrow S_c \downarrow \Rightarrow \uparrow \uparrow$

33) De même à section égale, si le débit  
 massique augmente, les échanges thermiques ont  
 moins le temps de se faire  $\rightarrow \uparrow \downarrow$

34)  $\phi = \iint \vec{j}_{th} \cdot d\vec{S}$  Loi de Fourier

On suppose que seuls les  $\vec{j}_{th} = -\lambda \frac{dT}{dz} \vec{e}_z$   
 échanges fluide  $\rightarrow$  solide sont à considérer

$\phi = -\lambda \frac{dT}{dz} S = \frac{dE}{dt} = \frac{E_{\text{diffusé}}}{\Delta t}$

$V_{\text{solide}} = (1-E)V_e = (1-E)^{1/3} h \cdot (1-E)^{1/3} L_e \times (1-E)^{1/3} L_e$

Section occupée  $S_{\text{solide}} \rightarrow (1-E)^{2/3} L_e^2$   
 par le solide.

$E = \lambda \Delta T \frac{dS}{dz} (1-E)^{2/3} L_e^2$

$E = 3 \cdot 10^2 \times 24 \times 5600 \times (1-0,44)^{2/3} \times 10^2 \times 200$

$E = 35 \cdot 10^6 \text{ J} \ll U$

La diffusion thermique participe peu  
 aux échanges thermiques dans l'enceinte.

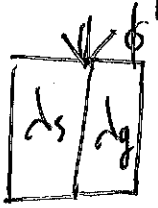
35) Modèle série

$R_{th} = R_{th1} + R_{th2}$

$d_s$	$1-E$	$\frac{L}{\lambda S} = \frac{(1-E)L}{\lambda_s S} + \frac{EL}{\lambda_g S}$
$d_g$	$E$	

Donc  $\frac{1}{\lambda} = \frac{1-E}{\lambda_s} + \frac{E}{\lambda_g}$

Modèle parallèle



$$\frac{1}{R_{th}} = \frac{1}{R_{th1}} + \frac{1}{R_{th2}}$$

$$\frac{\lambda S}{L} = \frac{\lambda_g \epsilon S}{L} + \frac{\lambda_s (1-\epsilon) S}{L}$$

Donc  $\lambda = \epsilon \lambda_g + (1-\epsilon) \lambda_s$

		Modèle série	Modèle //
Cas limite	$\epsilon \rightarrow 0$	$\lambda \rightarrow \lambda_s$	$\lambda \rightarrow \lambda_s$
	$\epsilon \rightarrow 1$	$\lambda \rightarrow \lambda_g$	$\lambda \rightarrow \lambda_g$

(36)  $\lambda_{série} > \lambda_{//}$  si  $\frac{1}{\frac{1-\epsilon}{\lambda_s} + \frac{\epsilon}{\lambda_g}} > \epsilon \lambda_g + (1-\epsilon) \lambda_s$

ssi  $\frac{\lambda_s \lambda_g}{\lambda_g (1-\epsilon) + \epsilon \lambda_s} > \epsilon \lambda_g + (1-\epsilon) \lambda_s$

$$\lambda_s \lambda_g > [\epsilon \lambda_g + (1-\epsilon) \lambda_s] [\lambda_g (1-\epsilon) + \epsilon \lambda_s]$$

$$\lambda_s \lambda_g > \epsilon \lambda_g^2 (1-\epsilon) + \epsilon^2 \lambda_s \lambda_g + \lambda_s \lambda_g (1-\epsilon)^2 + \epsilon (1-\epsilon) \lambda_s^2$$

$$1 > \epsilon \frac{\lambda_g}{\lambda_s} (1-\epsilon) + \epsilon^2 + (1-\epsilon)^2 + \frac{\lambda_s}{\lambda_g} \epsilon (1-\epsilon)$$

$$1 > \epsilon (1-\epsilon) \left[ \frac{\lambda_g}{\lambda_s} + \frac{\lambda_s}{\lambda_g} \right] + \epsilon^2 + \epsilon^2 + 1 - 2\epsilon$$

$$2\epsilon(1-\epsilon) > \epsilon(1-\epsilon) \left( \frac{\lambda_g}{\lambda_s} + \frac{\lambda_s}{\lambda_g} \right)$$

$$2 > \frac{\lambda_g}{\lambda_s} + \frac{\lambda_s}{\lambda_g} = \frac{\lambda_g^2 + \lambda_s^2}{\lambda_s \lambda_g}$$

$$2\lambda_s \lambda_g > \lambda_g^2 + \lambda_s^2 \Leftrightarrow \lambda_g^2 + \lambda_s^2 - 2\lambda_s \lambda_g < 0$$

$$(\lambda_g - \lambda_s)^2 < 0 \quad \text{IMPOSSIBLE}$$

Donc  $\lambda_{//} > \lambda_{série}$

$$\lambda_{max} = \epsilon \lambda_g + (1-\epsilon) \lambda_s$$

$$\lambda_{min} = \frac{1}{\frac{1-\epsilon}{\lambda_s} + \frac{\epsilon}{\lambda_g}}$$

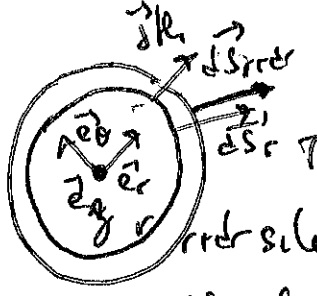
(37)  $\lambda_{max} = 0,47 \times 18 \cdot 10^{-3} + (1-0,47) \times 0,40$

$$\lambda_{max} = 0,22 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$$

$$\lambda_{min} = \frac{1}{\frac{1-0,47}{0,4} + \frac{0,47}{18 \cdot 10^{-3}}} = 0,036 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$$



38



$T = f(r, \theta, z, t)$  à priori.

$T$  ne dépend pas de  $\theta$  car la situation est invariante par rotation d'angle  $\theta$ .

$T$  ne dépend pas de  $z$  car  $L \gg r_{max}$  (Pas explicite dans l'énoncé)

Donc  $T = f(r, t)$

Bilan d'énergie sur une strate de milieu comprise entre  $r$  et  $r+dr$  durant  $dt$ .

$$d^2H = \delta H(r, t+dt) - \delta H(r, t) = \delta m (h(r, t+dt) - h(r, t))$$

$$d^2H = \rho \cdot 2\pi r L dr \frac{\partial h}{\partial t} dt = 2\pi r L \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} dr dt$$

Premier principe:  $d^2H = \delta Q = \int \vec{j}_h(r, t) \cdot \vec{dS}_r dt - \int \vec{j}_h(r+dr, t) \cdot \vec{dS}_{r+dr} dt$

$$d^2H = \vec{j}_h(r, t) \cdot 2\pi r L \vec{e}_r dt - \vec{j}_h(r+dr, t) \cdot 2\pi(r+dr)L \vec{e}_r dt$$

$$d^2H = - \frac{\partial}{\partial r} [\vec{j}_h(r, t) \cdot 2\pi r L] dr dt$$

Loi de Fourier:  $\vec{j}_h(r, t) = -\lambda \text{grad} T = -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \vec{e}_r$

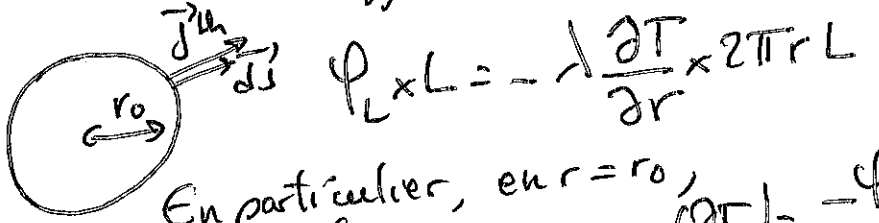
$$d^2H = - \frac{\partial}{\partial r} \left( -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \times 2\pi r L \right) dr dt = +2\pi \lambda L \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) dr dt$$

Donc  $2\pi r L \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = 2\pi \lambda L \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right)$

$$\left[ \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho c} \times \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = a \Delta T \right]$$

39  $\frac{T}{\tau} = a \frac{T}{R^2} \Rightarrow R = \sqrt{a\tau}$

40  $\Phi_L \times L = \phi = \int \vec{j}_h \cdot \vec{dS} = \int -\lambda \text{grad} T \cdot \vec{dS}$



$$\Phi_L \times L = -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \times 2\pi r L$$

En particulier, en  $r = r_0$ ,  $\Phi_L = -\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r_0} \times 2\pi r_0 \Leftrightarrow \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r_0} = \frac{-\Phi_L}{2\pi r_0 \lambda}$

41 Si  $\frac{r^2}{4at} \ll 1$  ie  $t \gg \frac{r^2}{4a}$

$$E\left(\frac{r^2}{4at}\right) \approx -\gamma - \ln\left(\frac{r^2}{4at}\right)$$

Pour les temps longs, ie  $t \gg \frac{r_0^2}{4a}$

$$T(r_0, t) = T_0 + \frac{\Phi_L}{4\pi \lambda} \left( -\gamma - \ln\left(\frac{r_0^2}{4at}\right) \right)$$

42 Au bout d'un temps suffisamment long,  $\Delta T = A + B \ln t$

avec  $A = - \frac{\varphi_L}{4\pi\lambda} \left( \gamma + \ln\left(\frac{r_0^2}{4d}\right) \right)$  et  $B = \frac{\varphi_L}{4\pi\lambda}$

On constate effectivement sur la courbe qu'après un certain temps  $\Delta T = f(\ln(t))$  suit une loi affine  $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}$

(43)  $B = \frac{\varphi_L}{4\pi\lambda} = \frac{21 - 11}{4,5 - 3} = 6,67 \text{ K}$

$\uparrow$   
 $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\text{K}^{-1}$

$\lambda = \frac{\varphi}{4\pi L B} = \frac{0,54}{4\pi \times 20 \cdot 10^{-2} \times 6,67} = 3,82 \cdot 10^{-2} \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\text{K}^{-1}$

(44)  $\lambda \in [\lambda_{\min}, \lambda_{\max}]$  et est plus proche de  $\lambda_{\min}$  de modèle série est plus proche des constatations expérimentales.