

PT PHYSIQUE

EMAG 2

**Champs
électrostatiques**



OBJECTIFS DU CHAPITRE

• À la fin de ce chapitre, vous devez être capable de :

- Reconnaître les *plans de symétries*, d'*antisymétries* ainsi que les *invariances* des distributions de charges électriques, savoir les exploiter pour en déduire les propriétés du champ \vec{E} associé ;
- Connaître et utiliser le *théorème de Gauss* ou l'équation de Maxwell-Gauss pour établir l'expression d'un champ \vec{E} ;
- Connaître le lien entre champ électrique \vec{E} et *potentiel électrique* V et l'exploiter pour passer de l'un à l'autre des champs ;
- Connaître les *lois de Laplace* et de *Poisson* pour établir l'expression du potentiel électrique V ;
- Connaître et utiliser le *théorème de Gauss gravitationnel* pour établir l'expression du champ de gravité \vec{g} .

$$h\nu = p_i + p_{th} \quad \text{Cu}^{2+} + \text{Zn}^{2+} \rightleftharpoons \text{Cu}^{+} + \text{Zn}^{+} \quad \text{rot } E = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial E}{\partial r} \right) = 0$$

$$H(j\omega) = d \frac{\sum_k b_k s^k}{\sum_j a_j s^j} = \exp \left(\int_{-\infty}^{\infty} h(\tau) \delta(\tau - t) d\tau \right)$$

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{q_{int}}{\epsilon_0} \quad \Delta_{vap} s = \frac{\Delta_{vap} h}{T_{vap}}$$

$$\text{div } \vec{A} = 0 \quad \nabla \cdot \left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} \right) = 0 \quad \Delta_r H^\circ = \sum_i \nu_i \Delta_r H_i^\circ$$

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} \right) = \frac{1}{c} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad \Delta_r G = \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\mu_0 \gamma \omega}{P, T} \right) \frac{1}{2} v^2 + gz +$$

$$\frac{\lambda_0}{j} = \gamma \vec{E} \quad \Delta_r G = \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\mu_0 \gamma \omega}{P, T} \right) \frac{1}{2} v^2 + gz +$$

$$-(|\eta_{Ox}(i)| + |\eta_{Red}(i)|) F V_i$$

LOI DE COULOMB

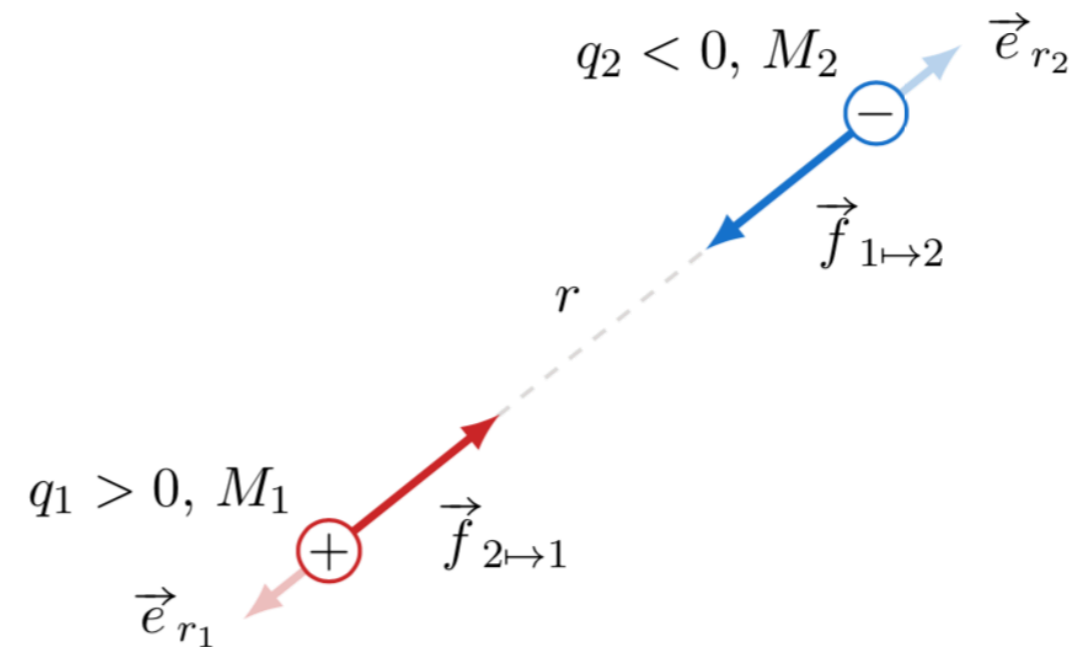
Loi d'interaction électrostatique de Coulomb

Soit deux charges q_1 et q_2 , placées en deux points M_1 et M_2 distants de r .

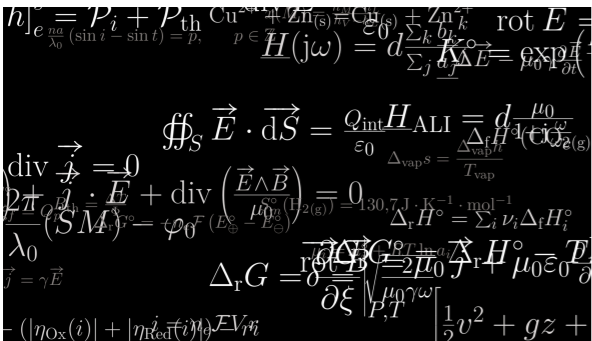
La force exercée par la charge q_1 sur la charge q_2 s'exprime selon :

$$\vec{f}_{1 \rightarrow 2} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\overrightarrow{M_1 M_2}}{\|\overrightarrow{M_1 M_2}\|^3} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \vec{e}_{r_2}$$

où $\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi \cdot 10^9} \text{F} \cdot \text{m}^{-1}$ est la permittivité du vide.



CHAMP ÉLECTROSTATIQUE D'UNE CHARGE PONCTUELLE



Champ électrostatique d'une charge ponctuelle

On appelle *champ électrostatique* d'une charge ponctuelle, la grandeur vectorielle, notée \vec{E} , exprimée en $\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$ et qui vérifie en tout point M de l'espace :

$$\vec{E}(M) = \frac{q_1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\overrightarrow{M_1M}}{\|\overrightarrow{M_1M}\|^3} = \frac{q_1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^2} \vec{e}_r$$

où $r = \|\overrightarrow{M_1M}\|$, $\vec{e}_r = \frac{\overrightarrow{M_1M}}{\|\overrightarrow{M_1M}\|}$ et $\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi \cdot 10^9} \text{F} \cdot \text{m}^{-1}$

Champ électrostatique	Ordre de grandeur ($\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$)
Surface de la Terre	100 ~ 150
Lumière solaire	1000
Surface de la Terre lors d'un orage	$10 \cdot 10^3 \sim 100 \cdot 10^3$
Champ proche d'un atome	10^9

$$h]_{\frac{na}{\lambda_0}(\sin i - \sin t)} = p, \quad \text{Cu}^{+0.4} + \text{Zn}^{+0.6} \rightleftharpoons \text{Cu}^{+0.5} + \text{Zn}^{+0.5}$$

$$H(j\omega) = d \frac{\sum_k b_k z^{-k}}{\sum_j a_j z^{-j}} \exp\left(\frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} \frac{\text{rot } E}{\partial t}\right)$$

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q_{\text{int}}}{\epsilon_0} \quad H_{\text{ALI}} = \frac{d}{\Delta_{\text{vap}}} \frac{\mu_0}{\epsilon_0} \frac{\omega}{\partial t}$$

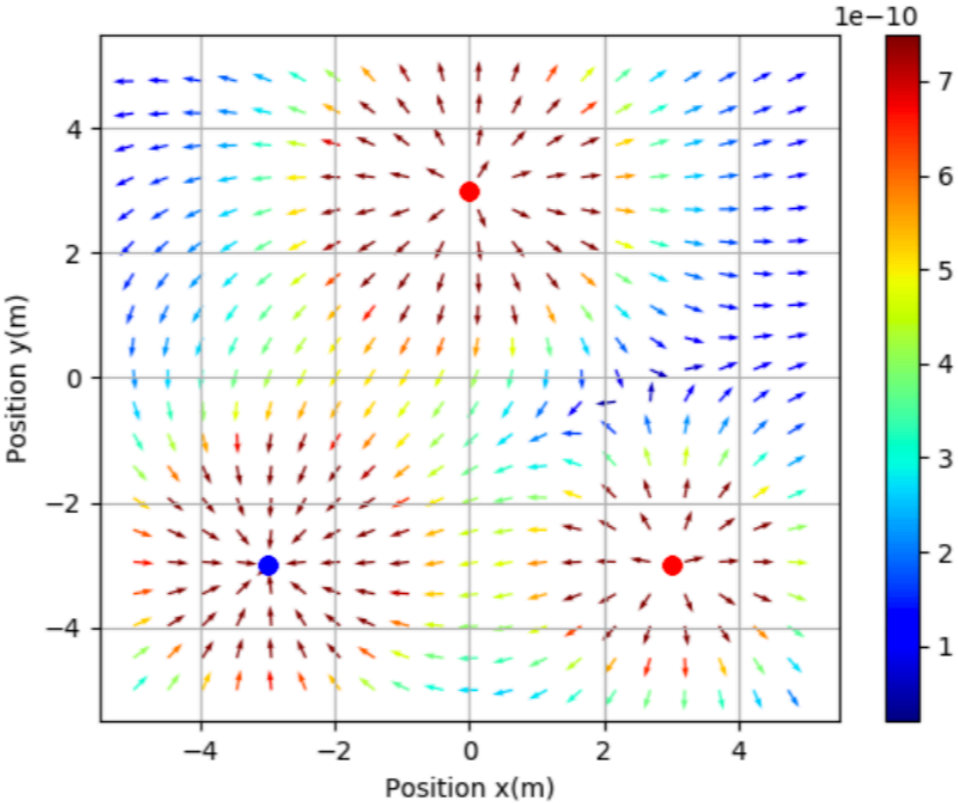
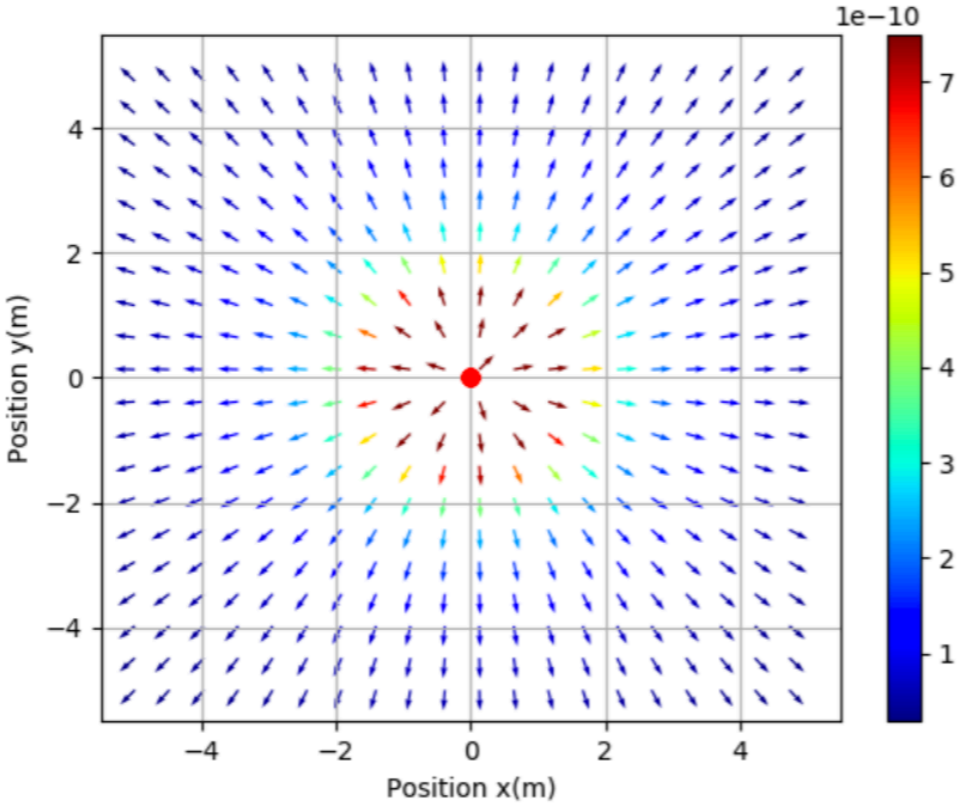
$$\text{div } \vec{A} = 0 \quad \nabla \cdot \vec{E} + \text{div} \left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0^{(H)}(g)} \right) = 0 \quad 130.7 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1} \quad \Delta_r H^\circ = \sum_i \nu_i \Delta_f H_i^\circ$$

$$\frac{1}{T} \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_P = \frac{1}{T^2} \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_P \quad \Delta_r G^\circ = -2 \mu_0 \frac{\partial}{\partial \xi} \sqrt{\mu_0 \gamma \omega} \quad \frac{1}{2} v^2 + gz +$$

$$\lambda_0 \quad \vec{r} = \gamma \vec{E} \quad \Delta_r G = 0 \quad \frac{\partial \vec{G}}{\partial \xi} \sqrt{\mu_0 \gamma \omega} \quad \frac{1}{2} v^2 + gz +$$

$$+ (|\eta_{\text{ox}}(i)| + |\eta_{\text{red}}(i)|) \mathcal{E} V_i$$

CARTE DE CHAMP ÉLECTROSTATIQUE

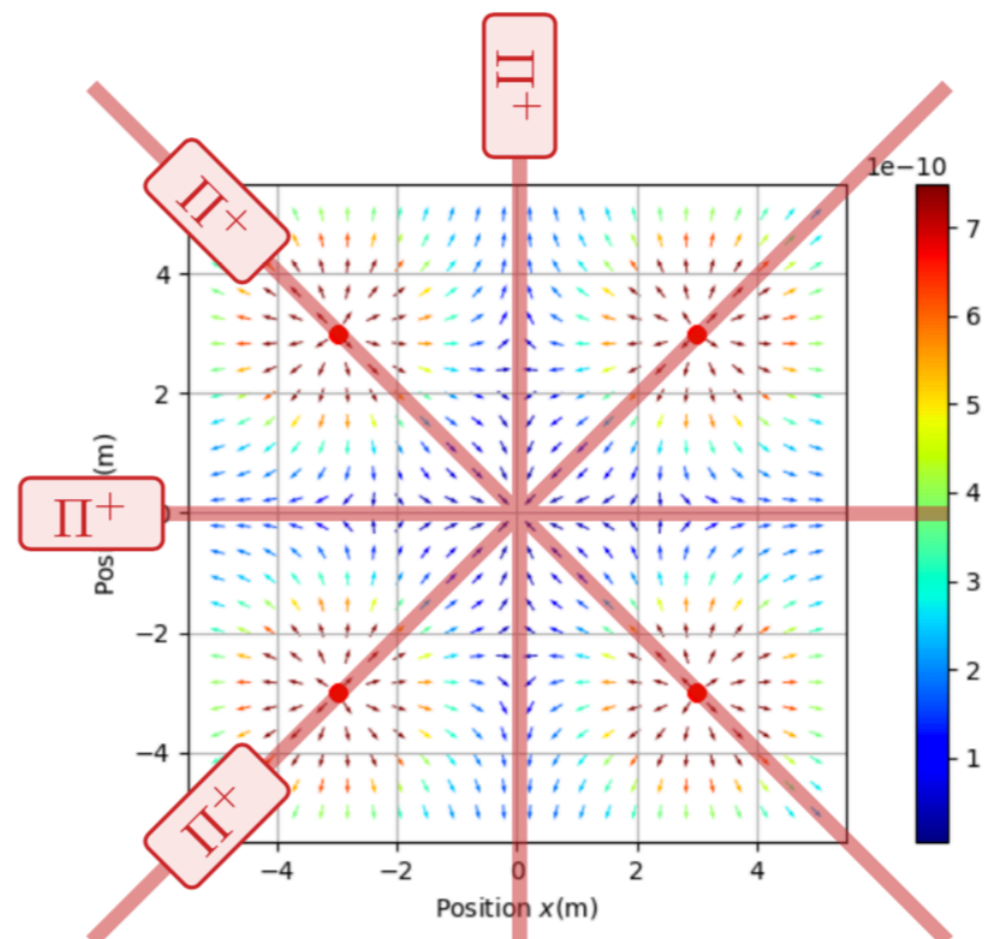
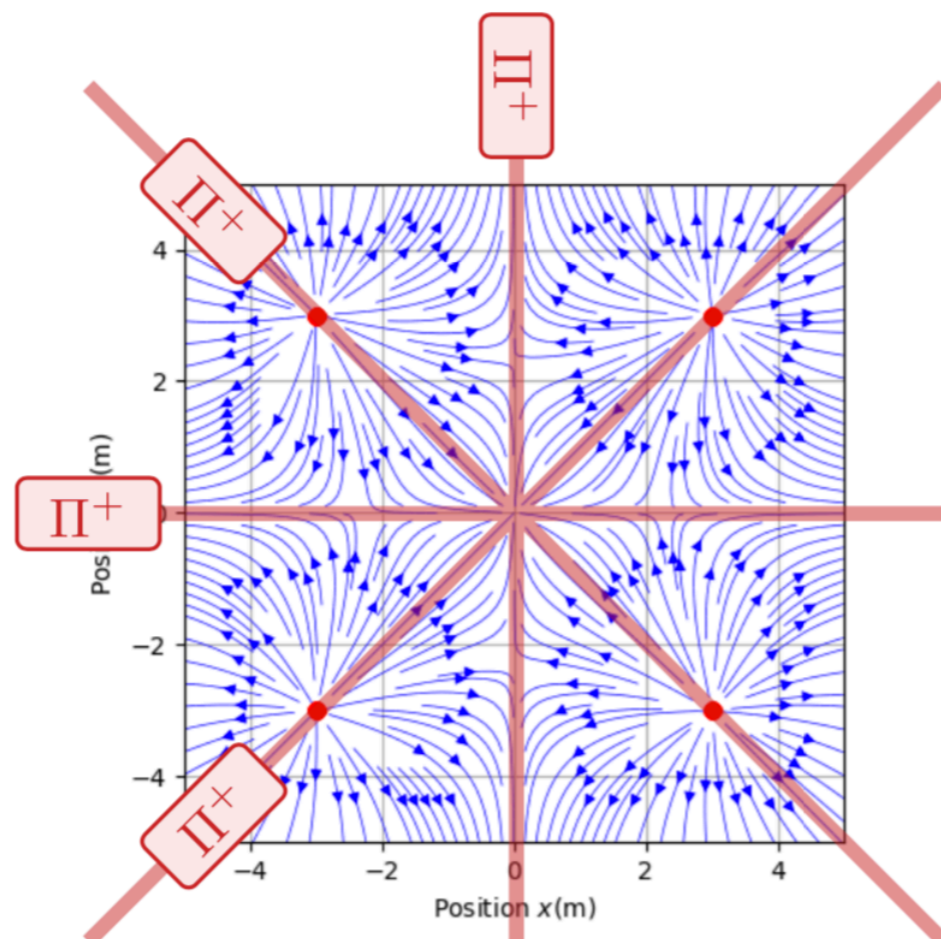


PLAN DE SYMÉTRIE DES SOURCES : Π^+

Plan de symétrie des charges électriques

On appelle plan de symétrie des charges électriques, tout plan noté Π^+ tel que, si M' est l'image de M par Π^+ alors :

$$\rho(M') = \rho(\text{sym}_{\Pi^+}(M)) = \rho(M)$$



$$\begin{aligned}
 n]e_{\lambda_0}^{\text{na}}(\sin i - \sin t) &= p, & p \in \mathbb{R}, & \text{Cu}^{+2} + 2\text{H}^+ \rightleftharpoons \text{Cu}^{+} + \text{H}_2\text{O} \\
 H(j\omega) &= d \frac{\sum_k b_k \omega^k}{\sum_j a_j \omega^j} = \exp\left\{ \sum_k \frac{b_k}{a_k} \log \omega \right\} \\
 \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} &= \frac{q_{\text{int}}}{\epsilon_0} = \frac{H_{\text{ALI}}}{\Delta_{\text{vap}} s} = \frac{d \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\omega}{c}}{T_{\text{vap}}} \\
 \text{div} \vec{A} &= 0 \\
 2\pi \frac{\partial}{\partial t} \cdot \vec{E} + \text{div} \left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} \right) &= 0 \\
 \frac{1}{T} \left(\frac{\partial S}{\partial M} \right)_{T,P} &= - \frac{1}{T^2} \left(\frac{\partial S}{\partial M} \right)_{T,P} \\
 \lambda_0 &= \frac{c}{\nu} \\
 \vec{r} &= \gamma \vec{E} \\
 \Delta_r G &= \Delta_r G^\circ + RT \ln Q \\
 \frac{\partial \ln K}{\partial \ln T} &= \frac{H^\circ}{RT^2} \\
 -(|\eta_{\text{Ox}}(i)| + |\eta_{\text{Red}}(i)|) &= \frac{FV_i}{RT}
 \end{aligned}$$

CONSÉQUENCE DES PLANS Π^+ SUR LE CHAMP \vec{E}

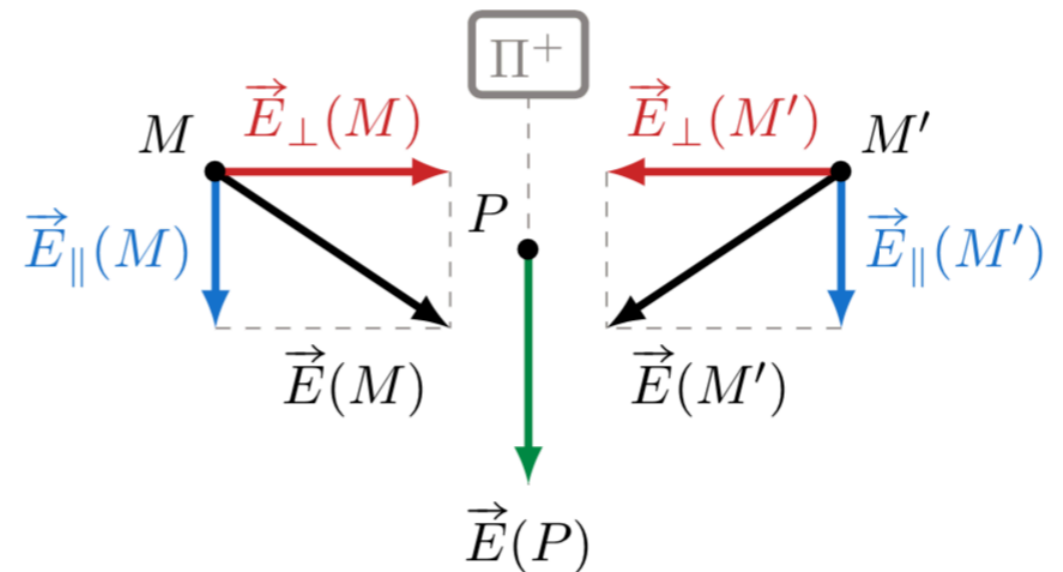
Conséquences d'un plan de symétrie des charges pour un champ \vec{E}

Le champ électrostatique $\vec{E}(P)$, créé en un point P d'un plan de symétrie des charges Π^+ , appartient à ce plan de symétrie.

Pour tout point M' , image de M par Π^+ , on a :

$$\vec{E}(M') = +\text{sym}_{\Pi^+}(\vec{E}(M))$$

$$\text{c'est à dire : } \begin{cases} \vec{E}_{\perp}(M') = -\vec{E}_{\perp}(M) \\ \vec{E}_{\parallel}(M') = +\vec{E}_{\parallel}(M) \end{cases}$$



$$h]_e^{\frac{na}{\lambda_0}(\sin i - \sin t) = p, \quad p \in \frac{\pi}{2}, \quad \text{Cu}^{+2} + \text{Zn}^{+2} \rightleftharpoons \text{Cu}^{+1} + \text{Zn}^{+1} \quad \text{rot } E = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_{\theta})$$

$$H(j\omega) = d \frac{\sum_k b_k s^k}{\sum_j a_j s^j} = \exp\left\{ \frac{1}{\Delta t} \left(\frac{1}{\omega} \right) \right\}$$

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q_{\text{int}}}{\epsilon_0} = \frac{H_{\text{ALI}}}{\Delta_{\text{vap}} s} = \frac{d_{\text{ALI}}}{T_{\text{vap}}} \frac{\mu_0}{\epsilon_0} \frac{1}{\Delta_{\text{vap}} s}$$

$$\text{div } \vec{A} = 0 \quad \nabla \cdot \left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} \right) = 0 \quad \Delta_r H^\circ = \sum_i \nu_i \Delta_r H_i^\circ \quad \Delta_r H^\circ = 130.7 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$$

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{1}{(SM)} = \frac{1}{\rho_0} \frac{1}{(E_0)} \quad \Delta_r G = \frac{1}{\partial \xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\mu_0 \gamma \omega}{P, T} \right) \frac{1}{2} v^2 + g z +$$

$$\lambda_0 \quad \vec{j} = \gamma \vec{E} \quad \Delta_r G = \frac{1}{\partial \xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\mu_0 \gamma \omega}{P, T} \right) \frac{1}{2} v^2 + g z +$$

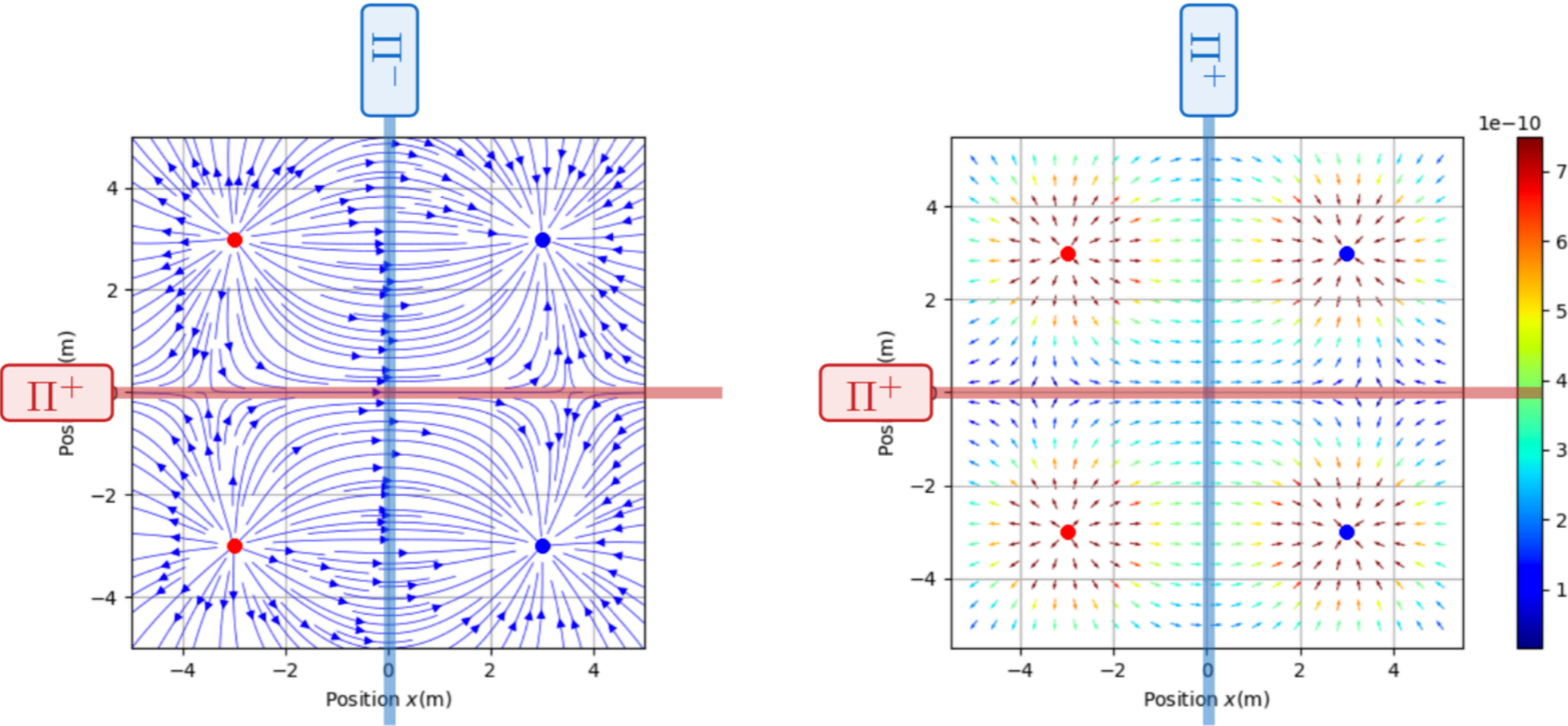
$$+ (|\eta_{\text{Ox}}(i)| + |\eta_{\text{Red}}(i)|) \mathcal{F} V_i$$

PLAN D'ANTI-SYMMÉTRIE DES SOURCES : Π^-

Plan d'anti-symétrie des charges électriques

On appelle plan d'antisymétrie des charges électriques, tout plan noté Π^- tel que, si M' est l'image de M par Π^- alors :

$$\rho(M') = \rho(\text{sym}_{\Pi^-}(M)) = -\rho(M)$$



$$n]_e = p_i + p_{th}^{Cu^{+2} + Zn(s) \rightleftharpoons Cu(s) + Zn^{+2}} \cdot \text{rot } E = \frac{p}{\lambda_0 (\sin i - \sin t)} = \frac{p}{\lambda_0} \frac{H(j\omega)}{H(j\omega)} = d \frac{Z_0^k}{\sum_j \frac{K_j}{\omega_j}} \exp \left\{ \frac{\mu_0}{\rho_0} \right\}$$

Conséquences d'un plan d'anti-symétrie des charges pour un champ \vec{E}

EXERCICE D'APPLICATION I

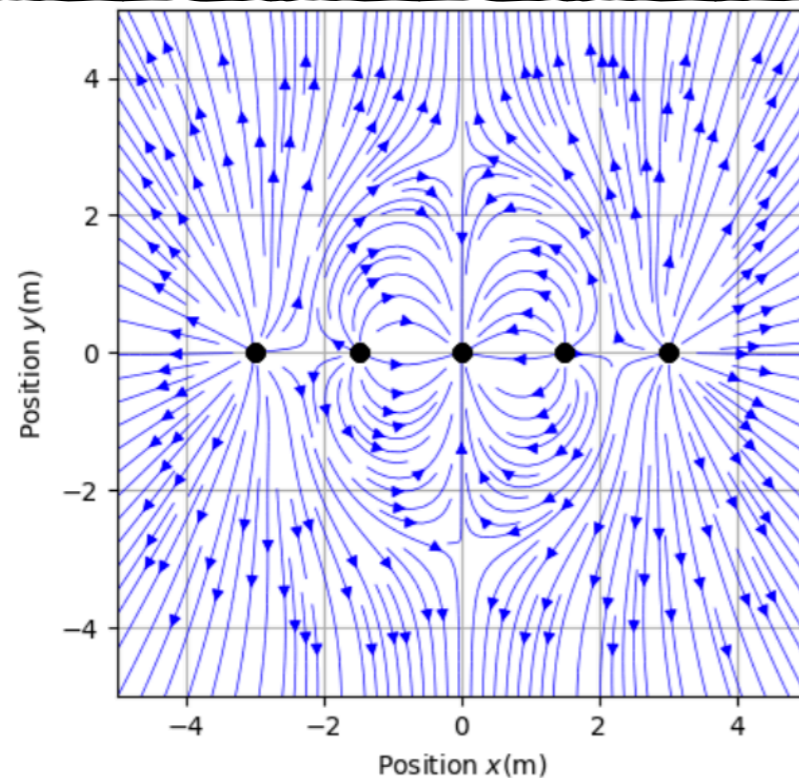


Fig. 14.17 – Distribution de charges ponctuelles et lignes de courant

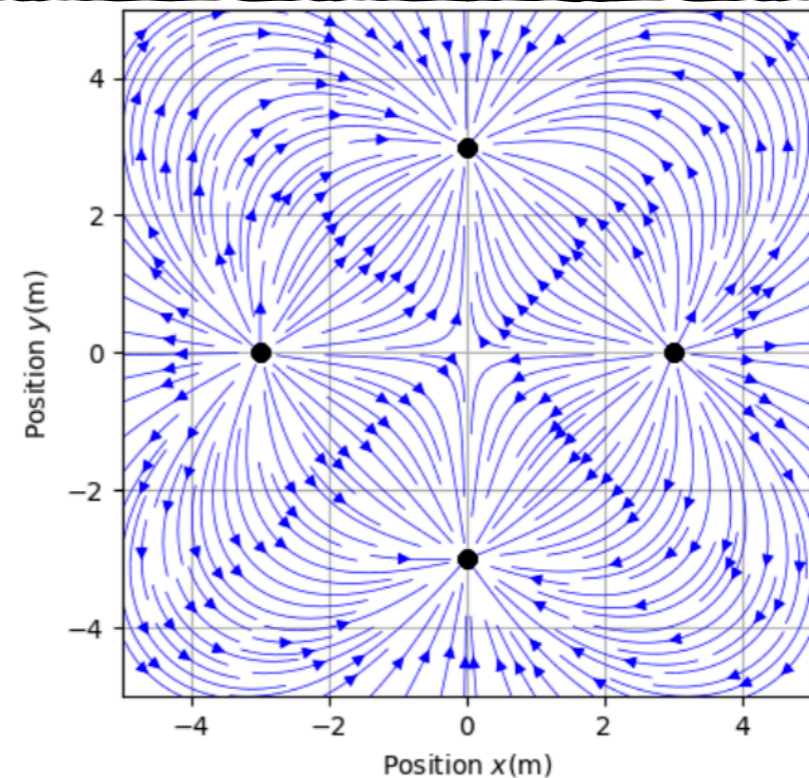
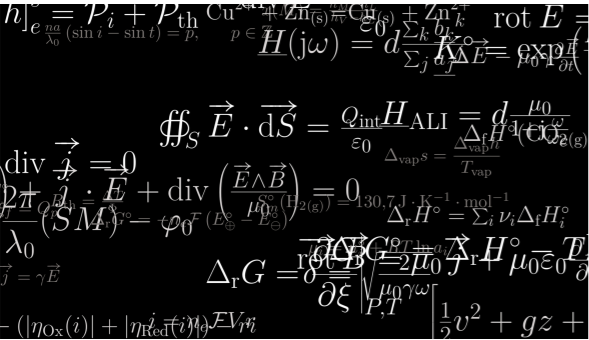


Fig. 14.18 – Distribution de charges ponctuelles et lignes de courant

1. On s'intéresse à la distribution de charges de la figure 14.17,
 - (a) Donner le signe de chacune des charges.
 - (b) Existe-t-il des plans de symétrie dans cette distribution de charges ponctuelles ?
 - (c) Existe-t-il des plans d'anti-symétrie dans cette distribution de charges ponctuelles ?
2. On s'intéresse à la distribution de charges de la figure 14.18,
 - (a) Donner le signe de chacune des charges.
 - (b) Existe-t-il des plans de symétrie dans cette distribution de charges ponctuelles ?
 - (c) Existe-t-il des plans d'anti-symétrie dans cette distribution de charges ponctuelles ?



THÉORÈME DE GAUSS

Théorème de Gauss

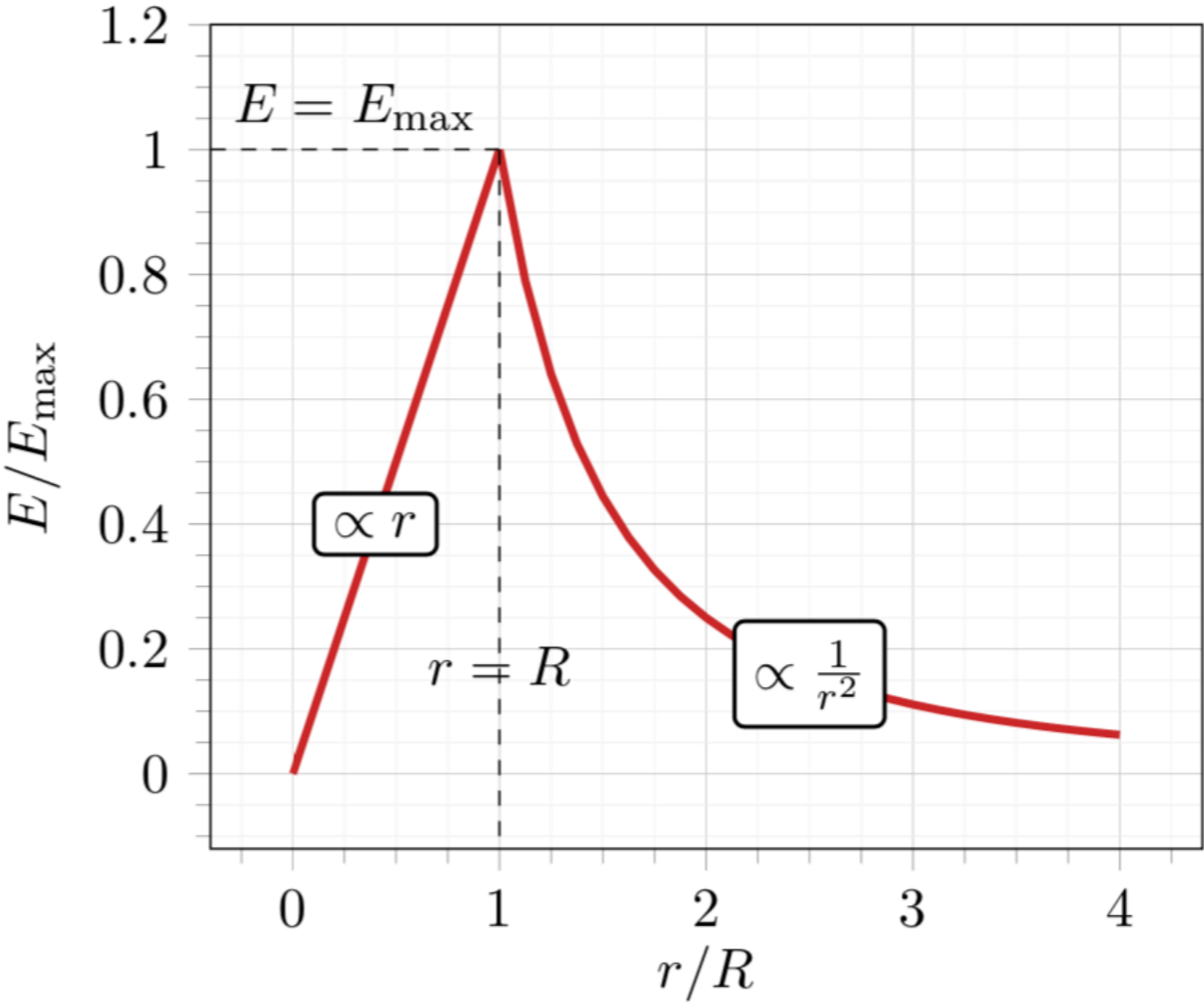
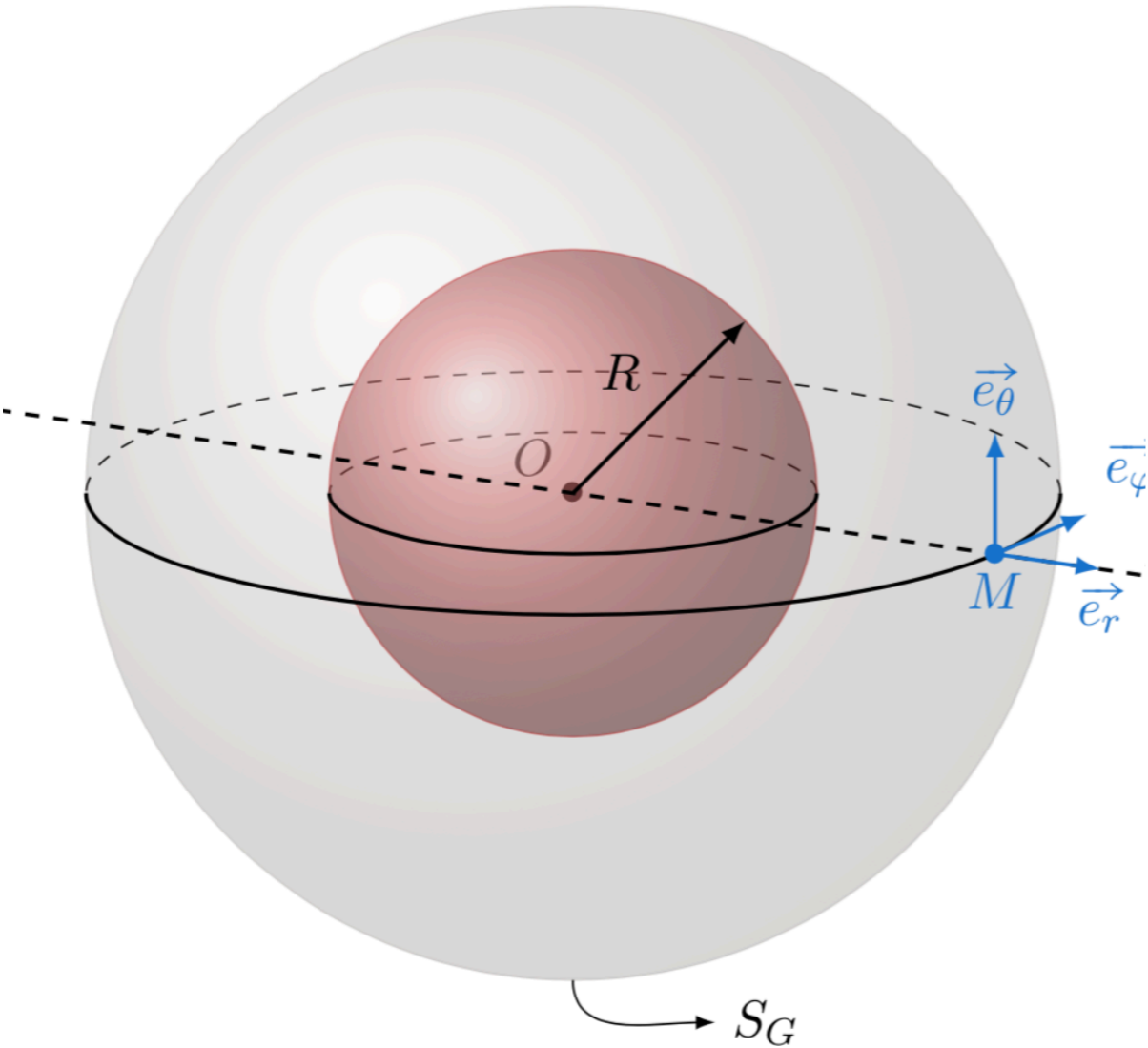
Le flux du champ électrique \vec{E} à travers toute surface fermée S_G vérifie :

$$\oiint_{S_G} \vec{E} \cdot \vec{dS} = \frac{Q_{\text{int}}}{\varepsilon_0}$$

où ε_0 est la permittivité du vide et Q_{int} est la charge totale présente dans le volume V délimité par S_G .

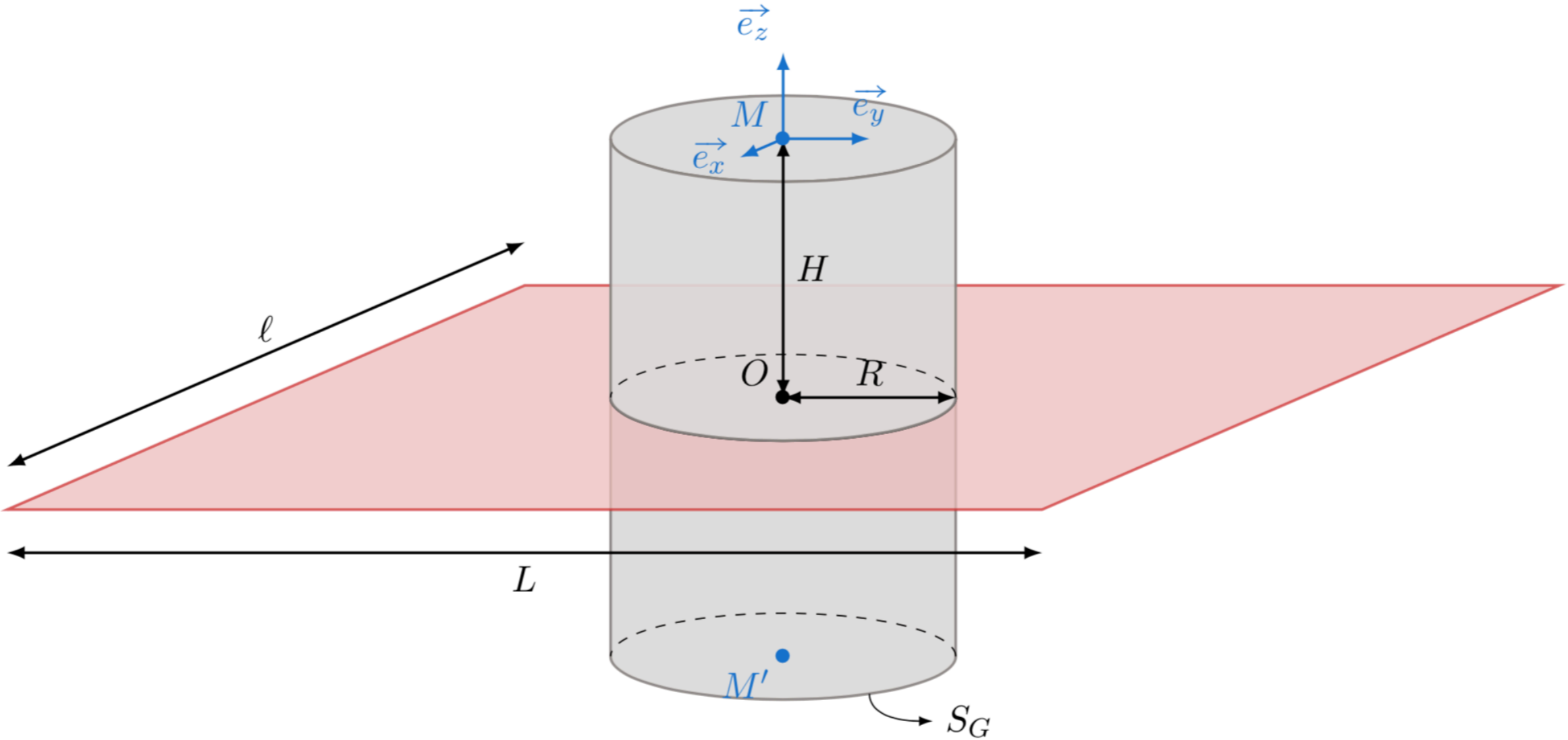
$$\begin{aligned}
 n]e_{\frac{na}{\lambda_0}}(\sin i - \sin t) &= p, & \text{Cu}^{+0.4} + \text{Zn}^{+0.6} &= \text{Cu}^{+0.5} + \text{Zn}^{+0.5} \\
 H(j\omega) &= d \frac{\sum_k b_k z^{-k}}{\sum_j a_j z^{-j}} = \exp\left(\int_0^{\infty} h(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau \right) \\
 \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} &= \frac{Q_{\text{int}}}{\epsilon_0} = \frac{H_{\text{ALI}}}{\Delta_{\text{vap}} s} = \frac{d \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\omega}{c}}{\Delta_{\text{vap}} s} \\
 \text{div } \vec{A} &= 0 \\
 2\pi \frac{d}{dt} \cdot \vec{E} + \text{div} \left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} \right) &= 0 \\
 \frac{1}{T} \left(\frac{SM}{\gamma} \right) &= \frac{1}{\varphi_0} \left(\frac{E_0}{\mu_0} \right) \\
 \lambda_0 &= \frac{c}{\gamma E} \\
 \Delta_r G &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial G}{\partial r} \right) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\mu_0 \gamma \omega \right) \\
 &= \frac{1}{2} v^2 + g z +
 \end{aligned}$$

CALCULS DE CHAMPS : SPHÈRE AVEC $\rho(r \leq R) = \rho_0$



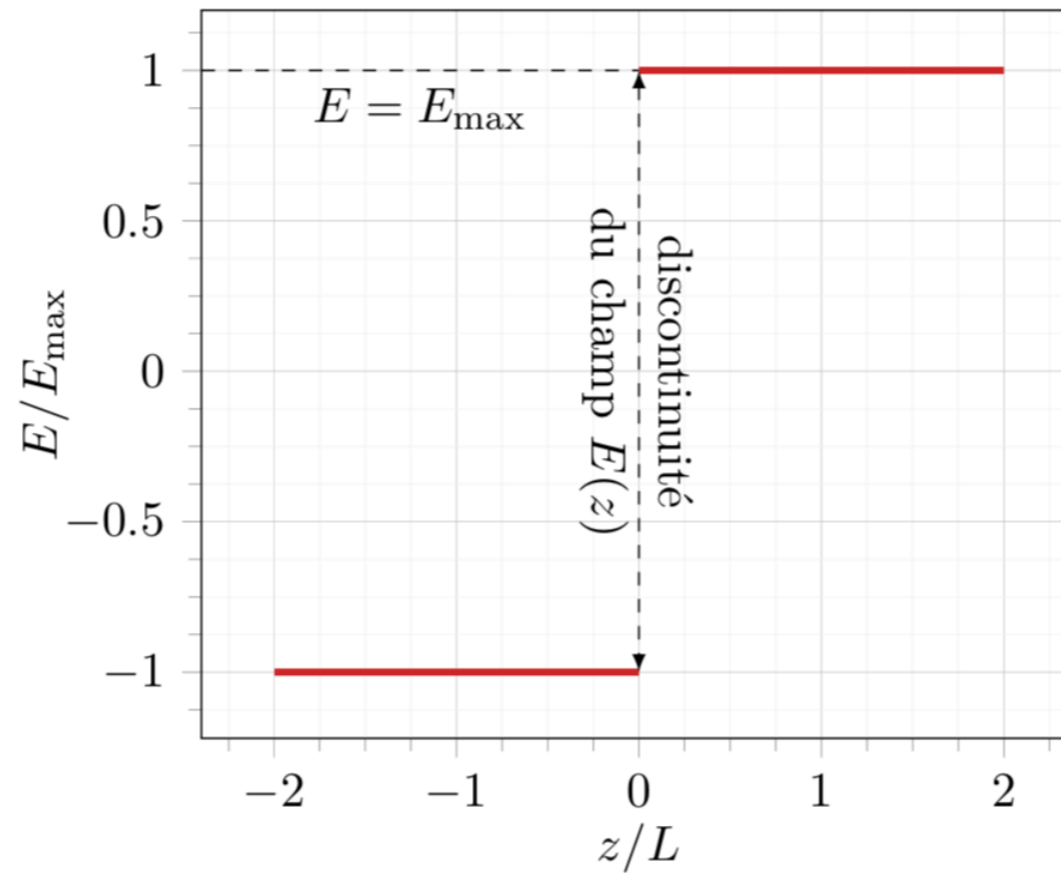
$$\begin{aligned}
 n]e_{\frac{na}{\lambda_0}}(\sin i - \sin t) &= p, & \text{Cu}^{2+} + \text{Zn}^{2+} &\rightleftharpoons \text{Cu}^{+} + \text{Zn}^{+} \\
 H(j\omega) &= d \frac{\sum_k b_k z^{-k}}{\sum_j a_j z^{-j}} = \exp\left(\int_0^{\infty} h(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau \right) \\
 \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} &= \frac{q_{\text{int}}}{\epsilon_0} & H_{\text{ALI}} &= d \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\omega}{c} \frac{1}{\epsilon_0} \\
 \text{div } \vec{A} &= 0 & \Delta_{\text{vap}} s &= \frac{\Delta_{\text{vap}} h}{T_{\text{vap}}} \\
 2\pi \vec{A} \cdot \vec{E} + \text{div} \left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} \right) &= 0 & \Delta_r H^\circ &= \sum_i \nu_i \Delta_f H_i^\circ \\
 \frac{1}{T} \left(\frac{\partial S}{\partial M} \right)_{T, P} &= - \frac{\partial F}{\partial M} & \Delta_r G^\circ &= -2\mu_0 \int_1^{\infty} \frac{H^\circ}{T^2} dT \\
 \lambda_0 &= \frac{c}{\nu} & \Delta_r G &= \Delta_r G^\circ + RT \ln Q \\
 \vec{J} &= \gamma \vec{E} & \Delta_r G &= \Delta_r G^\circ + RT \ln Q \\
 -(|\eta_{\text{Ox}}(i)| + |\eta_{\text{Red}}(i)|) &= \frac{FV_i}{RT}
 \end{aligned}$$

CALCULS DE CHAMPS : PLAQUE AVEC $\sigma(z = 0) = \sigma_0$



$$\begin{array}{l} \eta_e^{\rm na} = p_i + p_{\rm th} \\ \frac{na}{\lambda_0} (\sin i - \sin t) = p, \quad p \in \mathbb{H}(\mathbb{j}) \\ \text{Cu}^{\text{Cu}} + \text{Zn}^{\text{Zn}} = \text{Cu}^{\text{Zn}} + \text{Zn}^{\text{Cu}} \\ \text{rot } E = \frac{1}{\sum_j \frac{1}{K_j}} \\ \exp\frac{\mu_0}{\rho_0\omega} \\ \vec{E} \cdot \text{d}\vec{S} = \frac{Q_{\text{int}}}{\varepsilon_0} \\ \frac{H_{\text{ALI}}}{\Delta_{\text{vap}} s} = d \frac{\mu_0}{\Delta_{\text{vap}} H} \\ \text{div} \frac{\vec{x}}{x} = 0 \\ \text{div} \left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{S} \right) + \text{div} \left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0^{\text{SS}}(H_2(g))} \right) = 0 \\ \frac{1}{\lambda_0} \frac{1}{f} = \varphi^0 \\ \frac{\lambda_0}{f} = \gamma \vec{E} \\ \Delta_r G = 0 \\ \frac{\partial \ln P}{\partial \xi} = \frac{\partial \ln P}{\partial \xi} \sqrt{\frac{\mu_0 \gamma \omega}{P T}} \\ \frac{1}{2} v^2 + g z +$$

CALCULS DE CHAMPS :
PLAQUE AVEC $\sigma(z = 0) = \sigma_0$



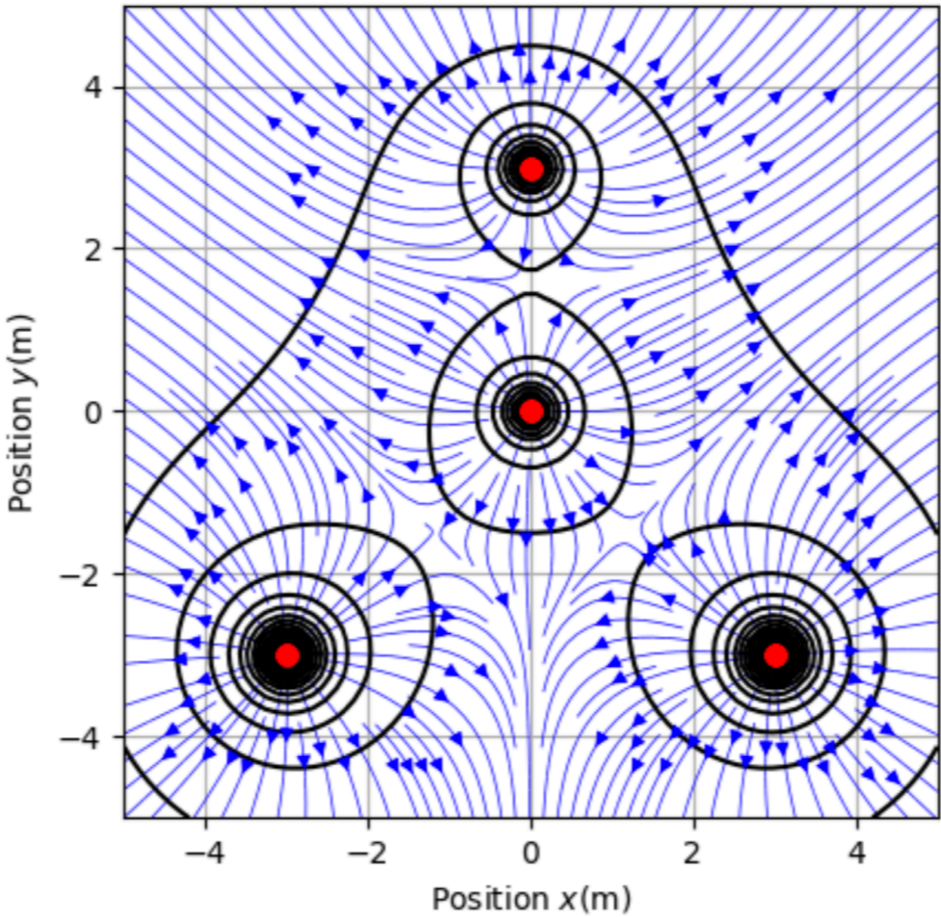
$$\begin{aligned}
 n_e &= p_i + p_{th} \\
 H(j\omega) &= d_{\sum_j} \frac{K_j}{\omega_j} \exp\left(-\frac{\omega}{\omega_j}\right) \\
 \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} &= \frac{Q_{int}}{\epsilon_0} \\
 \Delta_r G &= \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{\mu_0 \gamma \omega}{P_T} \right] \frac{1}{2} v^2 + gz + \dots
 \end{aligned}$$

POTENTIEL ÉLECTROSTATIQUE

Lien entre potentiel et champ électrostatique

Le potentiel V et le champ \vec{E} d'un point M de l'espace vérifient en régime statique :

$$dV = -\vec{E} \cdot d\vec{l} \Leftrightarrow \vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}} V$$



Ligne de champ électrostatique et contours de potentiel électrostatique

EXERCICE D'APPLICATION 2

1. Calculer le potentiel électrostatique V , associé à la distribution de charge sphérique, donnant le champ suivant :

$$\begin{cases} \vec{E}(r > R) = \frac{Q}{4\pi r^2 \epsilon_0} \vec{e}_r \\ \vec{E}(r < R) = \frac{Q}{4\pi \epsilon_0} \frac{r}{R^3} \vec{e}_r \end{cases}$$

On fixera le potentiel $V(r = R) = 0$.

2. Faire de même pour la distribution de charge cartésienne, donnant le champ suivant

$$\begin{cases} \vec{E}(z > 0) = \frac{\sigma_0}{2\epsilon_0} \vec{e}_z \\ \vec{E}(z < 0) = -\frac{\sigma_0}{2\epsilon_0} \vec{e}_z \end{cases}$$

On fixera le potentiel $V(z = 0) = 0$.

Données :

- Coordonnées sphériques : $\overrightarrow{\text{grad}} A = \frac{\partial A}{\partial r} \vec{u}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial \theta} \vec{u}_\theta + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial A}{\partial \varphi} \vec{u}_\varphi$.
- Coordonnées cylindriques : $\overrightarrow{\text{grad}} A = \frac{\partial A}{\partial r} \vec{u}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial \theta} \vec{u}_\theta + \frac{\partial A}{\partial z} \vec{u}_z$.

ÉQUATION DE POISSON

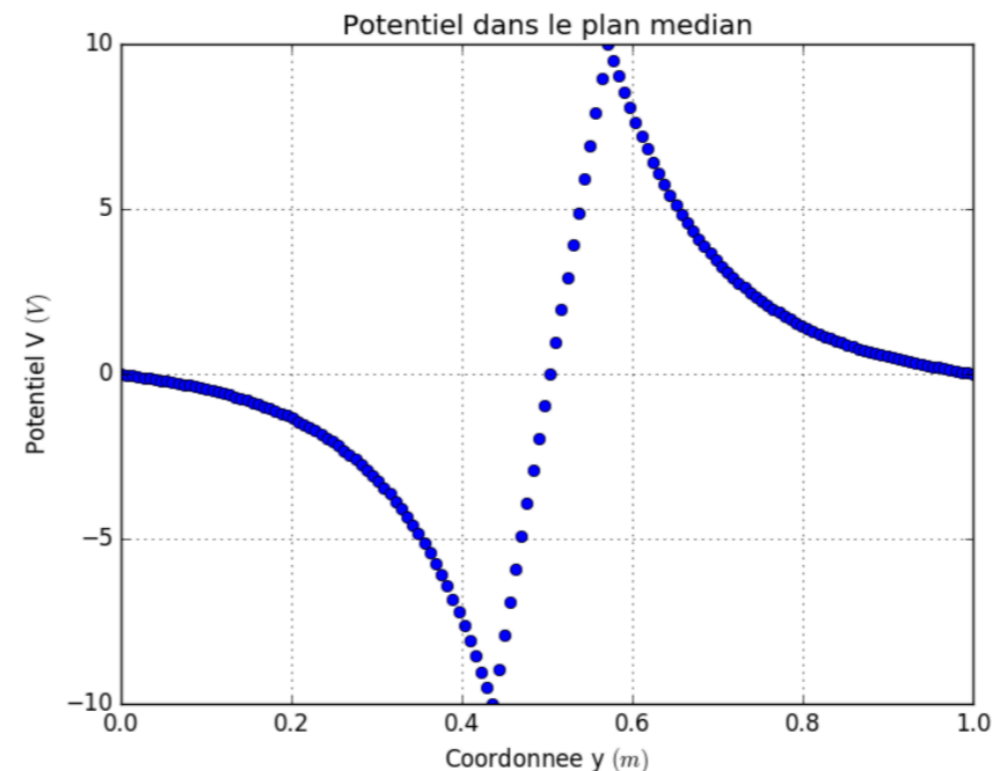
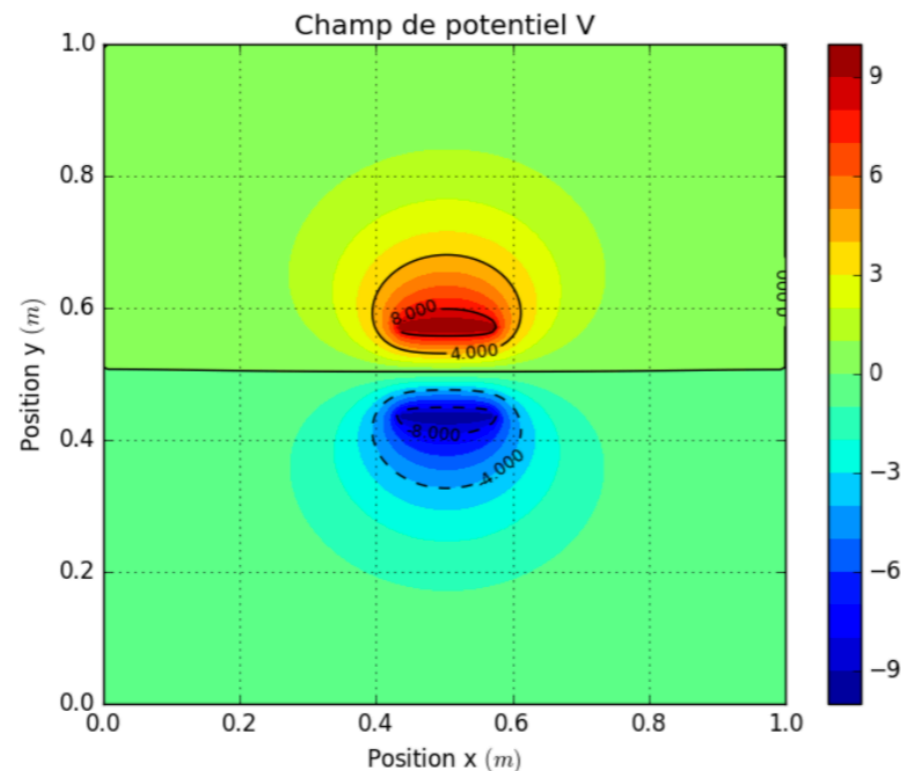
Équation de Poisson et de Laplace

En régime stationnaire, et dans un milieu caractérisé par une densité volumique de charge ρ , le champ potentiel électrostatique obéit à l'équation de POISSON :

$$\Delta V = -\frac{\rho}{\epsilon_0}$$

En régime stationnaire, et dans un milieu vide de charges, le champ potentiel électrostatique obéit à l'équation de LAPLACE :

$$\Delta V = 0$$



EXERCICE D'APPLICATION 3

On considère l'espace inter-armatures d'un condensateur plan. On le modélise par deux armatures planes de dimensions supposées infini selon les axes Ox et Oy , placée aux côtes $z = \pm a$. L'armature placée en $z = a$ est portée au potentiel V_+ et l'armature placée en $z = -a$ est portée au potentiel V_- .

1. Quelle est la base de projection la plus adaptée à ce problème ?
2. À partir d'une étude des invariances des charges, déterminer les variables spatiales dont dépend le potentiel $V(M)$.
3. Utiliser la loi de POISSON pour exprimer le potentiel $V(z)$ entre les deux armatures. En déduire l'expression de \vec{E} entre les deux armatures.

$$h]_{e\frac{na}{\lambda_0}(\sin i - \sin t) = p, \quad p \in \frac{\text{Cu}^{+2} + \text{Zn}^{+2}}{H(j\omega)} = d\frac{\sum_k b_k}{\sum_j a_j} \exp\left(\frac{\text{rot } E}{\mu_0 \epsilon_0}\right)$$

$$\text{div } \vec{A} = 0 \quad \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q_{\text{int}}}{\epsilon_0} \quad \Delta_{\text{vap}} = \frac{\Delta_{\text{vap}}^H}{T_{\text{vap}}} \quad \frac{2\pi}{\lambda_0} \vec{A} = \vec{E} + \text{div} \left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} \right) = 0$$

$$\frac{1}{T} \left(\frac{\partial S}{\partial M} \right)_{T,P} = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial S}{\partial M} \right)_{T,P} = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial S}{\partial M} \right)_{T,P} = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial S}{\partial M} \right)_{T,P}$$

$$\Delta_r G = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial G}{\partial \xi} \right)_{P,T} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial G}{\partial \xi} \right)_{P,T} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial G}{\partial \xi} \right)_{P,T} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial G}{\partial \xi} \right)_{P,T}$$

$$+ (|\eta_{\text{Ox}}(i)| + |\eta_{\text{Red}}(i)|) \mathcal{E} V_i$$

LOI DE NEWTON

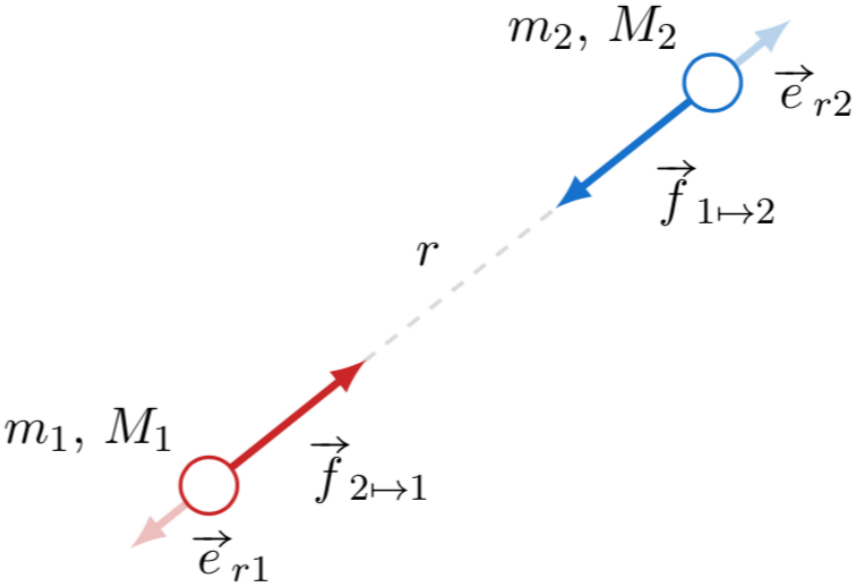
Loi d'interaction gravitationnelle de Newton

Soit deux corps ponctuels M_1 et M_2 distants de r , de masse respective m_1 et m_2 .

La force exercée par la masse m_1 sur la charge m_2 s'exprime selon :

$$\vec{f}_{1 \rightarrow 2} = -\mathcal{G} m_1 m_2 \frac{\overrightarrow{M_1 M_2}}{\|\overrightarrow{M_1 M_2}\|^3} = -\mathcal{G} \frac{m_1 m_2}{r^2} \vec{e}_{r_2}$$

où $\mathcal{G} = 6,67 \times 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2/\text{kg}^2$ est la constante gravitationnelle.



	Électrostatique	Gravitation
Source	charge électrique q	masse m
Force associée	$\vec{F} = q\vec{E}$	$\vec{F} = m\vec{g}$
Champ associé à une source ponctuelle	$\vec{E}(M) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \vec{e}_r$	$\vec{g}(M) = \mathcal{G} \frac{m}{r^2} \vec{e}_r$

THÉORÈME DE GAUSS

Théorème de Gauss appliqué au champ gravitationnel

Le flux du champ gravitationnel \vec{g} à travers une surface \mathcal{S} fermée vérifie :

$$\oiint_{\mathcal{S}} \vec{g} \cdot \overrightarrow{\mathrm{d}S} = -4\pi\mathcal{G}M_{\mathrm{int}}$$

où \mathcal{G} est la constante gravitationnelle et M_{int} est la masse totale incluse dans le volume \mathcal{V} délimité par \mathcal{S} .

$$\begin{aligned}
 n]e_{\frac{na}{\lambda_0}}(\sin i - \sin t) &= p, & p \in \mathbb{R} & \quad \text{Cu}^{2+} + \text{Zn}^{2+} \rightleftharpoons \text{Cu}^{+} + \text{Zn}^{+} \\
 H(j\omega) &= d \frac{\sum_k b_k z^{-k}}{\sum_j a_j z^{-j}} = \exp\left(\int_0^{\infty} h(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau \right) \\
 \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} &= \frac{Q_{\text{int}}}{\epsilon_0} = \frac{Q_{\text{ALI}}}{\epsilon_0} = \frac{d \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\omega}{c}}{\epsilon_0} \\
 \text{div } \vec{A} &= 0 \\
 2\pi \frac{\partial}{\partial t} \cdot \vec{E} + \text{div} \left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} \right) &= 0 \\
 \frac{1}{T} \left(SM \right) &= \varphi_0^{\frac{1}{2}} \left(E_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \mu_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \right)^{\frac{1}{2}} \\
 \lambda_0 &= \frac{c}{\nu} \\
 \vec{j} &= \gamma \vec{E} \\
 \Delta_r G &= \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\mu_0 \gamma \omega}{P, T} \right) \\
 &+ (|\eta_{\text{Ox}}(i)| + |\eta_{\text{Red}}(i)|) EV_i
 \end{aligned}$$

CALCULS DE CHAMPS : SPHÈRE AVEC $\rho(r \leq R) = \rho_0$

