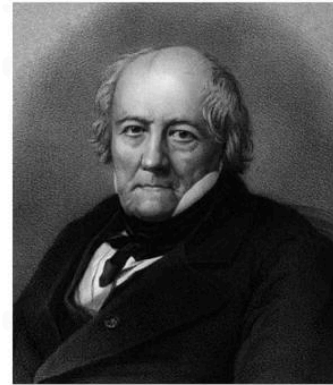
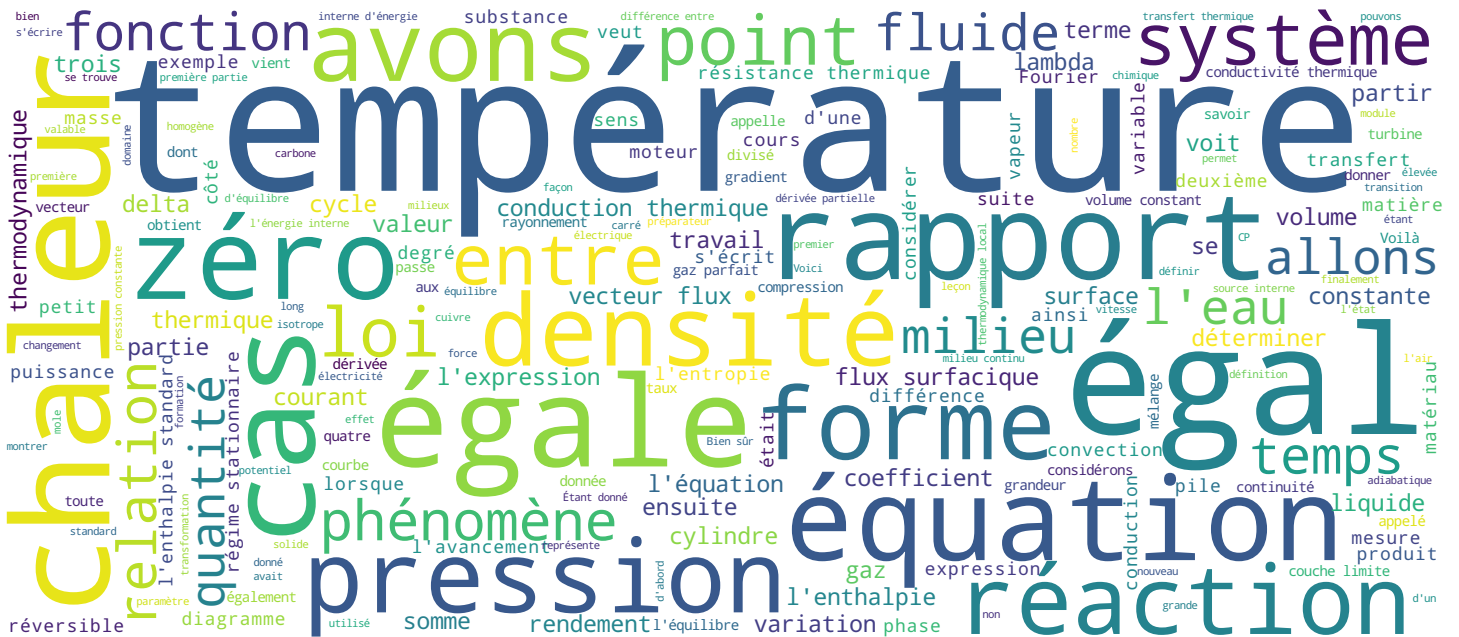


Transfert conductif en régime stationnaire



Prof. Marwan Brouche





- La conduction thermique
 - Régime stationnaire sans et avec source de chaleur
 - Résistance thermique et phénomène conducto-convectif
 - Régime non stationnaire à court terme et périodique
- Le rayonnement thermique
 - Lois de Planck, Wien et Stéfán
 - Cas du corps noir

Thermodynamique

Bonjour, je m'appelle Marouane Blush. Je suis professeur de physique à l'École supérieure d'ingénieurs de Beyrouth. C'est une institution qui fait partie de l'Université Saint-Joseph, au Liban. Aujourd'hui, on va faire ensemble un cours de thermodynamique et un domaine bien particulier de la thermodynamique, à savoir le transfert thermique. Notre cours de transfert thermique est divisé en trois parties. La première partie, on va parler de la conduction thermique en régime stationnaire. Dans la deuxième partie, nous traiterons la conduction thermique en régime stationnaire et pour finir, nous traiterons le rayonnement thermique.

Notes

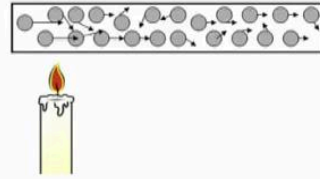
Summary



0m 04s



Présentation qualitative du phénomène



- Augmentation de l'agitation thermique des atomes
- Transfert de cette augmentation de proche en proche
- Transfert de chaleur sans mouvement macroscopique de la matière
- Mode de transfert thermique dans les solides.

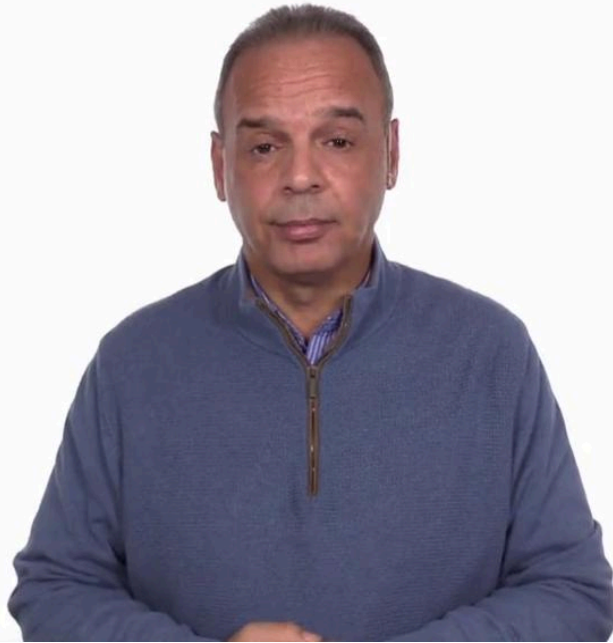
Thermodynamique

Dans cette première partie de notre cours. On va traiter la conduction en régime stationnaire. Régime stationnaire, ça veut dire quoi ? Ça veut dire que lorsque la température ne dépend pas du temps et que la température va dépendre uniquement de la variable spatiale, nous allons commencer par donner une explication qualitative à ces phénomènes de conduction thermique pour cela. Prenons l'exemple d'une barre métallique qu'on chauffe à une de ses extrémités par une bougie. On va s'en rendre compte au bout d'un certain moment que la température va s'élever le long de la barre. Pour comprendre ce qui se passe, il faut aller au niveau microscopique de la matière. Au niveau microscopique de la matière, il y a des particules qui sont en mouvement perpétuel. On appelle ça une agitation thermique. Lorsqu'on chauffe localement là bas, on augmente l'agitation thermique et cette agitation thermique va se transférer de proche en proche le long de la paroi. Comme on peut voir, c'est un transfert de chaleur, mais sans mouvement macroscopique de la matière. Donc c'est ce phénomène là qu'on appelle la conduction thermique. Cette conduction thermique, elle, est prédominante surtout dans les milieux solides.

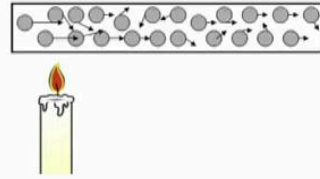
Notes

Summary





Présentation qualitative du phénomène



- Augmentation de l'agitation thermique des atomes
- Transfert de cette augmentation de proche en proche
- Transfert de chaleur sans mouvement macroscopique de la matière
- Mode de transfert thermique dans les solides.

Thermodynamique

Il y a un autre phénomène de transfert qui est prédominant dans les milieux fluides, c'est la convection, la convection. Contrairement à la conduction thermique, c'est un mode de transfert avec mouvement macroscopique de la matière.

Notes

Summary



1m 49s

Flux de chaleur surfacique

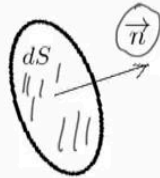


Le flux d'énergie thermique, traversant dS dans le sens de \vec{n} et par unité de temps, s'écrit :

$$\delta\Phi(W) = \underbrace{\phi_{(W/m^2)}}_{\text{flux surfacique}} dS_{(m^2)}$$

ϕ : flux surfacique, $\phi = \vec{j} \cdot \vec{n}$

\vec{j} : vecteur de flux surfacique
(ou vecteur de densité surfacique)



$$\delta\Phi = \vec{j} \cdot \vec{n} dS$$

$$\Phi = \oint_S \phi dS = \oint_S (\vec{j} \cdot \vec{n}) dS$$

$$\begin{matrix} T_1 < T_2 < T_3 \\ \leftarrow \text{Sens de } \vec{j} \end{matrix}$$

Thermodynamique

On vient de donner une explication qualitative au phénomène de conduction thermique. Maintenant, on va essayer de quantifier ce phénomène là. Pour cela, considérons une surface élémentaire de S_1 et prenons un vecteur N , un vecteur unitaire qui est perpendiculaire à DF . Le flux d'énergie thermique traversant DS dans le sens de N et par unité de temps s'écrit sous la forme de ϕ par ds , ϕ étant le flux surfacique. Le flux surfacique peut s'écrire également sous la forme d'un produit scalaire d'un vecteur j par le vecteur unitaire n . Ce vecteur j est appelé le vecteur de flux surfacique. Également, on peut. On peut l'appeler vecteur de densité surfacique. Si on revient à l'expression de la densité thermique qui traverse C dans le sens de N , on l'écrit sous la forme de J par n par EDF. Or ceci est un raisonnement sur une surface élémentaire DS . Si on veut maintenant considérer une surface macroscopique S , il suffit d'intégrer cette quantité là sur la surface entière étudiée. Comme on peut voir. C'est un vecteur de flux surfacique. Donc le caractère vectoriel va imposer un sens de transfert de l'énergie. Et dans le cas de la conduction, ce sens des transferts va se faire toujours de la température la plus élevée vers la température la moins élevée.

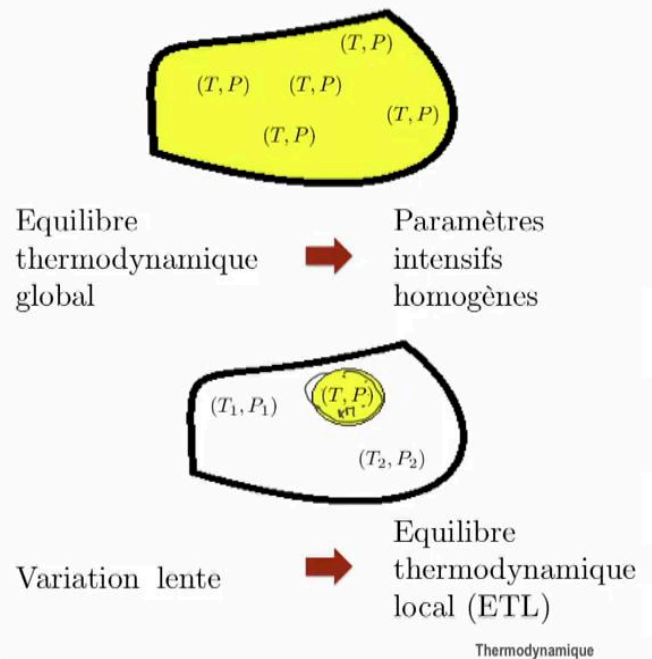
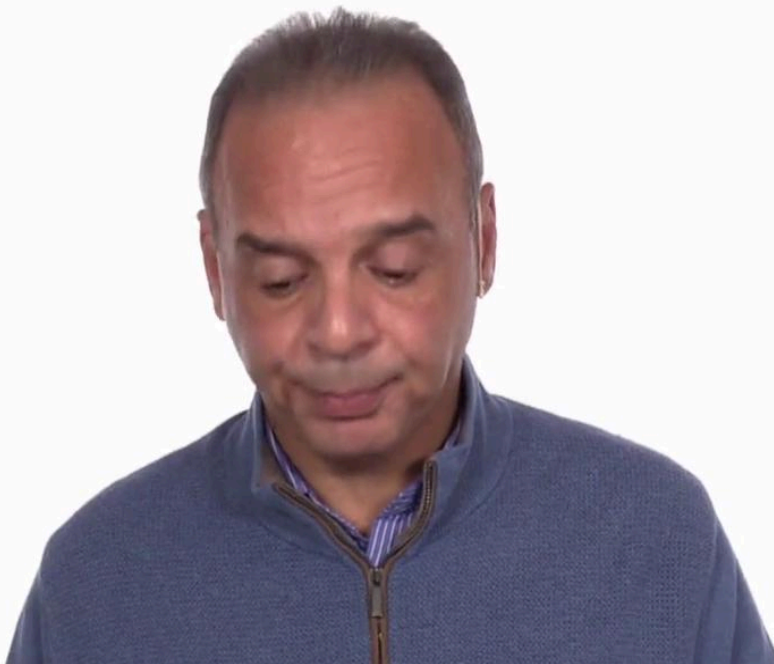
Notes

Summary



2m 01s

Axiome d'Equilibre Thermodynamique Local (ETL)



Lorsqu'un système est en équilibre thermodynamique et global, tous ses paramètres physiques sont homogènes. Ça veut dire. Ces paramètres là sont les mêmes partout dans ce système. Or, lorsqu'il y a un phénomène de conduction, le système, forcément, il est hors équilibre. Mais on va supposer que les variations de la température sont très lente. Pourquoi ? De cette façon là, je peux considérer un point M appartenant au système et entouré. 6.1 par une surface élémentaire et fait penser que cette surface est à l'équilibre. De cette façon là, je peux définir en chaque point de cette surface une température et une pression. Et on parle dans ces cas là de l'équilibre thermodynamique local, appelé également l.

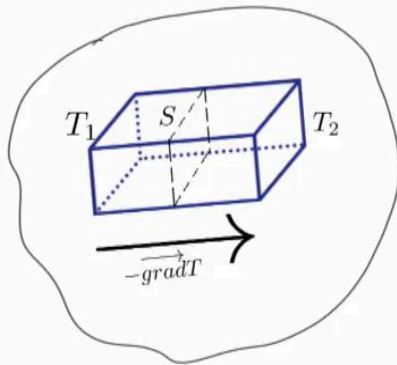
Notes

Summary



3m 44s

Loi de Fourier et analogie avec la loi d'Ohm



- Milieu homogène et isotrope
- E.T.L. //
- Loi de Joseph Fourier donne l'expression de vecteur flux surfacique pour le phénomène de conduction thermique

$$\vec{j}^{cd} = -\lambda \vec{\text{grad}} T$$

- $\lambda (\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1})$: conductivité thermique du milieu
- Le signe (-) implique que le transfert se fait du point le plus chaud au point le plus froid

Thermodynamique

Nous allons maintenant énoncer la loi de Fourier qui va donner l'expression du vecteur flux surfacique. Dans le cas du phénomène de la conduction thermique. Pour cela, considérons un milieu supposé être homogène et isotrope, et on suppose que l'action de l'hôtel, c'est à dire de l'équilibre thermodynamique local, est valable. La loi de Fourier stipule que le vecteur flux surfacique conductive s'écrit dans ce cas là sous la forme de lambda par gradient de t. Lambda est appelé la conductivité thermique du milieu. Son unité est le watt par mètre ampère kelvin un et le signe au moins dans cette loi implique que le transfert se fait toujours du point le plus chaud vers le point le plus froid.

Notes

Summary



4m 35s

Loi de Fourier et analogie avec la loi d'Ohm



Analogie entre la loi de Fourier et la loi d'Ohm microscopique (électrocinétique des courants continus):

Loi de Fourier

$$\vec{j}^{cd} = -\lambda \vec{\nabla} T$$

Loi d'Ohm microscopique

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} = -\sigma \vec{\nabla} V$$

$$\vec{j}^{cd} \text{ (densité thermique)} \Leftrightarrow \vec{j} \text{ (densité électrique)}$$

$$\lambda \text{ (conductivité thermique)} \Leftrightarrow \sigma \text{ (conductivité électrique)}$$

$$T \text{ (température)} \Leftrightarrow V \text{ (potentiel)}$$

Thermodynamique

La conduite thermique λ dépend bien sûr de la nature du milieu considéré, mais elle peut dépendre également parfois de la température. Nous avons mis ici quelques ordres de grandeur pour cette conductivité thermique. Nous commençons par les milieux solides et si on regarde les valeurs, on voit tout de suite que ce sont les cuivre et l'argent qui sont les meilleurs conducteurs thermiques. Je dois signaler ici que ces milieux là, le cuivre et l'argent, sont également des très bons conducteurs électriques. C'est à dire que les deux phénomènes, les phénomènes thermiques et électriques, sont généralement libres lorsqu'on passe au deuxième tableau. Dans les milieux fluides, on voit tout de suite que la valeur de λ va baisser énormément. Pourquoi ? Parce que généralement, dans ces milieux fluides, c'est la convection thermique qui prédomine et qui masque la conduction thermique. On vient de voir que la loi de Fourier dans l'expression du vecteur flux surfacique sous la forme de moins de T . Or, en électricité, il y a également une loi qu'on appelle la loi d'Ohm microscopique, qui relie la densité électrique au gradient de potentiel. Par la formule J est égale à un segment gradient de 20 .

Notes

Summary



5m 24s

Loi de Fourier et analogie avec la loi d'Ohm



Analogie entre la loi de Fourier et la loi d'Ohm microscopique (électrocinétique des courants continus):

Loi de Fourier

$$\vec{j}^{cd} = -\lambda \vec{\nabla} T$$

Loi d'Ohm microscopique

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} = -\sigma \vec{\nabla} V$$

$$\vec{j}^{cd} \text{ (densité thermique)} \Leftrightarrow \vec{j} \text{ (densité électrique)}$$

$$\lambda \text{ (conductivité thermique)} \Leftrightarrow \sigma \text{ (conductivité électrique)}$$

$$T \text{ (température)} \Leftrightarrow V \text{ (potentiel)}$$

Thermodynamique

On voit tout de suite qu'il y a une analogie parfaite entre la loi de Fourier et la loi d'Ohm microscopique. On peut même faire une équivalence entre les différents paramètres des deux domaines, c'est à dire la densité thermique. Dans le domaine des transferts constructifs, son équivalence en électricité, ça va être g la densité électrique. La conductivité thermique λ va trouver son équivalent en électricité σ qui est la conductivité électrique et pour finir l'équivalent de la température. C'est le potentiel dans le domaine de l'électricité.

Notes

Summary



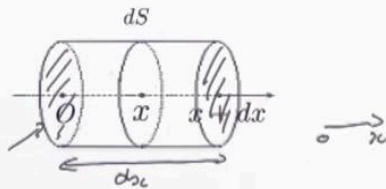
6m 40s

Equation de la chaleur unidirectionnelle

Milieu homogène, isotrope, ETL

μ : masse volumique

c : chaleur massique



Selon le premier principe de la thermodynamique, pendant l'intervalle de temps dt :

$$\delta Q = dH = c \cdot m(dT) = c \cdot dx \cdot dS \cdot \mu \cdot dT$$

- le cylindre reçoit par conduction par la base en x la chaleur:

$$\delta Q(x, t) = j^{cd}(x, t) dS dt$$

- le cylindre perd par conduction par la base en $x + dx$ la chaleur

$$\delta Q(x + dx, t) = -j^{cd}(x + dx, t) dS dt$$

Thermodynamique

Nous allons maintenant établir l'équation de la diffusion de la chaleur dans un milieu qui est supposé homogène et isotrope et dans lequel l'équilibre thermodynamique local est supposé être valable. Ce milieu, il est caractérisé par sa masse volumique μ et par sa chaleur massique c . C'est un isolant par la pensée, un cylindre. De longueur dx et de section normale dS . On va supposer que la conduction est unidirectionnelle, c'est à dire elle va se faire uniquement selon l'axe X . Appliquant le premier principe de la thermodynamique sur ce cylindre pendant l'intervalle de temps dt . L'échange thermique entre le cylindre et le milieu extérieur va être égal à la variation de l'enthalpie de ce cylindre là, qui s'écrit sous la forme de c par la masse du cylindre par la variation de la température du cylindre des grandes. Faisons maintenant le bilan thermique de ce cylindre avec le milieu extérieur. Par la section dS en X , il y a une quantité de chaleur qui va rentrer par convection, qui s'écrit sous la forme de j^{cd} par des espaces dt et par la section de s en x plus dx . Il y a une quantité de chaleur. Qui va sortir. Pendant le temps dt qui s'écrit sous la forme j^{cd} en $X + dx$ c'était dS d'écart et le sens signifie ici que la chaleur est perdue par le cylindre.

Notes

Summary



Equation de la chaleur unidirectionnelle



$$-\frac{\partial j^{cd}(x,t)}{\partial x} dt + \rho(x,t) dt = \mu c dT$$

Or, d'après la loi de Fourier:

$$j^{cd}(x,t) = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}$$

D'où:

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

Equation de la chaleur à une dimension

Thermodynamique

Il peut avoir une source interne d'énergie, une réaction chimique, une réaction nucléaire qui libère à l'intérieur de ces cylindres là une puissance volumique d'énergie caractérisée par ρ au état donc. l'Énergie libérée par. Cette source interne d'énergie va s'écrire sous la forme de, représentée par le volume élémentaire du cylindre, c'est à dire dx par des s par le temps élémentaire d'étain. Revenons à l'équation qui traduit le premier principe de la thermodynamique remplaçant ces échanges thermiques et qu'on vient de citer. Dans cette équation, on va tomber sur l'équation suivante. La différence entre le vecteur flux surfacique en x et dx fait apparaître ici la dérivée partielle du vecteur surfacique par rapport à la variable spatiale x . En remplaçant maintenant ce vecteur flux surfacique par l'expression qui est donnée par la loi de Fourier. On arrive à une équation finale qui s'écrit sous la forme de λ par la dérivée seconde de la température par rapport à x carré. Plus c'est la puissance volumique donnée par la source interne d'énergie égale au produit de la masse volumique, par la chaleur massique, par la dérivée partielle de la température par rapport au temps.

Notes

Summary



9m 08s

Equation de la chaleur unidirectionnelle



$$-\frac{\partial j^{cd}(x,t)}{\partial x} dt + \rho(x,t) dt = \mu c dT$$

Or, d'après la loi de Fourier:

$$j^{cd}(x,t) = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}$$

D'où:

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

Equation de la chaleur à une dimension

Thermodynamique

Cette équation est appelée l'équation dite de la chaleur. Dans le cas de la conduction unidirectionnelle, tout de suite, on peut voir qu'il y a une différence entre la dérivation par rapport au temps et la dérivation par rapport à la valeur spatiale, parce que dans un cas on est au premier ordre et dans un deuxième cas on est au deuxième ordre, ce qui donne le caractère diffusivité de la conduction thermique.

Notes

Summary

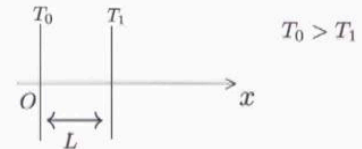


10m 28s

Régime permanent sans source interne



$$\frac{\partial T}{\partial t} = \rho(x, t) = 0$$



$$\Delta T = 0 \Rightarrow T = ax + b$$

$$\text{en } x = 0; T = T_0 = b$$

$$\text{en } x = L; T = T_1 = aL + T_0 \Rightarrow a = \frac{T_1 - T_0}{L}$$

$$T(x) = \left(\frac{T_1 - T_0}{L} \right) x + T_0$$

Thermodynamique

Nous allons prendre maintenant un cas particulier le cas où il n'y a pas de source interne d'énergie. On est toujours dans le cas où la température est indépendante du temps. C'est à dire ? Le régime est un régime stationnaire. Pour traiter ce cas, on va considérer un mur d'épaisseur L tel x est égal à zéro, on impose la température T_0 et on essaie égale à L . La température est égale à T_1 et on suppose que la température T_0 est supérieure à la température T_1 . L'équation dite de la chaleur établie auparavant va s'écrire dans notre cas sous la forme de laplacien de T égal à zéro. Une double intégration par rapport à la variable X nous donne une fonction linéaire de la température avec deux constantes A et B . Pour déterminer ces deux constantes, il faut prendre les conditions aux limites, c'est à dire x égal à zéro. La température est égale à zéro. X est égal à L , la température est égale à T_1 . Dans ces cas là, on écrira finalement la température en fonction de X sous la forme de $t_1 t_0$ sur $l X$ plus t_0 .

Notes

Summary



10m 54s



$$\vec{j}^{cd}(x, t) = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \vec{i}$$

$$\vec{j}^{cd}(x, t) = \lambda \frac{T_0 - T_1}{L} \vec{i}$$

$$P = j^{cd} \cdot S = \frac{\lambda S}{L} (T_0 - T_1)$$

$$P = \frac{T_0 - T_1}{R_{Th}}; R_{Th} = \frac{L}{\lambda S} (W^{-1} \cdot K)$$

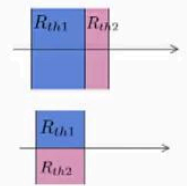
Lois d'association des résistances thermiques

- Association en série:

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

- Association en parallèle:

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



Thermodynamique

À partir de la loi de Fourier, on peut déterminer le vecteur flux surfacique. Étant donné que c'est moins la dérivée partielles de T par rapport à X. On peut même déterminer également la puissance thermique. Il suffit de multiplier le vecteur flux surfacique par la surface s à travers laquelle l'énergie thermique passe. On obtient une équation qui donne la valeur de pin en fonction de la différence de température t0 t1. Donc P est égal à lambda est L par t0 t1. On peut toujours à écrire cette puissance là sous la forme de la différence de température sur un paramètre qu'on va appeler la résistance thermique du milieu. Par identification, la résistance thermique du milieu va s'écrire sous la forme de l sur lambda s. Comme en électricité, le centre physique de cette résistance va être le suivant plus le milieu va avoir une résistance thermique grande, moins il va être un bon conducteur thermique et les lois d'association des résistances thermiques et la sont les mêmes que les lois d'association pour la résistance électrique. C'est à dire ? Si je prends par exemple une association en série, je place deux milieux en série caractérisée par la résistance thermique un th un et une deuxième résistance rt h2.

Notes

Summary





$$\vec{j}^{cd}(x, t) = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \vec{i}$$

$$\vec{j}^{cd}(x, t) = \lambda \frac{T_0 - T_1}{L} \vec{i}$$

$$P = j^{cd} \cdot S = \frac{\lambda S}{L} (T_0 - T_1)$$

$$P = \frac{T_0 - T_1}{R_{Th}}; R_{Th} = \frac{L}{\lambda S} (W^{-1} \cdot K)$$

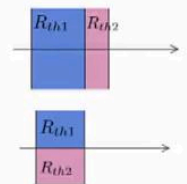
Lois d'association des résistances thermiques

- Association en série:

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

- Association en parallèle:

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



Thermodynamique

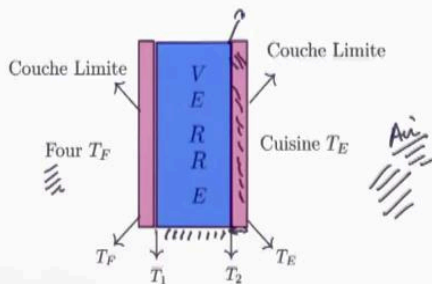
La résistance équivalente, ça va être la somme de deux résistances. C'est maintenant, on place deux milieux en parallèle. Un sur la résistance équivalente va être égal à un tu hth un plus un RT Th2.

Notes

Summary



Couche limite et influence conducto-convectif



Formation d'une couche de fluide d'épaisseur d à l'interface entre l'air et le verre.

- $h = \frac{\lambda_F}{d}$ Coefficient de transfert conducto-convectif
- $R_{CL} = \frac{d}{\lambda_F \cdot S} = \frac{1}{h \cdot S}$
- R_{CL} dépend de l'écoulement du fluide
- $j^{cc} = h \Delta T$ loi de Newton

Mode de transfert	Fluide	$h(W.m^{-2}.K^{-1})$
Convection naturelle	Gaz	5 à 30
	Eau	100 à 1000
Convection force	Gaz	100 à 300
	Eau	300 à 1200

Thermodynamique

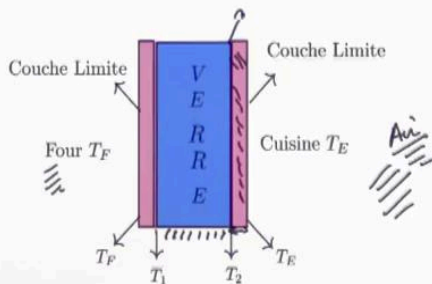
Nous allons maintenant étudier l'influence de la convection sur le phénomène de conduction thermique. Pour cela, prenons l'exemple pratique d'un four qui est placé à l'intérieur d'une cuisine. Le four, ou plutôt la porte du four va être caractérisé ici. Un milieu d'une certaine épaisseur envers l'air de la cuisine se trouve de ce côté là. L'intérieur du four se trouve de ce côté là. Il se trouve que, à l'interface entre le solide et le fluide, il va y avoir une couche limite qui va se former. C'est une couche de fluide qui l'air ici dedans. Les particules se trouvent immobiles, c'est à dire que le transfert va se faire sous forme d'un transfert convectif. La largeur de cette couche limite va dépendre de deux choses de la viscosité du fluide et du mouvement du fluide autour. Du vert. À partir de là, on peut déterminer ou plutôt définir. Un coefficient h qui est le rapport de la quantité thermique du fluide sur l'épaisseur de la couche qu'on appelle évolution de transfert conducteur convectif et en déduire une résistance thermique de cette couche limite qui est le rapport de D sur λ pas s.

Notes

Summary



Couche limite et influence conducto-convectif



Formation d'une couche de fluide d'épaisseur d à l'interface entre l'air et le verre.

- $h = \frac{\lambda_F}{d}$ Coefficient de transfert conducto-convectif
- $R_{CL} = \frac{d}{\lambda_F \cdot S} = \frac{1}{h \cdot S}$
- R_{CL} dépend de l'écoulement du fluide
- $j^{cc} = h \Delta T$ loi de Newton

Mode de transfert	Fluide	$h(W.m^{-2}.K^{-1})$
Convection naturelle	Gaz	5 à 30
	Eau	100 à 1000
Convection force	Gaz	100 à 300
	Eau	300 à 1200

Thermodynamique

Bien sûr, cette résistance thermique qui est naissance thermique de la couche limite va dépendre de l'écoulement du fluide, c'est à dire de la convection et de la nature des fluides. Le vecteur flux conductive qui traverse la couche limite, on va l'appeler j^{cc} parce que c'est le conducteur convectif et va être égal dans notre cas ici à $hPa \Delta T$ appelé sous le nom de la loi de Newton. Dans le tableau qui suit, on a donné quelques ordre de grandeur pour H et on voit tout de suite que lorsqu'on passe de la convection naturelle à une convection forçait. La valeur de H va être beaucoup plus élevée dans le cas de la convection forcée.

Notes

Summary



15m 01s

Conclusion



Thermodynamique

On vient de voir dans cette première partie. Le phénomène de contradiction dans un régime bien particulier est le régime stationnaire, c'est à dire lorsque la température est indépendante du temps. On a établi une équation qu'on a appelé l'équation dite de la chaleur. À partir de cette équation, on peut déterminer la répartition spatiale de la température dans le milieu étudiant, et on a défini également ce qu'on appelle une résistance thermique qui va nous renseigner sur le degré de conductivité thermique du milieu. Et pour finir, on a vu l'influence de la convection sur les phénomènes de conduction, un phénomène qu'on a appelé la conduction convection. Je vous invite maintenant à aller voir la vidéo dans laquelle on va exposer l'application sur la conduction thermique dans un mur composite.

Notes

Summary



15m 48s