

CPGE ATS

Programme de colles – Semaine 18 (3 au 8 mars 2025)

Chapitres étudiés et questions de cours :

T6 : Conduction thermique

EM1 : Electrostatique du vide (début)

Réponses attendues en bleu ou manuscrit.

1^{ère} question de cours : questions 1 à 10

2^{ème} question de cours : questions 11 à 15

Rappel : les expressions de la divergence et du gradient doivent être connues, en coordonnées cartésiennes. Elles sont fournies en coordonnées cylindriques.

$f(x, y, z)$ est un champ scalaire quelconque. $\vec{A}(x, y, z)$ est un champ vectoriel quelconque. Pour alléger les notations des dérivées partielles, on ne note pas les variables qui sont gardées fixées, mais elles sont sous-entendues.

On note les vecteurs avec la notation $\vec{A} = \begin{pmatrix} A_x \\ A_y = A_x \vec{e}_x + A_y \vec{e}_y + A_z \vec{e}_z \\ A_z \end{pmatrix}$

On introduit le "vecteur" nabla : $\vec{\nabla} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix}$. Ce n'est pas vraiment un vecteur. C'est un moyen pratique de

retrouver les formules des différents opérateurs en coordonnées cartésiennes (mais pas forcément pour les autres systèmes de coordonnées).

Opérateur	Remarque importante	Expression en coordonnées cartésiennes	Comment le retrouver avec nabla
Gradient $\vec{\text{grad}} f$	s'applique à un scalaire retourne un vecteur	$\begin{pmatrix} \frac{\partial f}{\partial x} \\ \frac{\partial f}{\partial y} \\ \frac{\partial f}{\partial z} \end{pmatrix}$	$\vec{\nabla} f = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} f = \begin{pmatrix} \frac{\partial f}{\partial x} \\ \frac{\partial f}{\partial y} \\ \frac{\partial f}{\partial z} \end{pmatrix}$
Divergence $\text{div } \vec{A}$	s'applique à un vecteur retourne un scalaire	$\frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z}$	$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \\ A_z \end{pmatrix} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z}$
Rotationnel $\vec{\text{rot}} \vec{A}$	s'applique à un vecteur retourne un vecteur	$\begin{pmatrix} \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \\ \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \\ \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \end{pmatrix}$	$\vec{\nabla} \wedge \vec{A} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \\ A_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \\ \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \\ \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \end{pmatrix}$

Données de la divergence et du rotationnel en coordonnées cylindriques :

Vecteurs de base : $\vec{u}_r, \vec{u}_\theta, \vec{u}_z$

$$\text{div}(\vec{a}) = \frac{1}{r} \frac{\partial(r \cdot a_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(a_\theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial(a_z)}{\partial z}$$

$$\text{rot}(\vec{a}) = \left[\frac{1}{r} \frac{\partial(a_z)}{\partial \theta} - \frac{\partial(a_\theta)}{\partial z} \right] \cdot \vec{u}_r + \left[\frac{\partial(a_r)}{\partial z} - \frac{\partial(a_z)}{\partial r} \right] \cdot \vec{u}_\theta + \frac{1}{r} \left[\frac{\partial(r \cdot a_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial(a_r)}{\partial \theta} \right] \cdot \vec{u}_z$$

- 1) Définir le vecteur densité de flux thermique $\vec{J}_Q$ par la loi de Fourier, la conductivité thermique λ (+ unité), le Flux thermique échangé(e) Φ_Q .

On définit le **vecteur densité de flux thermique** $\vec{J}_Q$:

$$\vec{J}_Q(M, t) = -\lambda \cdot \overrightarrow{\text{grad}T}(M, t) \text{ ou } \boxed{\vec{J}_Q = -\lambda \cdot \overrightarrow{\text{grad}T}}$$

Loi de Fourier

$\vec{J}_Q$ en W.m^{-2}

λ : **conductivité thermique** du matériau ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)

On définit la **Puissance thermique** ou **Flux thermique** échangé(e) Φ_Q :

$$\Phi_Q(M, t) = \iint_S \vec{J}_Q(M, t) \cdot \vec{dS} \text{ ou } \Phi_Q = \iint_S \vec{J}_Q \cdot \vec{dS} \text{ en watts (W)}$$

- 2) Donner les analogies entre grandeurs thermiques et grandeurs électriques.

Grandeur thermique	Grandeur électrique
$\vec{J}_Q = -\lambda \cdot \overrightarrow{\text{grad}T}$ Densité de flux thermique (W.m^{-2})	$\vec{J}_e = -\sigma \cdot \overrightarrow{\text{grad}E}$ Densité de courant (A.m^{-2})
T Température (K)	V Potentiel électrique (V)
λ Conductivité thermique ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)	σ Conductivité électrique ($\Omega^{-1}.\text{m}^{-1}$)
$\Phi_Q = \iint_S \vec{J}_Q \cdot \vec{dS}$ Flux ou puissance thermique (W)	$I = \iint_S \vec{J}_e \cdot \vec{dS}$ Intensité électrique (A)
R_{th} Résistance thermique (K.W^{-1})	R Résistance électrique (Ω ou V.A^{-1})

- 3) Donner l'expression de la résistance thermique + unité.

$$R_{th} = \frac{L}{\lambda S} \quad \text{résistance thermique (K.W}^{-1}\text{)}$$

L : Longueur ou épaisseur (m)

S : Section ou surface (m^2)

λ : **conductivité thermique** du matériau ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)

- 4) Dans le cas de l'échange conducto-convectif, donner l'expression de la densité de flux thermique + unité.

Flux thermique par unité de surface = densité de flux thermique (W.m^{-2}) :

$$\varphi_{CC} = -\lambda_{fluide} \left(\frac{T_{fluide} - T_{paroi}}{e} \right) = h \cdot (T_{paroi} - T_{fluide})$$

e : épaisseur de la couche limite

$$h = \frac{\lambda_{fluide}}{e}, \text{ coefficient de transfert conducto-convectif}$$

h en $\text{W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$

- 5) Définir la force électrostatique par la loi de Coulomb.



La **force électrostatique** est définie par la **loi de Coulomb** :

$$\vec{F}_{1 \text{ sur } 2} = -\vec{F}_{2 \text{ sur } 1} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \vec{u}_{r_1} = -\frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \vec{u}_{r_2}$$

ϵ_0 : Permittivité diélectrique du vide, ϵ_0 en F.m^{-1} (farads par mètre)

- 6) Définir le champ électrostatique + unités.

Le **champ électrostatique** créé, en tout point M de l'espace, par une **charge ponctuelle q** située en P, est **radial** et ne dépend que de la distance $r = PM$:

$$\vec{E}(M) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \vec{u}_r$$

Unités : E en V.m^{-1} , q en C ou F.V, ϵ_0 en F.m^{-1} , r^2 en m^2

- 7) Dessiner et orienter les lignes de champ électrostatique $\vec{E}$ dans les cas suivants :

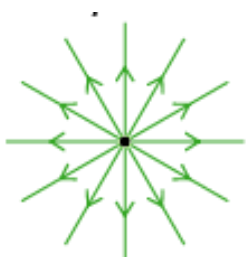
- Une charge ponctuelle $q > 0$;
- Une charge ponctuelle $q < 0$;
- Deux charges ponctuelles de signe opposé.

Une charge ponctuelle q :

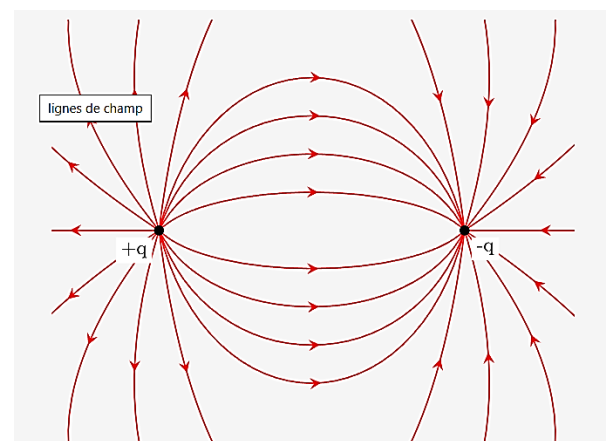
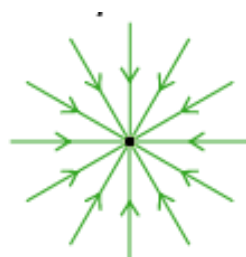
Deux charges ponctuelles de signe opposé :

$q > 0$

$q < 0$



CPGE ATS



8) Donner les règles de symétries et antisymétries de distribution de la charge.

Plan de symétrie

Π : Plan de symétrie de la distribution de charges

⇒ Π : Plan de symétrie du champ électrostatique $\vec{E}$.

⇒ Pour tout point M du plan de symétrie, le champ $\vec{E}(M)$ est contenu dans ce plan.

Plan d'antisymétrie

Π^* : Plan d'antisymétrie de la distribution de charges

⇒ Π^* : Plan d'antisymétrie du champ électrostatique $\vec{E}$.

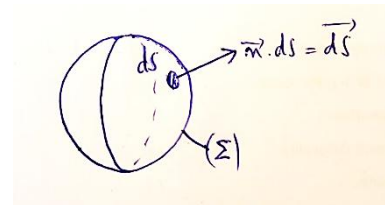
⇒ Pour tout point M du plan d'antisymétrie, le champ $\vec{E}(M)$ est perpendiculaire à ce plan.

9) Enoncer le **Théorème de Gauss**.

(Σ) surface fermée orientée vers l'extérieur,

$Q_{int} = \sum q_i$ situées à l'intérieur de (Σ) ,

ϵ_0 : Permittivité diélectrique du vide



Théorème de Gauss :

$$\oiint_{\Sigma} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q_{int}}{\epsilon_0}$$

10) Enoncer l'équation de **Maxwell-Gauss**.

L'équation de **Maxwell-Gauss** traduit localement le **Théorème de Gauss** :

Equation de Maxwell-Gauss :

$$\text{div} \vec{E} = \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

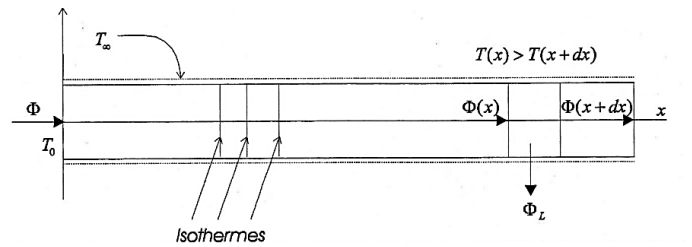
ρ : densité volumique de charges ($\text{C} \cdot \text{m}^{-3}$)

ϵ_0 : Permittivité diélectrique du vide, $\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$

Si $\rho = 0$ (pas de charge électrique, localement) :

$$\text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} = 0$$

11) Propagation de la chaleur dans une barre cylindrique calorifugée : réaliser un bilan de puissances, établir la relation $T(x)$ dans le cas du régime stationnaire.



Conditions aux limites : $T(x = 0) = T_0$ $T(x = L) = T_1$

On étudie le phénomène en **régime stationnaire**.

$$\Rightarrow T(x, t) = T(x)$$

Bilan des puissances thermiques entrantes dans un élément de longueur dx :

$$\begin{aligned} & \Phi(x) - \Phi(x + dx) \\ &= \iint_S \vec{J}_Q(x) \cdot \vec{dS} \\ & - \iint_S \vec{J}_Q(x + dx) \cdot \vec{dS} \\ &= \iint_S -\lambda \cdot \overrightarrow{\text{grad}T}(x) \cdot \vec{dS} \\ & - \iint_S -\lambda \cdot \overrightarrow{\text{grad}T}(x + dx) \cdot \vec{dS} \\ &= \iint_S -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x}(x) \cdot \vec{u}_x \cdot \vec{dS} - \iint_S -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x}(x + dx) \cdot \vec{u}_x \cdot \vec{dS} = -\lambda S \frac{\partial T}{\partial x}(x) + \lambda S \frac{\partial T}{\partial x}(x \\ & + dx) = +\lambda S \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}(x) dx \end{aligned}$$

Régime stationnaire

$$\Rightarrow \Phi(x) = \Phi(x + dx)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}(x) = 0$$

$$\Rightarrow T(x) = ax + b$$

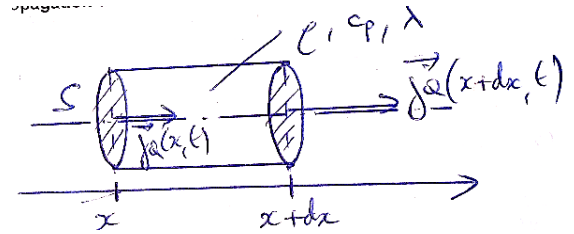
Conditions aux limites : $T(x = 0) = T_0$ $T(x = L) = T_1$

$$T(0) = T_0 = a \quad T(L) = T_1 = aL + b$$

$$\Rightarrow a = \frac{T_1 - T_0}{L}$$

On obtient :
$$T(x) = \frac{T_1 - T_0}{L} x + T_0$$

12) Propagation de la chaleur dans une barre cylindrique calorifugée : réaliser un bilan énergétique, établir l'équation de la chaleur, définir le coefficient de diffusion thermique D .



Système : Volume élémentaire dV de section S et de longueur dx : $dV = S \cdot dx$

Variation élémentaire d'enthalpie pendant une durée élémentaire dt :

$$d^2H = c_p \cdot dm \cdot dT = c_p \cdot \rho \cdot dV \cdot dT = c_p \cdot \rho \cdot S \cdot dx \cdot [T(x, t + dt) - T(x, t)] = c_p \cdot \rho \cdot S \cdot dx \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \cdot dt$$

Bilan d'énergie dans un élément de longueur dx pendant la durée dt :

$$\delta^2Q = [\Phi(x, t) - \Phi(x + dx, t)]dt = [j_Q(x, t) - j_Q(x + dx, t)]Sdt = +\lambda S \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}(x) dx dt$$

Premier principe entre les instants t et $t + dt$: $d^2H = \delta^2Q$

$$c_p \cdot \rho \cdot S \cdot dx \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \cdot dt = +\lambda S \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \cdot dx \cdot dt$$

Après simplification :

$$c_p \cdot \rho \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = +\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$

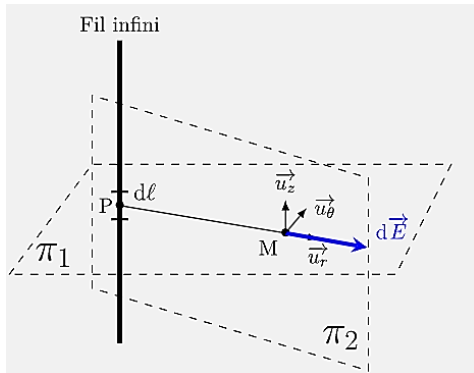
$$\frac{\lambda}{c_p \cdot \rho} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{\partial T}{\partial t} = 0$$

Equation de la diffusion thermique = Equation de la chaleur

$$\frac{\lambda}{c_p \cdot \rho} = D$$

D : coefficient de diffusion thermique ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)

13) Cas du fil infini avec charge linéique λ : Déterminer le champ électrostatique $\vec{E}(M)$ dans tout l'espace par utilisation du théorème de Gauss.



Système de coordonnées cylindriques $(\vec{u}_r, \vec{u}_\theta, \vec{u}_z)$ centré sur le fil.

On cherche à déterminer le champ électrostatique $\vec{E}(M)$ en tout point M de l'espace.

A priori : $\vec{E}(M) = E_r(r, \theta, z) \cdot \vec{u}_r + E_\theta(r, \theta, z) \cdot \vec{u}_\theta + E_z(r, \theta, z) \cdot \vec{u}_z$

Plans de **symétrie** de la distribution de charges et passant par M :

$\Pi_1 = (M, \vec{u}_r, \vec{u}_\theta)$ = Plan perpendiculaire au fil passant par M

$\Pi_2 = (M, \vec{u}_r, \vec{u}_z)$ = Plan passant par le fil et par M

$\Rightarrow \vec{E}(M)$ appartient à ces 2 plans : $\vec{E}(M)$ suivant $\vec{u}_r$

$\Rightarrow \vec{E}(M) = E_r(r, \theta, z) \cdot \vec{u}_r$

Invariance en translation suivant $z \Rightarrow \vec{E}(M)$ ne dépend pas de z

Invariance en rotation autour de $z \Rightarrow \vec{E}(M)$ ne dépend pas de θ

$\Rightarrow$ Conclusion des symétries et invariances : $\vec{E}(M) = E_r(r) \cdot \vec{u}_r$

Surface de Gauss Σ fermée : cylindre de hauteur h et de rayon r (passant par M) centré sur le fil.

Théorème de Gauss :

$$\oiint_{\Sigma} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q_{int}}{\epsilon_0}$$

$$\text{Or : } \oiint_{\Sigma} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \iint_{S_1} \vec{E} \cdot d\vec{S} + \iint_{S_2} \vec{E} \cdot d\vec{S} + \iint_{S_3} \vec{E} \cdot d\vec{S}$$

$$\text{Avec : } \iint_{S_1} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \iint_{S_1} \vec{E} \cdot \vec{n}_{ext 1} \cdot dS = 0 \text{ car } \vec{E} \perp \vec{n}_{ext 1}$$

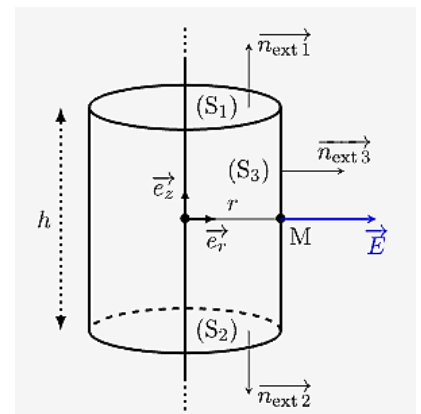
$$\iint_{S_2} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \iint_{S_2} \vec{E} \cdot \vec{n}_{ext 2} \cdot dS = 0 \text{ car } \vec{E} \perp \vec{n}_{ext 2}$$

$$\iint_{S_3} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \iint_{S_3} \vec{E} \cdot \vec{n}_{ext 3} \cdot dS = \iint_{S_3} E \cdot dS = E \cdot S = E \cdot 2\pi r h$$

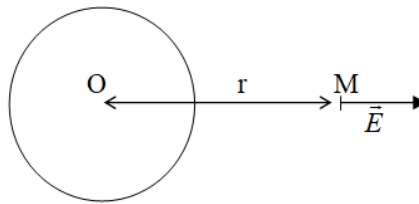
De plus : $Q_{int} = \lambda h$

$$\text{On obtient : } E \cdot 2\pi r h = \frac{\lambda h}{\epsilon_0} \text{ d'où : } E = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r}$$

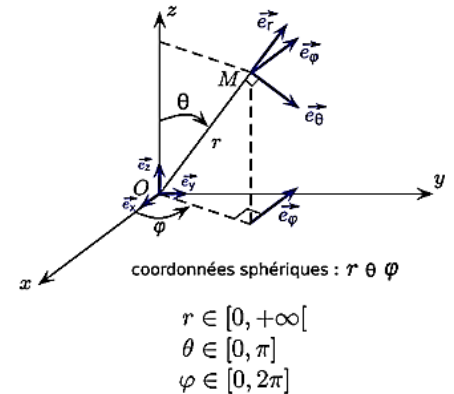
Conclusion : $\vec{E}(M) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r} \cdot \vec{u}_r$



- 14) Cas d'une sphère chargée (rayon R , densité de charge surfacique σ , charge totale q) :
Déterminer le champ électrostatique $\vec{E}(M)$ dans tout l'espace par utilisation du théorème de Gauss.



Système de coordonnées
sphérique ($\vec{u}_r, \vec{u}_\theta, \vec{u}_\varphi$) centré sur la sphère chargée.



On cherche à déterminer le champ électrostatique $\vec{E}(M)$ en tout point M de l'espace.

A priori : $\vec{E}(M) = E_r(r, \theta, \varphi) \cdot \vec{u}_r + E_\theta(r, \theta, \varphi) \cdot \vec{u}_\theta + E_\varphi(r, \theta, \varphi) \cdot \vec{u}_\varphi$

Symétries : Tout plan passant par M et le centre O de la sphère est plan de symétrie de la distribution de charges

- $\Rightarrow \vec{E}(M)$ (appartenant à tout plan de symétrie) orienté suivant $\vec{u}_r$ (radial)
- $\Rightarrow \vec{E}(M) = E_r(r, \theta, \varphi) \cdot \vec{u}_r$

Invariances en rotation suivant θ et φ

- $\Rightarrow \vec{E}(M)$ ne dépend ni de θ ni de φ

Conclusion des symétries et invariances : $\vec{E}(M) = E_r(r) \cdot \vec{u}_r$

Surface de Gauss fermée Σ : sphère de rayon r (passant par M) concentrique avec la sphère chargée de rayon R .

Théorème de Gauss : $\oint_{\Sigma} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q_{int}}{\epsilon_0}$

2 cas sont possibles :

Pour M à l'extérieur de la sphère :

$$\oint_{\Sigma} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \oint_{\Sigma} \vec{E} \cdot \vec{n} \cdot dS = \oint_{\Sigma} E \cdot dS = E \cdot S = E \cdot 4\pi r^2$$

De plus : $Q_{int} = \sigma \cdot S_{sphère chargée} = \sigma \cdot 4\pi R^2 = Q$

On obtient : $E \cdot 4\pi r^2 = \frac{Q}{\epsilon_0}$ d'où : $E = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2}$

Conclusion : $\vec{E}(M) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cdot \vec{u}_r$ Tout se passe comme si toute la charge était concentrée en O.

Pour M à l'intérieur de la sphère : $Q_{int} = 0$ d'où : $\vec{E}(M) = \vec{0}$

15) Cas d'un plan infini (densité de charge surfacique σ_0) : Déterminer le champ électrostatique $\vec{E}(M)$ dans tout l'espace par utilisation du théorème de Gauss.

On cherche à déterminer le champ électrostatique $\vec{E}(M)$ en tout point M de l'espace.

A priori : $\vec{E}(M) = E_x(x, y, z) \cdot \vec{u}_x + E_y(x, y, z) \cdot \vec{u}_y + E_z(x, y, z) \cdot \vec{u}_z$

Symétries : Tout plan passant par (Mz) est plan de symétrie de la distribution de charges

$\Rightarrow \vec{E}(M)$ (appartenant à tout plan de symétrie) orienté suivant $\vec{u}_z$ (vertical)

$\Rightarrow \vec{E}(M) = E_z(x, y, z) \cdot \vec{u}_z$

Invariance en translation suivant $x \Rightarrow \vec{E}(M)$ ne dépend pas de x

Invariance en rotation autour de $y \Rightarrow \vec{E}(M)$ ne dépend pas de y

$\Rightarrow$ Conclusion des symétries et invariances : $\vec{E}(M) = E_z(z) \cdot \vec{u}_z$

De plus, le plan chargé est plan de symétrie $\Rightarrow E_z(-z) = -E_z(z)$

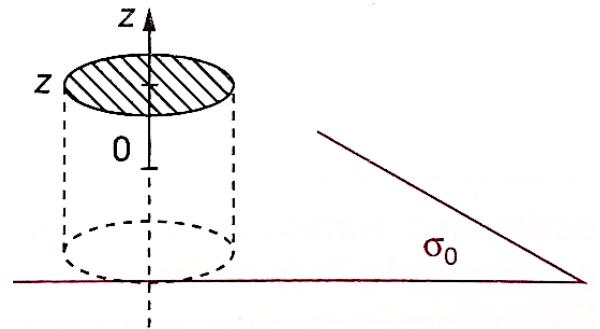
Surface de Gauss Σ fermée : cylindre de rayon r compris entre les altitudes z et $-z$, composée de :

S_1 = disque supérieur, altitude z

S_2 = disque inférieur, altitude $-z$

S_3 = partie circulaire du cylindre

Théorème de Gauss : $\oint_{\Sigma} \vec{E} \cdot \vec{dS} = \frac{Q_{int}}{\epsilon_0}$



Or : $\oint_{\Sigma} \vec{E} \cdot \vec{dS} = \iint_{S_1} \vec{E} \cdot \vec{dS} + \iint_{S_2} \vec{E} \cdot \vec{dS} + \iint_{S_3} \vec{E} \cdot \vec{dS}$

Avec : $\iint_{S_1} \vec{E} \cdot \vec{dS} = \iint_{S_1} \vec{E} \cdot \vec{n}_{ext 1} \cdot dS = \iint_{S_1} E \cdot dS = E \cdot S = E \cdot \pi r^2$

$\iint_{S_2} \vec{E} \cdot \vec{dS} = \iint_{S_2} \vec{E} \cdot \vec{n}_{ext 2} \cdot dS = \iint_{S_2} E \cdot dS = E \cdot S = E \cdot \pi r^2$

$\iint_{S_3} \vec{E} \cdot \vec{dS} = \iint_{S_3} \vec{E} \cdot \vec{n}_{ext 3} \cdot dS = 0$ car $\vec{E} \perp \vec{n}_{ext 3}$

De plus : $Q_{int} = \sigma_0 \cdot \pi r^2$

On obtient : $2E \cdot \pi r^2 = \frac{\sigma_0 \cdot \pi r^2}{\epsilon_0}$ d'où : $E = \frac{\sigma_0}{2\epsilon_0}$

Conclusion : $\vec{E}(M) = \frac{\sigma_0}{2\epsilon_0} \cdot \vec{u}_z$ pour $z > 0$

$\vec{E}(M) = -\frac{\sigma_0}{2\epsilon_0} \cdot \vec{u}_z$ pour $z < 0$

Puis : de 1 à 2 exercices proposés par le colleur.

Programme ATS

Notions et contenus	Capacités exigibles
3. Transfert d'énergie par conduction thermique	
Densité de flux thermique	Définir et algébriser la puissance thermique échangée à travers une surface.
Loi de Fourier	Relier la non-uniformité de la température à l'existence d'un flux thermique et interpréter son sens. Citer des ordres de grandeur de conductivité thermique pour des matériaux dans le domaine de l'habitat.
Analogie électrique dans le cas du régime stationnaire	Définir la résistance thermique. Exploiter l'analogie électrique lors d'un bilan thermique. Mettre en œuvre un protocole expérimental permettant d'évaluer la conductivité thermique d'un matériau.
Loi de Newton	Exploiter la loi de Newton fournie pour prendre en compte les échanges conducto-convectifs en régime stationnaire.
Équation de la chaleur sans terme source dans le cas d'une conduction thermique unidirectionnelle	Établir l'équation de la diffusion thermique dans le cas unidimensionnel. Interpréter qualitativement l'irréversibilité du phénomène. Relier le temps et la longueur caractéristiques d'un phénomène de diffusion thermique au coefficient de diffusion thermique par une analyse dimensionnelle.
Ondes thermiques	Établir une distance ou un temps caractéristique d'atténuation en utilisant le modèle de l'onde plane en géométrie unidirectionnelle.

Notions et contenus	Capacités exigibles
4. Électrostatique du vide	
Description et effets électriques d'une accumulation de charges statiques	Définir et utiliser une fonction densité volumique, surfacique ou linéique de charges. Définir le champ électrostatique à l'aide de la force électrostatique ressentie par une charge ponctuelle d'essai placée dans le champ électrostatique d'une autre distribution. Citer quelques ordres de grandeurs de champs électriques. Énoncer le principe de Curie. Repérer les symétries et invariances d'une distribution. Définir la notion de ligne de champ électrostatique et prévoir la topographie des lignes de champ associées à une charge ponctuelle, un cylindrique infini, un plan infini uniformément chargés et une sphère chargée uniformément.
Équation de Maxwell-Gauss, théorème de Gauss et équation de Maxwell-Faraday de la statique	Énoncer l'expression du champ créé par une charge ponctuelle. Énoncer le théorème de Gauss et le relier à l'équation de Maxwell-Gauss. Utiliser le théorème de Gauss pour calculer un champ électrostatique créé par une distribution présentant un haut degré de symétrie (plan, cylindre, sphère).