

PT PHYSIQUE

EMAG 2

Champs électrostatiques



$$h|_e^{\circ} = \mathcal{P}_i + \mathcal{P}_{\text{th}} \text{Cu}^{+\frac{\alpha}{\sin i - \sin t}} \text{Zn}^{\frac{\beta}{\sin i - \sin t}} \text{Gr}^{\frac{\gamma}{\sin i - \sin t}} \text{C}_6^{\frac{\delta}{\sin i - \sin t}} \text{Zn}^{\frac{\epsilon}{\sin i - \sin t}} \text{rot } E = \\ \underline{H}(\mathbf{j}\omega) = d_{\sum_k b_k \zeta^k} \circ \overrightarrow{\sum_j f_j \zeta^j E} = \exp \frac{i}{\partial t}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{\hat{x}} &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \vec{\hat{x}}^B \cdot \vec{E} + \operatorname{div} (\vec{E} \wedge \vec{B}) &= 0 \\ \varphi_0^F(SM) &= \varphi_0^F(B_\oplus - E_\odot) = 0 \\ \lambda_0 &= \Delta_r H^\circ = \frac{\partial}{\partial \xi} \overline{G} \overline{C} \overline{G} \overline{C} T_{\text{diss}} \overline{A} \overline{X}_r H^\circ \mu_0 \overline{\varepsilon} \overline{P} \\ \vec{j} &= \gamma \vec{E} \\ \Delta_r G &= \frac{\partial}{\partial \xi} \overline{G} \overline{C} \overline{G} \overline{C} T_{\text{diss}} \overline{A} \overline{X}_r H^\circ \mu_0 \overline{\varepsilon} \overline{P} \\ - (|\eta_{\text{Ox}}(i)| + |\eta_{\text{Red}}(i)|) \mathcal{E} V r_i &= \frac{1}{2} v^2 + g z + \end{aligned}$$

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} .

$$h|_e^{\sigma} = \mathcal{P}_i + \mathcal{P}_{\text{th}} \text{Cu}_{\frac{na}{\lambda_0}(\sin i - \sin t)}^{\omega_{\text{ext}} + \frac{1}{2}\text{Zn}_{\text{f}}(\frac{1}{\lambda_0})} \text{CH}_{\frac{1}{\lambda_0}} + \text{Zn}_{\frac{1}{\lambda_0}} \text{ rot } E = \\ H(j\omega) = d \sum_k \frac{b_k}{\sum_j b_j} \frac{\text{CH}_{\frac{1}{\lambda_0}}}{\Delta E} = \exp \left(\frac{i}{\hbar} \frac{\partial}{\partial \theta} \right)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{\frac{\partial}{\partial x}} &= 0 \\ \frac{\partial \pi^{Q_{\vec{B}}}}{\lambda_0} \cdot \vec{E} + \operatorname{div} \left(\vec{E} \wedge \vec{B} \right) &= 0 \\ \varphi_0^F(SM) &= \varphi_0^F(E_{\oplus}) - \varphi_0^F(E_{\ominus}) \\ \Delta_r G &= \frac{\overline{\delta G}}{\overline{\delta \xi}} \overline{\delta B} \sqrt{\frac{G^2 \mu_0}{2 \mu_0}} \overline{\delta H} \overline{\mu_0} \overline{\varepsilon} \overline{\delta P} \\ &+ (\lvert \eta_{\text{Ox}}(i) \rvert + \lvert \eta_{\text{Rd}}(i) \rvert) \mathcal{E} V_{ri} \left[\frac{1}{2} v^2 + g z \right] \end{aligned}$$

LOI DE COULOMB

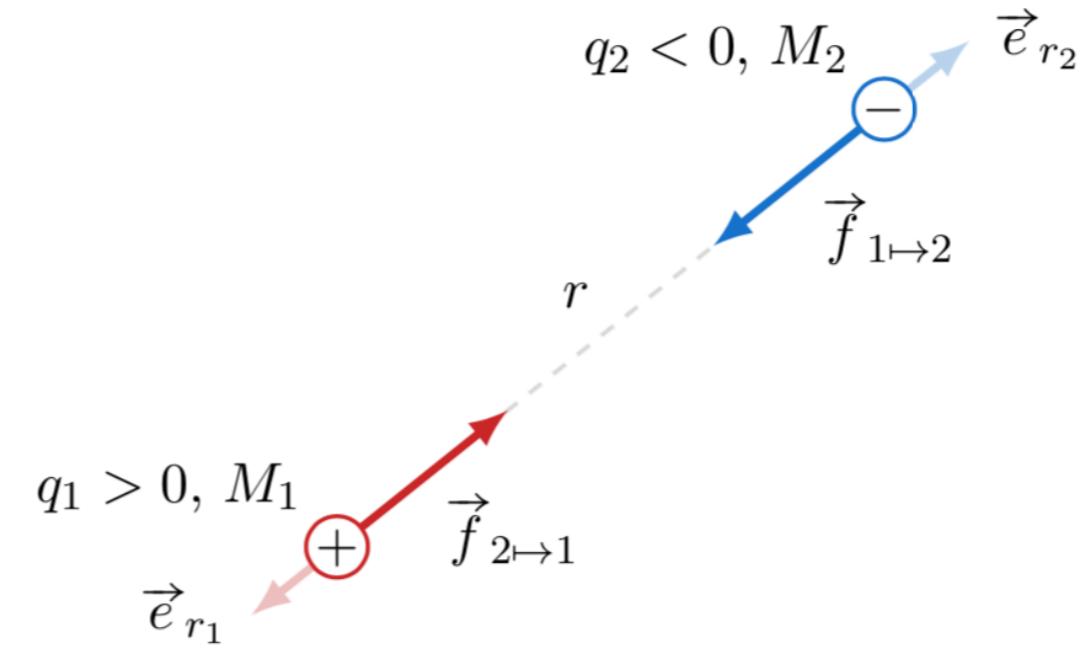
Loi d'interaction électrostatique de Coulomb

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 :

$$\vec{f}_{1 \mapsto 2} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0} \frac{\overrightarrow{M_1 M_2}}{\left|\overrightarrow{M_1 M_2}\right|^3} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \vec{e}_{r_2}$$

où $\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi \cdot 10^9} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$ est la permittivité du vide.



$$\begin{aligned} h_e^{\text{na}} &= \mathcal{P}_i + \mathcal{P}_{\text{th}} \text{Cu}^{\text{na}} \frac{\pi}{p} \text{Zn}^{\text{na}} \text{C}^{\text{na}} \text{Zn}^{\text{na}} \text{rot } E \\ H(j\omega) &= d \sum_j \frac{K^{\text{na}}}{\sum_k K^{\text{na}}} \exp \frac{j\omega}{\tau} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{j} &= 0 \\ \frac{1}{\lambda_0} \vec{j} \cdot \vec{E} &+ \operatorname{div} \left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} \right) = 0 \\ \Delta_r G &= \frac{\partial \vec{G}}{\partial \vec{\xi}} \frac{G^{\text{na}}}{\mu_0 \gamma \omega} \vec{J}_r H^{\text{na}} \mu_0 \varepsilon_0 \vec{F} \\ -(|\eta_{\text{ox}}(i)| + |\eta_{\text{red}}(i)|) \mathcal{E} V_{ri} & \end{aligned}$$

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 :

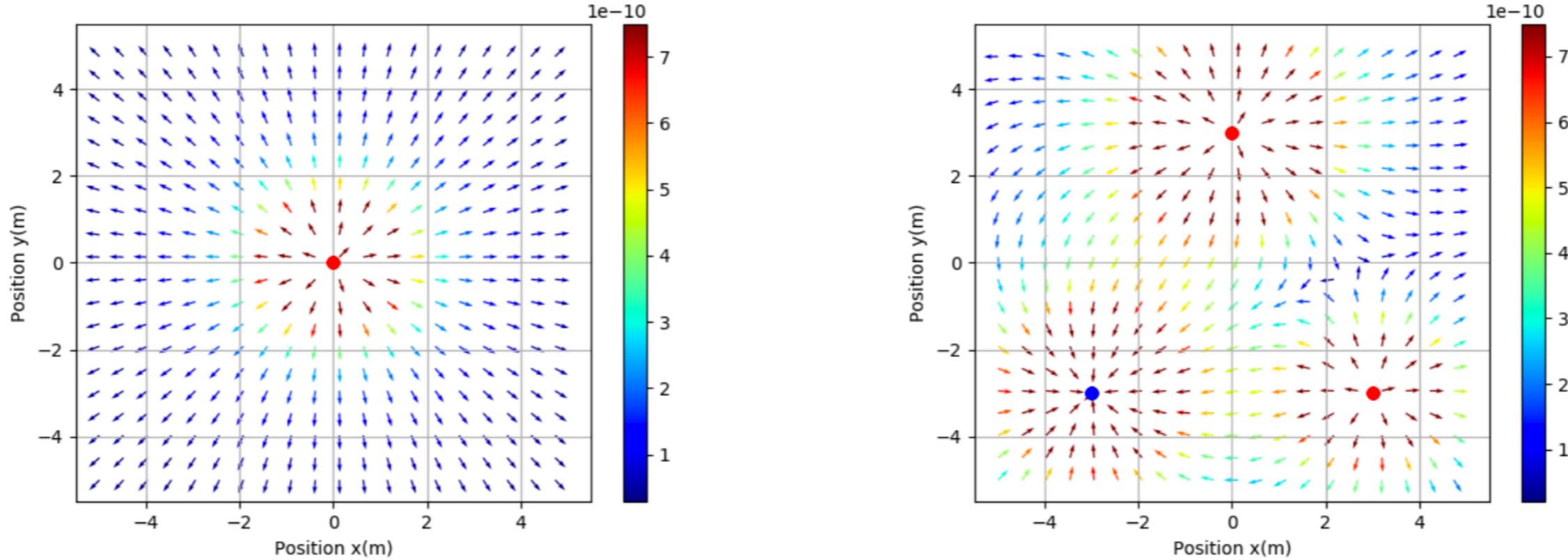
$$\vec{E}(M) = \frac{q_1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{\overrightarrow{M_1 M}}{\|\overrightarrow{M_1 M}\|^3} = \frac{q_1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{r^2} \vec{e}_r$$

$$\text{où } r = \|M_1 M\|, \vec{e}_r = \frac{\overrightarrow{M_1 M}}{\|\overrightarrow{M_1 M}\|} \text{ et } \varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi \cdot 10^9} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$$

Champ électrostatique	Ordre de grandeur ($\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$)
Surface de la Terre	$100 \sim 150$
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

$$h|_e^{\circ} = \mathcal{P}_i + \mathcal{P}_{\text{th}} \text{Cu}^{z\alpha\beta\gamma} \frac{Z\bar{n}_{(s)}^{\alpha\beta\gamma}}{p} \mathcal{C}^{\alpha\beta\gamma}_{\mathcal{E}\theta^{(g)}} \pm Z\bar{n}_k^{\alpha\beta\gamma} \text{rot } E =$$

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{j} &= 0 \\ \frac{2\pi}{\lambda_0} \vec{j} \cdot \vec{E} + \operatorname{div} \left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0^{\text{vap}}} \right) &= 0 \\ \Delta_{\text{vap}} G &= \varphi_0^F (E_{\oplus}^{\circ} - \mu_{B_{\oplus}}^{\circ}) \frac{(T_{\text{vap}})^2}{T_{\text{vap}}} = 0 \\ \vec{j} &= \gamma \vec{E} \\ \Delta_{\text{r}} G &= \frac{\partial G}{\partial \xi} \Big|_{P,T} \frac{\partial G}{\partial \xi} \Big|_{P,T} \frac{\partial H}{\partial \xi} \Big|_{P,T} \frac{\partial H}{\partial \xi} \Big|_{P,T} \end{aligned}$$



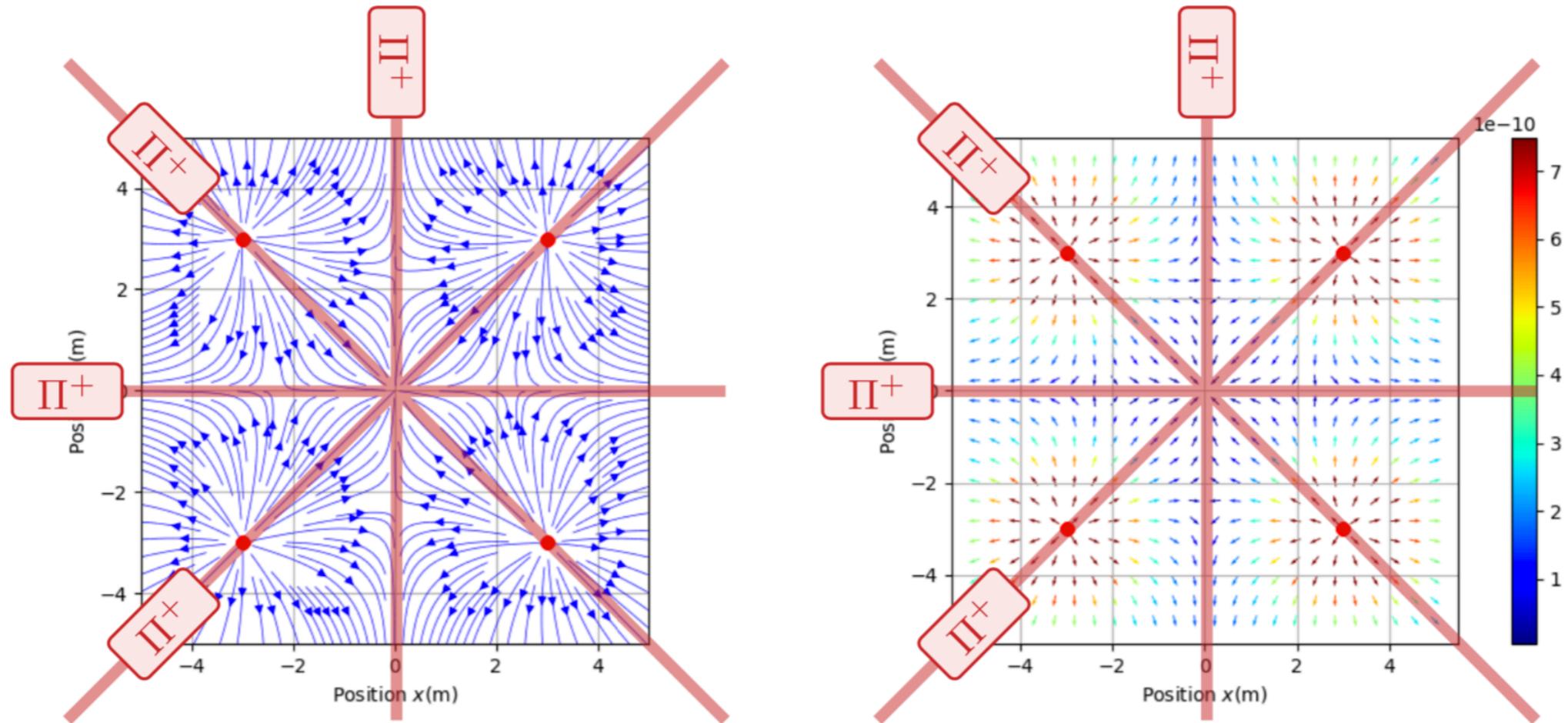
$$\begin{aligned}
& h_e^{\text{na}} = \mathcal{P}_i + \mathcal{P}_{\text{th}} \text{Cu}^{\text{na}} \frac{\pi}{p} \text{Zn}^{\text{na}} \text{C}^{\text{na}} \text{Zn}^{\text{na}} \text{rot } E = \\
& H(j\omega) = d \frac{\sum_k b_k^{\text{na}}}{\sum_j K_j^{\text{na}}} \exp \frac{j\omega}{\tau_{\text{th}}} \\
& \operatorname{div} \vec{j} = 0 \quad \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q_{\text{int}}}{\varepsilon_0} H_{\text{ALI}} = \frac{d}{\Delta_{\text{vap}}} \frac{\mu_0}{T_{\text{vap}}} \\
& \frac{Q}{\lambda_0} \vec{j} \cdot \vec{E} + \operatorname{div} \left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_{\text{rel}}^{\text{na}}} \right) = 0 \quad 130,71 \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1} \Delta_{\text{r}} H^{\circ} = \sum_i \nu_i \Delta_{\text{f}} H_i^{\circ} \\
& \vec{j} = \gamma \vec{E} \quad \Delta_{\text{r}} G = \frac{\partial \vec{G}}{\partial \vec{\xi}} \frac{G^{\text{na}}}{2\mu_0} \vec{\xi} \cdot \vec{H}^{\circ} \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial \vec{\xi}} \\
& - (|\eta_{\text{ox}}(i)| + |\eta_{\text{red}}(i)|) \mathcal{E} V_{ri} i
\end{aligned}$$

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 :

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



$$\begin{aligned}
h_e^{\text{na}} &= \mathcal{P}_i + \mathcal{P}_{\text{th}} \text{Cu}^{\text{na}} \frac{\pi}{p} \text{Zn}^{\text{na}} \text{C}^{\text{na}} \text{Zn}^{\text{na}} \text{C}^{\text{na}} \text{Zn}^{\text{na}} \text{rot } E \\
H(j\omega) &= d \sum_j \frac{1}{K \Delta E} \exp \left(\frac{j\omega}{\Delta E} \right) \\
\operatorname{div} \vec{j} &= 0 \quad \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q_{\text{int}}}{\varepsilon_0} H_{\text{ALI}} = \frac{d}{\Delta_{\text{vap}}} \frac{\mu_0}{T_{\text{vap}}} \\
\frac{1}{\lambda_0} \vec{j} \cdot \vec{E} &+ \operatorname{div} \left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0^{\text{vap}}} \right) = 0 \\
\Delta_r G &= \frac{\partial \vec{G}}{\partial \vec{\xi}} \Big|_{P,T} \vec{G} \Big|_{P,T} \vec{H}^{\circ} \vec{H}^{\circ} \vec{H}^{\circ} \vec{H}^{\circ} \vec{H}^{\circ} \\
&- (|\eta_{\text{ox}}(i)| + |\eta_{\text{red}}(i)|) \mathcal{E} V_{ri}
\end{aligned}$$

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

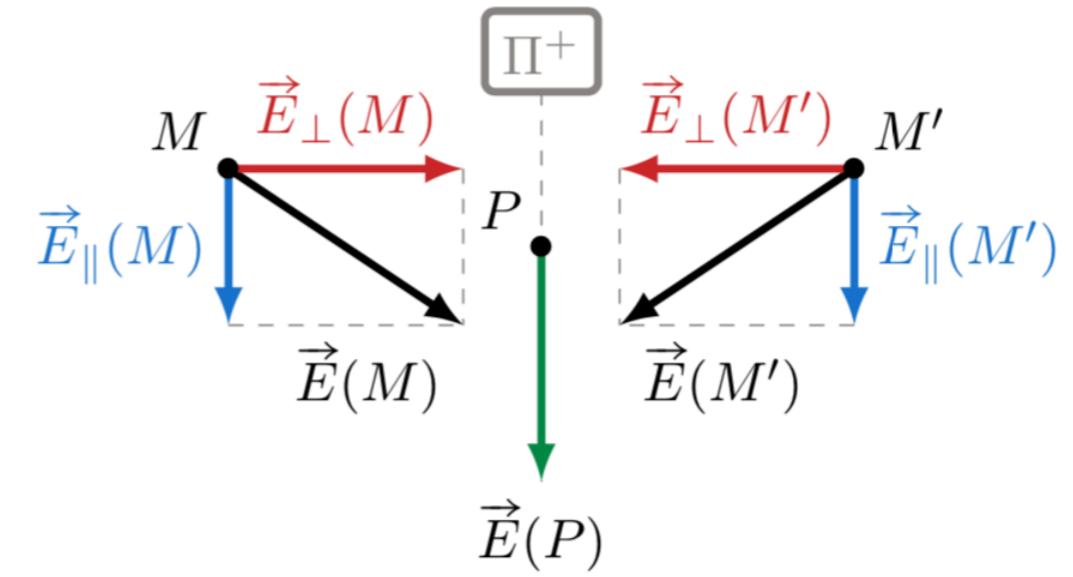
Conséquences d'un plan de symétrie des charges pour un champ \vec{E}

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 :

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

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



$$h_e^{\text{na}} = \mathcal{P}_i + \mathcal{P}_{\text{th}} \text{Cu}^{\text{na}} \frac{\pi}{p} \frac{\text{Zn}^{\text{na}}}{\sin i} \frac{\text{Co}^{\text{na}}}{\sin t} \frac{\text{Zn}^{\text{na}}}{\sum_k b_k^{\text{na}}} \frac{\text{Co}^{\text{na}}}{k} \text{rot } E$$

$$\vec{H}(\mathbf{j}\omega) = d \frac{\sum_k b_k^{\text{na}}}{\sum_j K_j^{\text{na}}} \frac{\text{Co}^{\text{na}}}{\exp \frac{\mathbf{j}\omega}{\mu_0 \rho_{\text{na}}}}$$

$$\operatorname{div} \vec{j} = 0$$

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q_{\text{int}}}{\varepsilon_0} H_{\text{ALI}} = \frac{d}{\Delta_{\text{vap}}} \frac{\mu_0}{T_{\text{vap}}}$$

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} \vec{j} \cdot \vec{E} + \operatorname{div} \left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0^{\text{vap}}} \right) = 0$$

$$\Delta_r G = \frac{\partial \vec{G}}{\partial \vec{\xi}} \frac{G^{\text{vap}}}{2\mu_0} \vec{J}_r H^{\text{vap}} \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\vec{P}}{\partial \vec{\xi}}$$

$$- (|\eta_{\text{ox}}(i)| + |\eta_{\text{red}}(i)|) \mathcal{E} V_{ri}$$

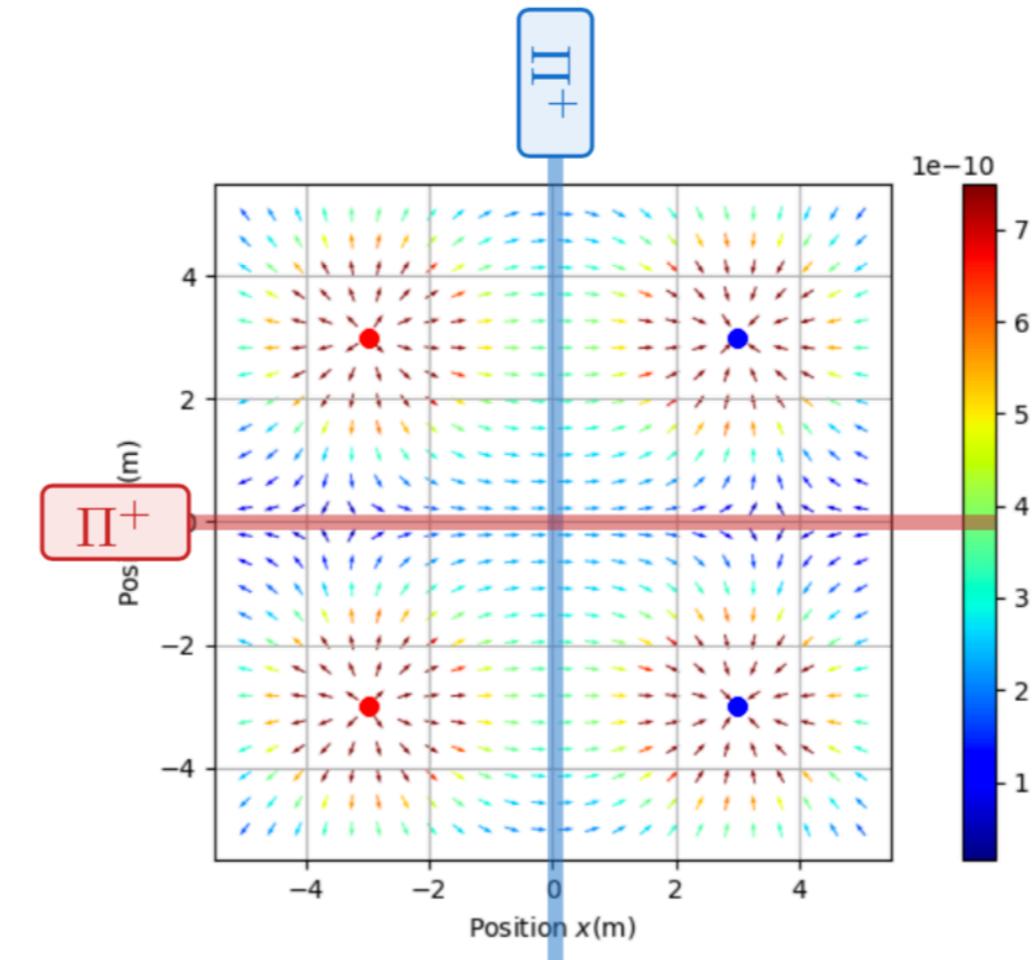
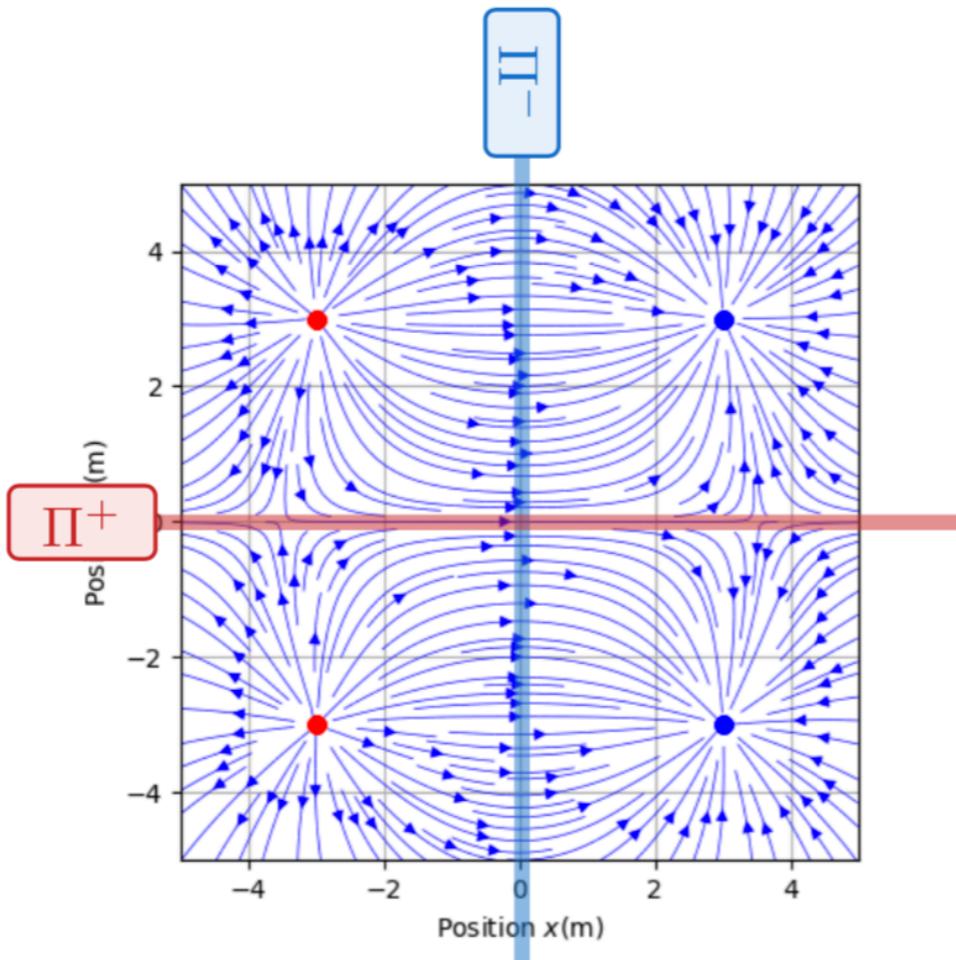
PLAN D'ANTI-SYMETRIE DES SOURCES :

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 :

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



$$\begin{aligned}
h_e^{\text{na}} &= \mathcal{P}_i + \mathcal{P}_{\text{th}} \text{Cu}^{\text{na}} \frac{\pi}{p} \frac{\text{Zn}^{\text{na}}}{\text{Zn}^{\text{(g)}}} \frac{\text{Cn}^{\text{na}}}{\text{Cn}^{\text{(g)}}} \frac{\pm \text{Zn}^{\text{na}}}{\sum_k b_k^{\text{na}}} \frac{\text{rot } E}{\text{rot } E} \\
H(\omega) &= d \frac{\sum_k b_k^{\text{na}}}{\sum_j K_j^{\text{na}}} \frac{\text{rot } E}{\text{rot } E} \exp \frac{i \omega}{\tau} \\
\operatorname{div} \vec{j} &= 0 \quad \oint \vec{S} \cdot d\vec{S} = \frac{Q_{\text{int}}}{\varepsilon_0} H_{\text{ALI}} = \frac{d}{\Delta_{\text{vap}}} \frac{\mu_0}{T_{\text{vap}}} \\
\frac{1}{\lambda_0} \vec{j} \cdot \vec{E} &= \varphi_0^{\text{F}} (S M)^{\circ} = \varphi_0^{\text{F}} (E_{\oplus}^{\circ} \mu_{B_{\oplus}}^{\circ})^{\text{F}} = 0 \\
\Delta_{\text{r}} G &= \frac{\partial \vec{G}}{\partial \vec{\xi}} \frac{\partial \vec{G}}{\partial \vec{\xi}} \frac{\partial \vec{G}}{\partial \vec{\xi}} \frac{\partial \vec{G}}{\partial \vec{\xi}} H^{\circ} \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{F}}{\partial \vec{\xi}} \\
&= (\eta_{\text{ox}}(i)) + |\eta_{\text{red}}(i)| \mathcal{E} V_{ri}
\end{aligned}$$

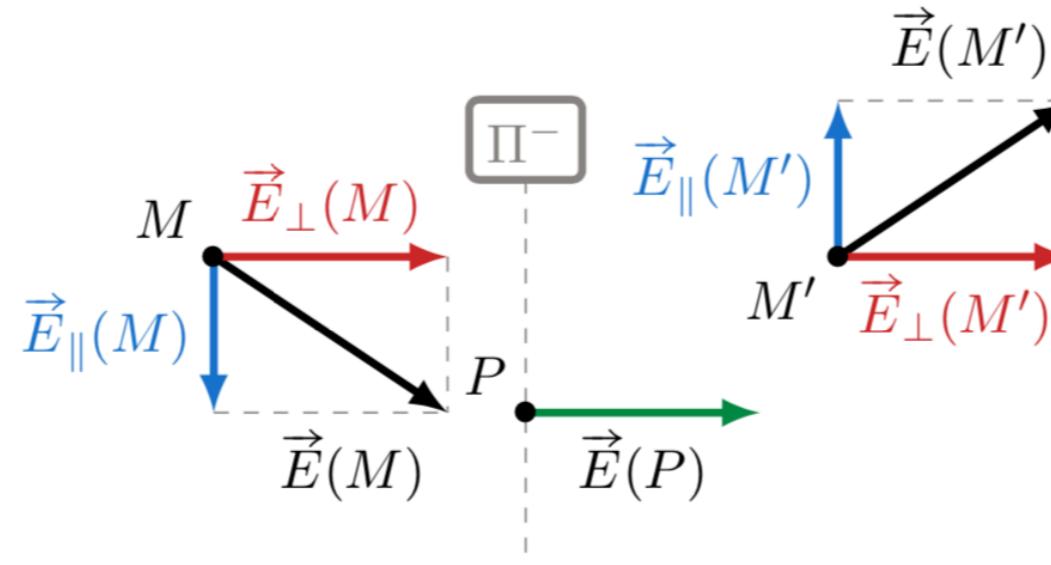
CONSÉQUENCE DES PLANS Π^- SUR LE CHAMP \vec{E}

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

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

Pour tout point M' , image de M par Π^- , on a : $\vec{E}(M') = -\text{sym}_{\Pi^-}(\vec{E}(M))$, c'est à dire :

$$\begin{cases} \vec{E}_{\perp}(M') = +\vec{E}_{\perp}(M) \\ \vec{E}_{\parallel}(M') = -\vec{E}_{\parallel}(M) \end{cases}$$



$$h_e^{\text{na}} = \mathcal{P}_i + \mathcal{P}_{\text{th}} \text{Cu}^{\text{na}} \frac{\#}{p} \frac{\#}{p \in \Sigma_k} \frac{\#}{b_k^{\text{na}}} \frac{\#}{\mathcal{E}^{\text{na}}} \frac{\#}{\theta^{\text{na}}} \frac{\#}{Zn^{\text{na}}} \frac{\#}{\text{rot } E} \frac{\#}{=}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{j} &= 0 & \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} &= \frac{Q_{\text{int}}}{\varepsilon_0} H_{\text{ALI}} = \frac{d}{\Delta_{\text{vap}}^{\text{S}}} \frac{\mu_0}{T_{\text{vap}}} \\ \frac{2\pi}{\lambda_0} j &= \varphi_0^F(SM)^\circ = \varphi_0^F(E_\oplus^\circ - \mu_{B_\oplus}^\circ)^\circ = 0 & 130,7 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1} &= \Delta_r H^\circ = \sum_i \nu_i \Delta_f H_i^\circ \\ \vec{j} &= \gamma \vec{E} & \Delta_r G &= \frac{\partial \vec{G}}{\partial \vec{\xi}} \frac{\partial \vec{G}}{\partial \vec{\mu}} \frac{\partial \vec{G}}{\partial \vec{H}} \frac{\partial \vec{H}}{\partial \vec{\mu}} \frac{\partial \vec{H}}{\partial \vec{\varepsilon}} \frac{\partial \vec{\varepsilon}}{\partial \vec{\omega}} \end{aligned}$$

EXERCICE D'APPLICATION I

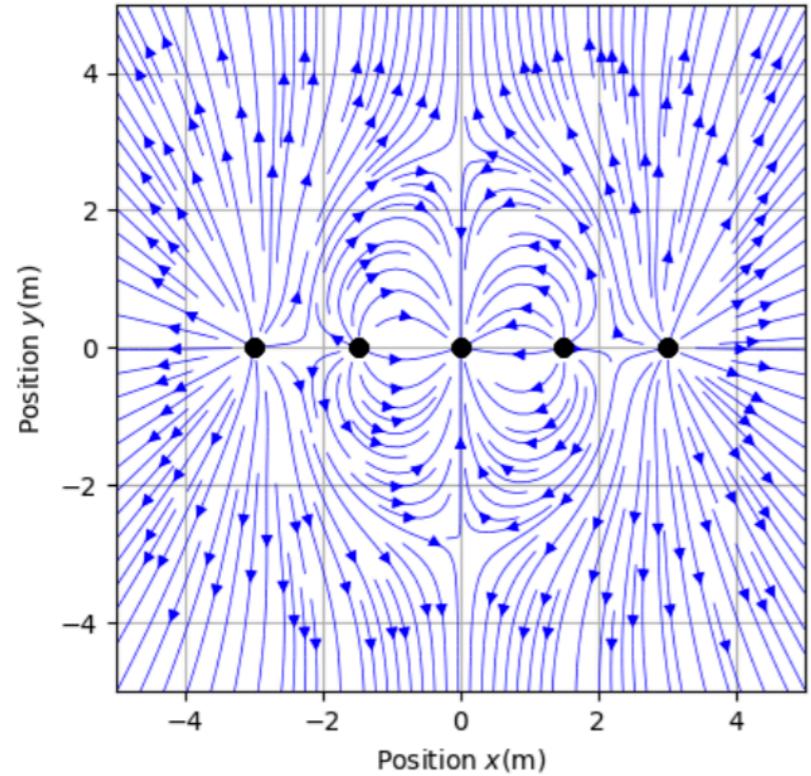


Fig. 14.17 – Distribution de charges ponctuelles et lignes de courant

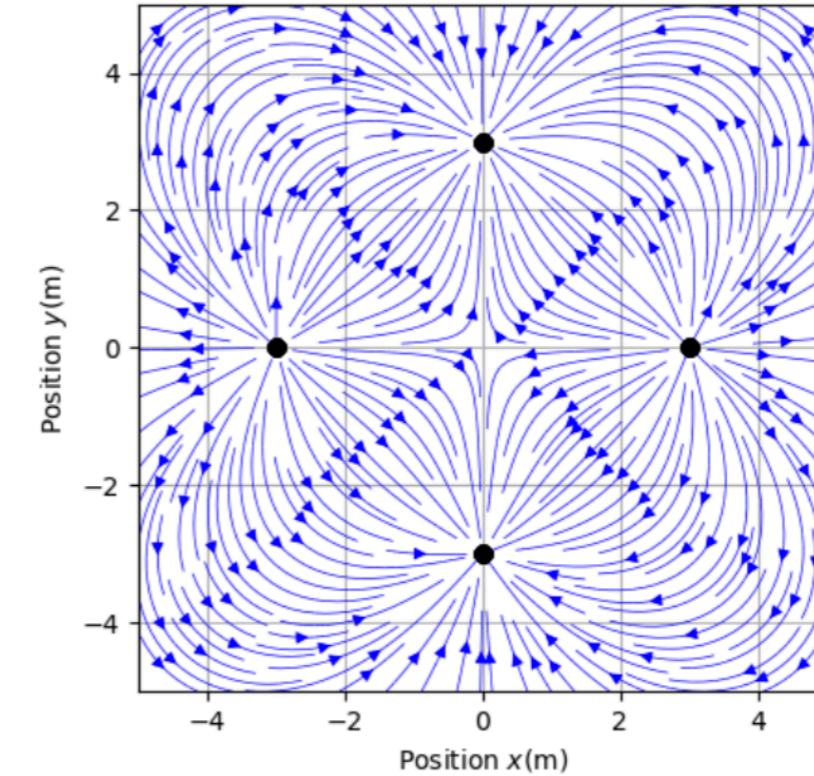


Fig. 14.18 – Distribution de charges ponctuelles et lignes de courant

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 ?

$$h_e^{\text{na}} = \mathcal{P}_i + \mathcal{P}_{\text{th}} \text{Cu}^{\text{na}} \mp \frac{\text{Zn}^{\text{na}}}{p} \text{C}^{\text{na}}_{\mathfrak{E}^{(\text{g})}} \pm \text{Zn}^{\text{na}}_{k^{\text{na}}} \text{rot } E =$$

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{j} &= 0 & \oint\!\!\!\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} &= \frac{Q_{\text{int}}}{\varepsilon_0} H_{\text{ALI}} = \frac{d}{\Delta_{\text{vap}}} \frac{\mu_0}{T_{\text{vap}}} \\ \frac{\partial \pi}{\lambda_0} \vec{j} \cdot \vec{E} &= \varphi_0^F (S M)^\circ = \varphi_0^F (E_\oplus^\circ \mu_{B_\oplus}^\circ)^{(1)} = 0 & \Delta_{\text{vap}} &= \frac{1}{130,71 \cdot K^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}} \\ \vec{j} &= \gamma \vec{E} & \Delta_{\text{r}} G &= \frac{\partial \vec{G}}{\partial \xi} \Big|_{P,T} \frac{\partial \vec{G}}{\partial \vec{H}} \Big|_{P,T} \frac{\partial \vec{H}}{\partial \mu_0} \frac{\partial \vec{P}}{\partial \varepsilon_0} \end{aligned}$$

- $(|\eta_{\text{ox}}(i)| + |\eta_{\text{red}}(i)|) \mathcal{E} V_{ri}$

THÉORÈME DE GAUSS

Théorème de Gauss

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

$$\oint\!\!\!\oint_{S_G} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q_{\text{int}}}{\varepsilon_0}$$

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

$$h_e^{\text{na}} = \mathcal{P}_i + \mathcal{P}_{\text{th}} \text{Cu}^{\text{na}} \frac{\pi}{p} \text{Zn}^{\text{na}} \text{C}^{\text{na}}_{\text{Zn}} \text{Zn}^{\text{na}}_k \text{rot } E$$

$$\int \vec{j} \cdot d\vec{S} = \frac{Q_{\text{int}}}{\varepsilon_0} H_{\text{ALI}} = \frac{d \frac{\mu_0}{\Delta_{\text{vap}}}}{d \frac{\mu_0}{T_{\text{vap}}}}$$

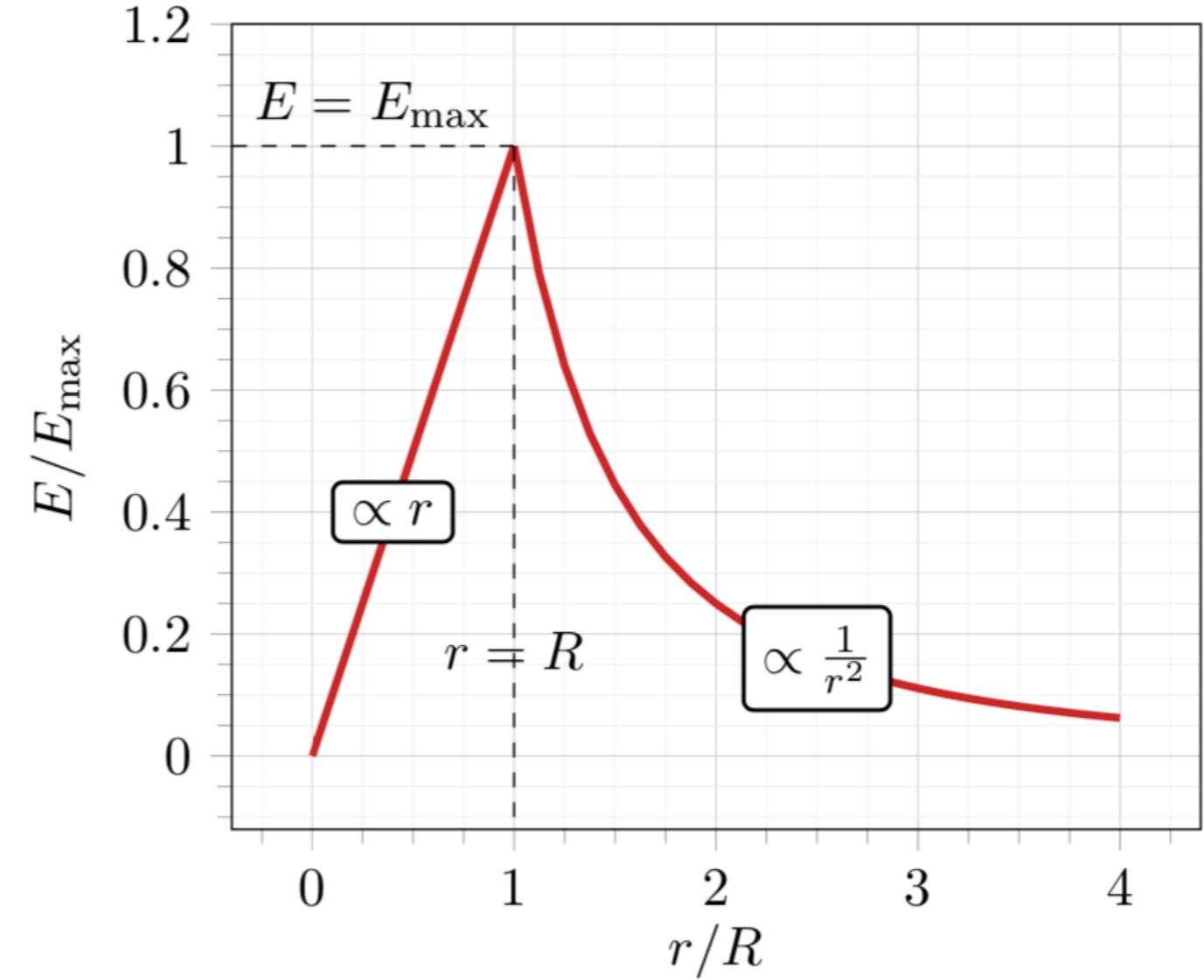
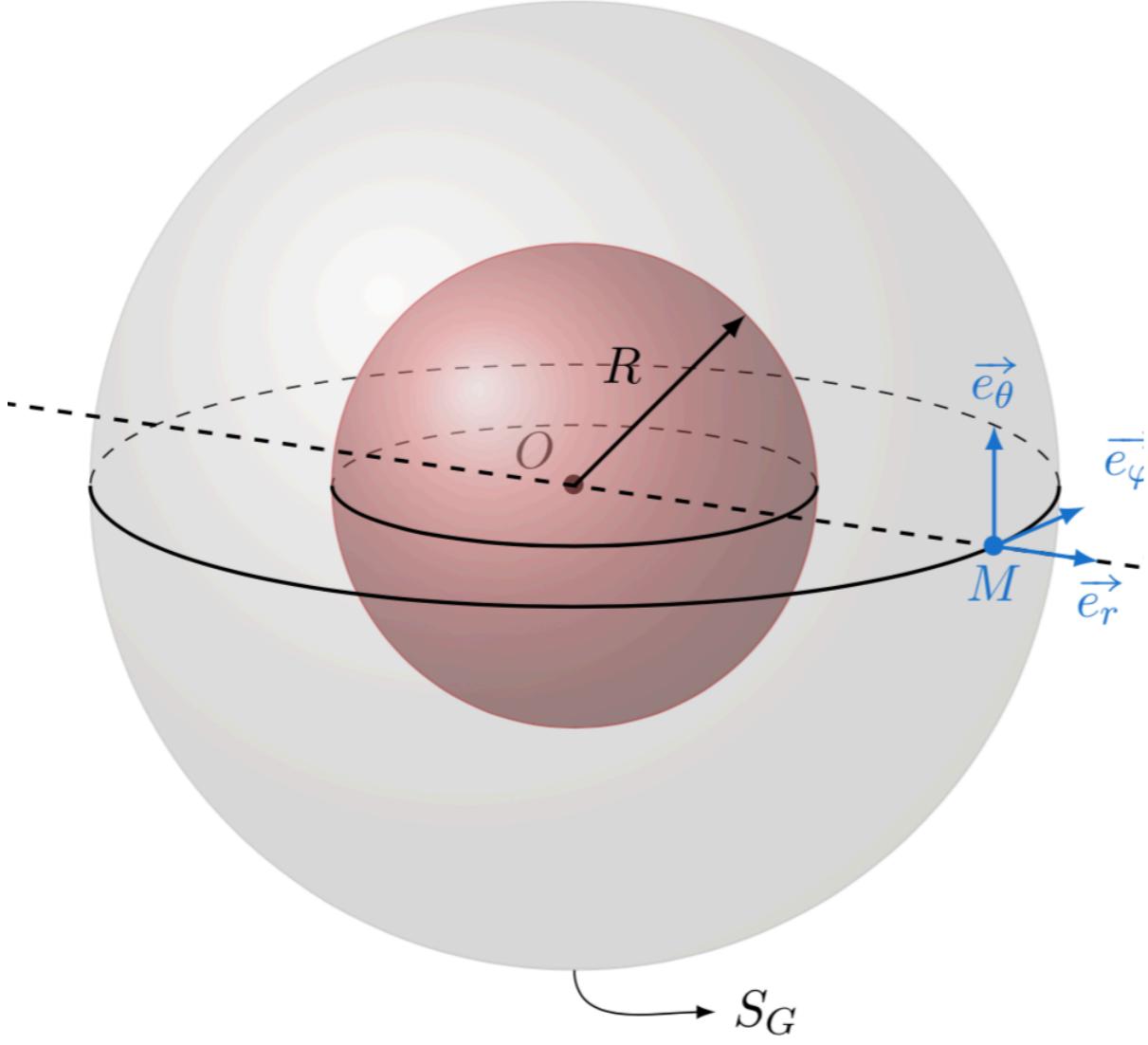
$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -\vec{j} + \text{div}(\vec{E}) \vec{B} + \text{div}(\vec{B}) \vec{E}$$

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \varphi_0^F \left(\vec{E} \wedge \vec{B} \right) - \varphi_0^F \left(\vec{B} \wedge \vec{E} \right)$$

$$\Delta_r G = \frac{\partial G}{\partial \xi} \Big|_{P,T} \frac{\partial G}{\partial P} \Big|_{T,\mu} \frac{\partial \mu}{\partial \xi} \Big|_{P,T} H^{\circ} \mu_0 \bar{\varepsilon}_0 \frac{\partial}{\partial \xi}$$

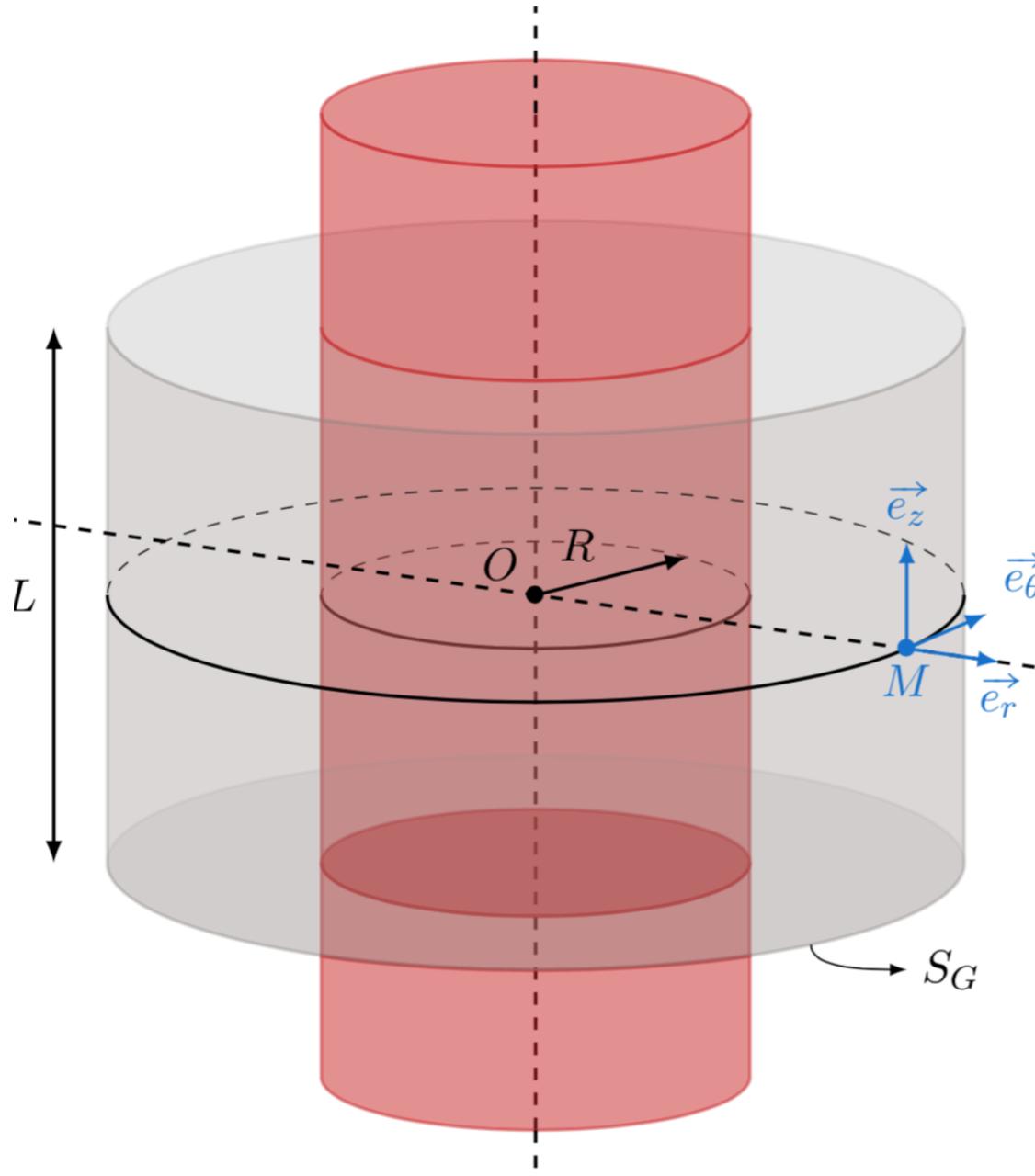
$$- (|\eta_{\text{Ox}}(i)| + |\eta_{\text{Red}}(i)|) \mathcal{E} V_{ri}$$

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

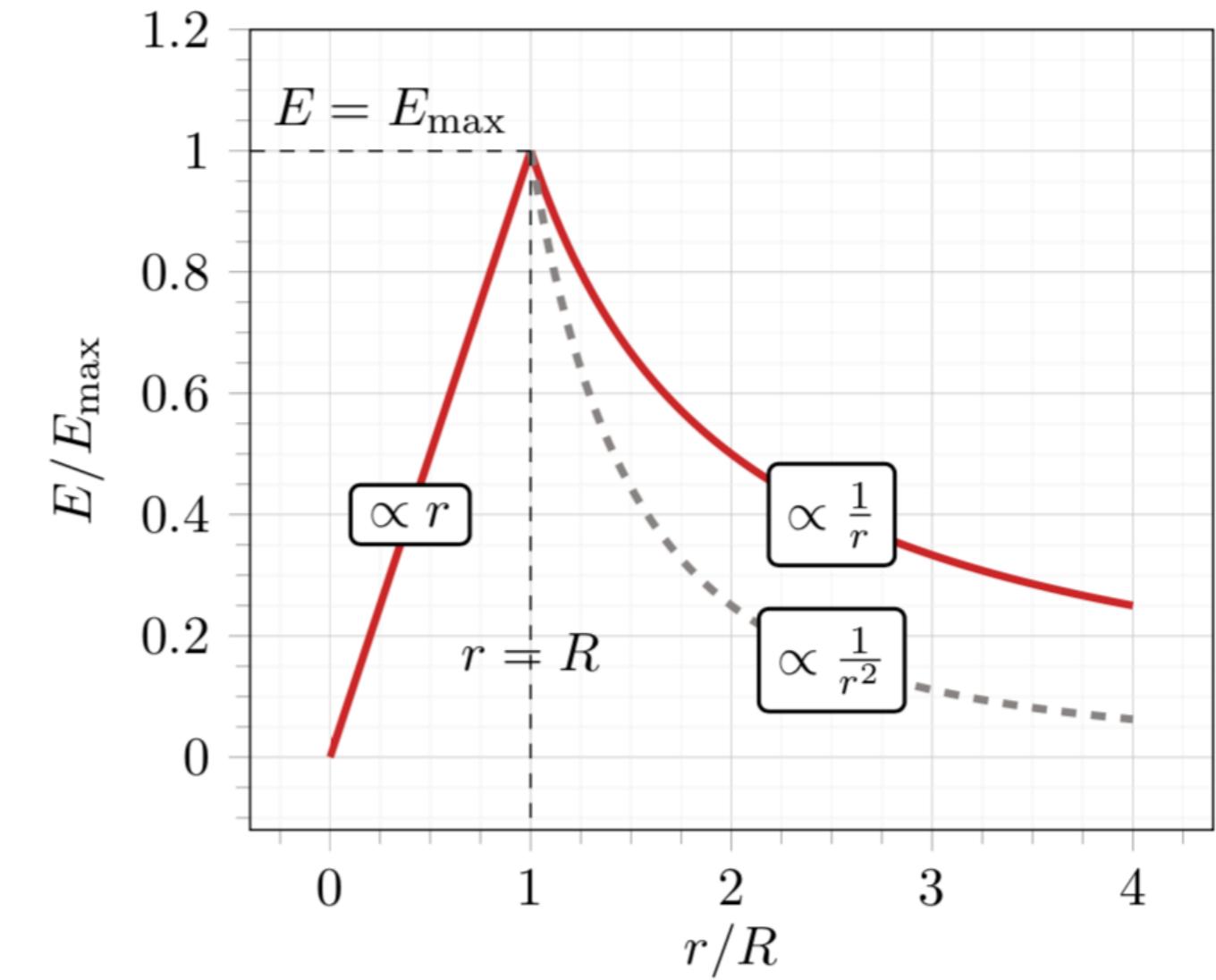


$$h_e^{\text{na}} = \mathcal{P}_i + \mathcal{P}_{\text{th}} \text{Cu}^{\text{na}} \frac{\pi}{p} \text{Zn}^{\text{na}} \text{C}^{\text{na}}_{\text{Zn}} \text{Zn}^{\text{na}} \text{rot } E =$$

$$\int \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q_{\text{int}}}{\varepsilon_0} H_{\text{ALI}} = \frac{d}{\Delta_{\text{vap}}} \frac{\mu_0}{T_{\text{vap}}} \exp \left(\frac{-\mu_0}{k T_{\text{vap}}} \right)$$



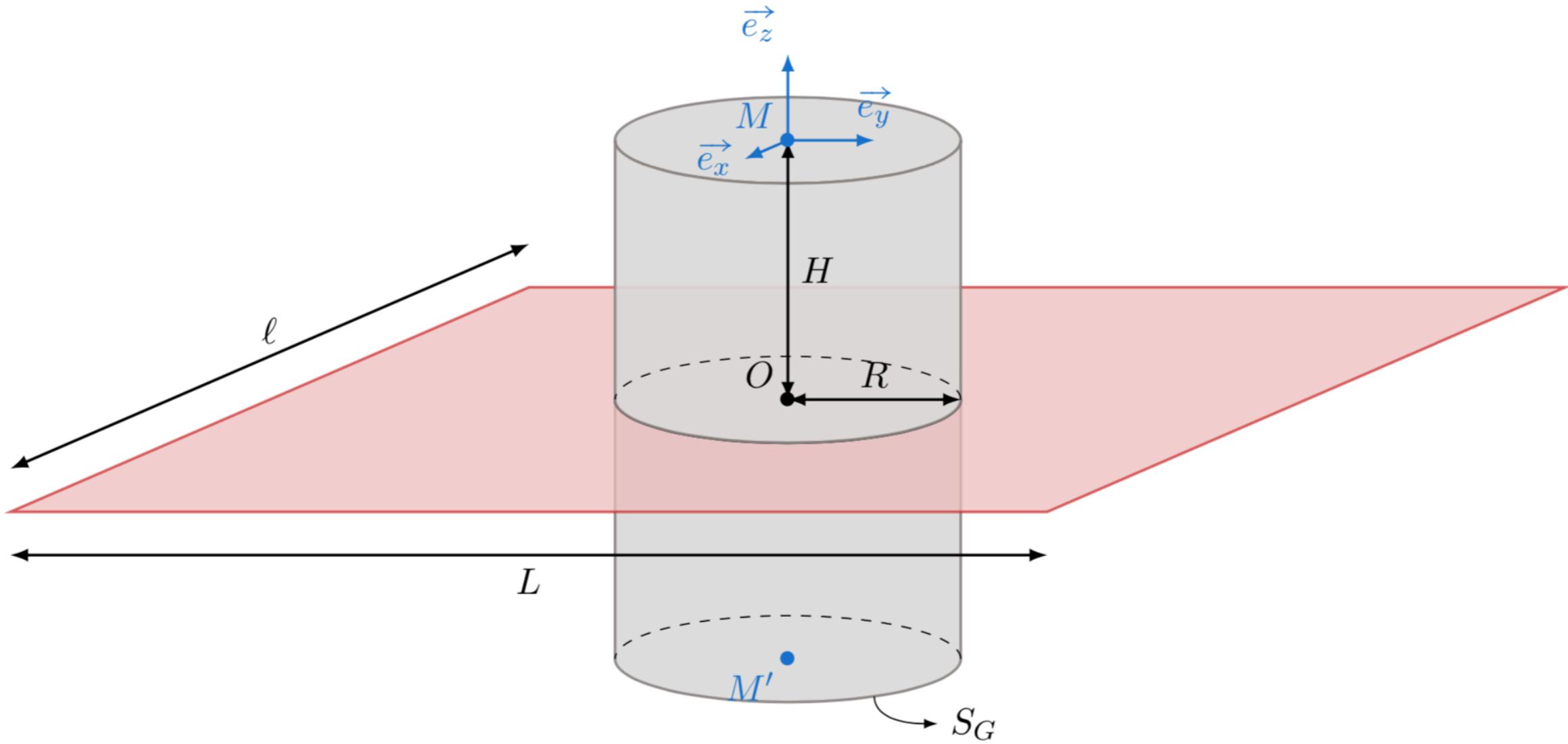
CALCULS DE CHAMPS : CYLINDRE AVEC $\rho(r \leq R) = \rho_0$



$$h_e^{\text{na}} = \mathcal{P}_i + \mathcal{P}_{\text{th}} \text{Cu}^{\text{na}} \frac{\pi}{p} \text{Zn}^{\text{na}} \text{C}^{\text{na}}_{\text{g}} \text{O}^{\text{na}}_{\text{g}} \text{Zn}^{\text{na}}_k \text{rot } E$$

$$\begin{aligned} \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} &= \frac{Q_{\text{int}}}{\varepsilon_0} H_{\text{ALI}} = \frac{d}{\Delta_{\text{vap}}} \frac{\mu_0}{\Delta_{\text{vap}}^2} \\ \text{div } \vec{j} &= 0 \\ \frac{2\pi}{\lambda_0} \vec{j} \cdot \vec{E} + \text{div} \left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_{\text{vap}}^{\text{g}}} \right) &= 0 \\ \Delta_{\text{vap}} &= \frac{T_{\text{vap}}}{T_{\text{vap}}} \\ \vec{j} &= \gamma \vec{E} \\ \Delta_{\text{vap}} G &= \frac{\partial G}{\partial \xi} \Big|_{P,T} \end{aligned}$$

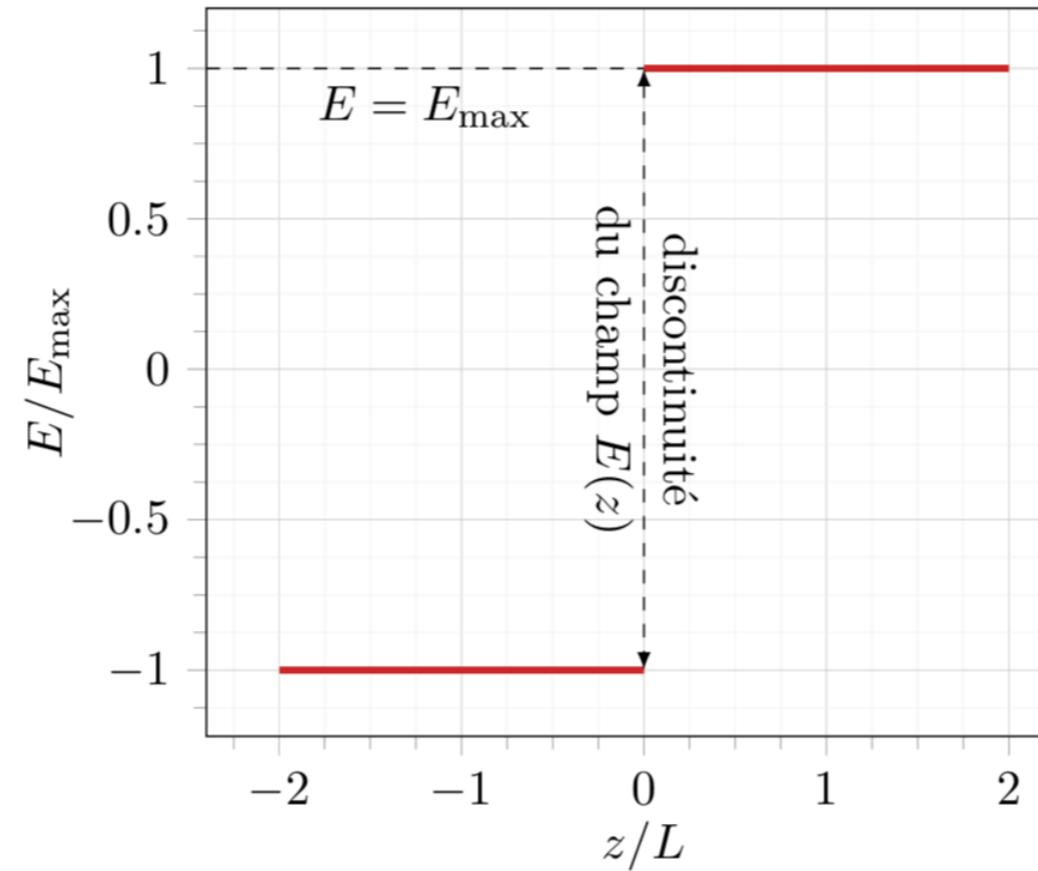
CALCULS DE CHAMPS : PLAQUE AVEC $\sigma(z = 0) = \sigma_0$



$$h]_e^{\nu} = \mathcal{P}_i + \mathcal{P}_{\text{th}} \text{Cu}^{\text{var}} \mp \frac{\text{Zn}^{\text{var}}}{p} \text{Cg}^{\text{var}} \pm \frac{\text{Zn}^{\text{var}}}{k} \text{rot } E \mp$$

$$\begin{aligned} & \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q_{\text{int}}}{\varepsilon_0} H_{\text{ALI}} \mp \frac{d}{\Delta_{\text{vap}}} \frac{\mu_0}{T_{\text{vap}}} \\ & \text{div } \vec{j} = 0 \quad \Delta_{\text{vap}} = \frac{\Delta_{\text{vap}}}{T_{\text{vap}}} \\ & \frac{2\pi Q}{\lambda_0} \vec{j} \cdot \vec{E} + \text{div} \left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_{\text{vap}}^{\infty} (T_{\text{vap}})} \right) = 0 \\ & \Delta_{\text{vap}} = \frac{130,71 \cdot \text{mol}^{-1}}{\sum_i \nu_i \Delta_{\text{f}} H_i^{\circ}} \\ & \vec{j} = \gamma \vec{E} \quad \Delta_{\text{vap}} = \frac{130,71 \cdot \text{mol}^{-1}}{\sum_i \nu_i \Delta_{\text{f}} H_i^{\circ}} \\ & \Delta_{\text{vap}} = \frac{\gamma \vec{E} \cdot \vec{B}}{\mu_{\text{vap}}^{\infty} T_{\text{vap}}} \end{aligned}$$

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



$$h|_e^{\text{na}} = \mathcal{P}_i + \mathcal{P}_{\text{th}} \text{Cu}^{\text{na}} \mp \frac{\text{Zn}^{\text{na}}}{p} \text{C}^{\text{na}}_{\text{Zn}} \pm \frac{\text{Zn}^{\text{na}}}{k} \text{rot } E =$$

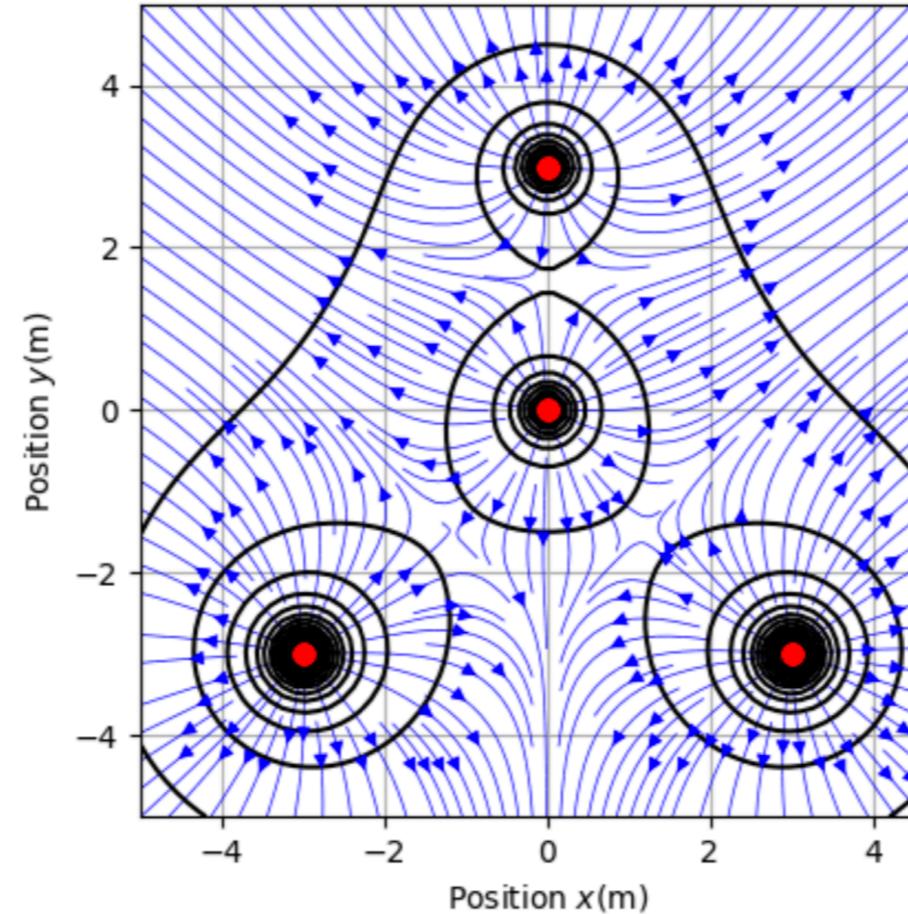
$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{j} &= 0 & \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} &= \frac{Q_{\text{int}}}{\varepsilon_0} H_{\text{ALI}} = d \frac{\mu_0}{\Delta_{\text{vap}} S} \\ \frac{2\pi}{\lambda_0} j &= \vec{E} + \operatorname{div} \left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0^{\text{vap}}} \right) = 0 & \Delta_{\text{vap}} S &= \frac{\Delta_{\text{vap}} H}{T_{\text{vap}}} \\ \vec{j} &= \gamma \vec{E} & \Delta_r G &= \frac{\partial \vec{G}}{\partial \vec{\xi}} \Big|_{B,T} \frac{G^{\text{vap}}}{2\mu_0} \vec{J}_r H^{\text{vap}} \bar{\varepsilon}_0 \bar{T} \\ -(\eta_{\text{ox}}(i)) &+ (\eta_{\text{red}}(i)) \mathcal{E} V_{ri} & \end{aligned}$$

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 :

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



Ligne de champ électrostatique et contours de potentiel électrostatique

$$h|_e^{\text{na}} = \mathcal{P}_i + \mathcal{P}_{\text{th}} \text{Cu}^{\text{na}} \# \mathbb{Z} \overline{n}_{(s)}^{\text{na}} \mathbb{C}^{\text{na}}_{\mathcal{E}(g)} \pm Zn_k^{\text{na}} \text{ rot } E =$$

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{j} &= 0 \\ \frac{d}{dt} \vec{j} &= \vec{E} + \operatorname{div} \left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} \right) = 0 \\ \frac{Q}{\lambda_0} \vec{S} M &= \varphi_0^F (E_{\oplus}^{\circ})^2 = 0 \\ \vec{j} &= \gamma \vec{E} \\ |\eta_{\text{ox}}(i)| + |\eta_{\text{red}}(i)| &\mathcal{E} V_{ri} \end{aligned}$$

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 : $\overrightarrow{\text{grad}} A = \frac{\partial A}{\partial r} \vec{u}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial \theta} \vec{u}_\theta + \frac{\partial A}{\partial z} \vec{u}_z$.

$$h_e^{\text{na}} = \mathcal{P}_i + \mathcal{P}_{\text{th}} \text{Cu}^{\text{na}} \mp \text{Zn}^{\text{na}} \text{C}^{\text{na}}_{\text{Zn}} \pm \text{Zn}^{\text{na}} \text{rot } E =$$

$$\int \int_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q_{\text{int}}}{\varepsilon_0} H_{\text{ALI}} = \frac{d \frac{\mu_0}{\Delta_{\text{vap}}}}{\Delta_{\text{vap}} S} = \frac{T_{\text{vap}}}{T_{\text{vap}}}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{j}{\lambda_0} \right) = \varphi_0^F (S M)^{\circ} - \varphi_0^F (E_{\oplus}^{\circ} \mu_{E_{\oplus}}^{\circ})^{\circ} = 0$$

$$\Delta_r G = \frac{\partial \Delta_r G}{\partial \xi} \Big|_{B,T} \frac{\partial \Delta_r G}{\partial \mu_0} \Big|_{B,T} \frac{\partial \Delta_r G}{\partial \omega} \Big|_{B,T} +$$

$$- (|\eta_{\text{ox}}(i)| + |\eta_{\text{red}}(i)|) \mathcal{E} V_{ri}$$

ÉQUATION DE POISSON

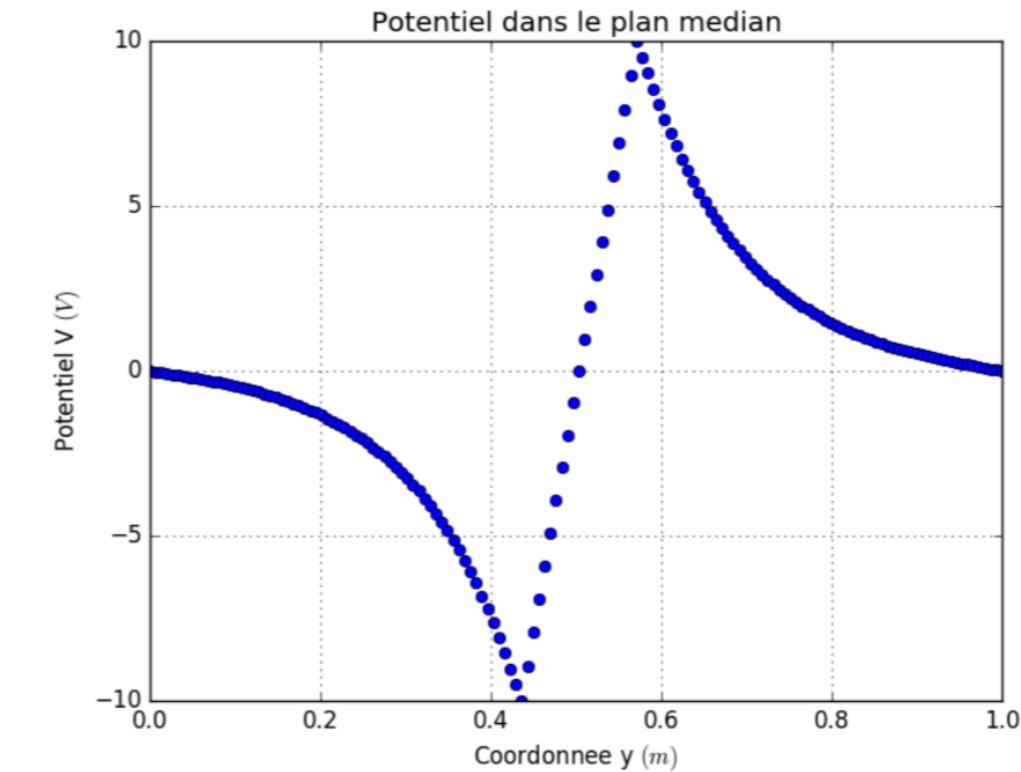
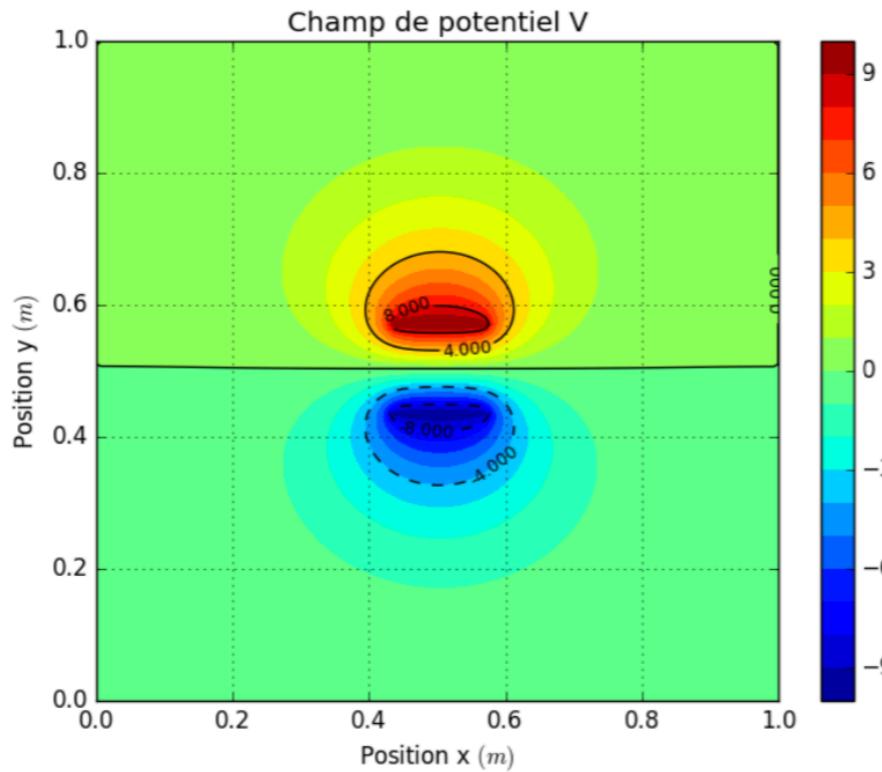
Équation de Poisson et de Laplace

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 :

$$\Delta V = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

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

$$\Delta V = 0$$



$$h]_e^{\nu} = \mathcal{P}_i + \mathcal{P}_{\text{th}} \text{Cu}^{\text{var}} \frac{\pm Zn_{(s)}^{\text{var}}}{p \in \sum_k b_k^{\pm}} \text{C}^{\text{var}}_{\mathcal{E}^{(g)}} \pm Zn_k^{\pm} \text{rot } E =$$

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{j} &= 0 \\ \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} + \vec{j} \cdot \vec{E} + \operatorname{div} \left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0^{\text{vap}}} \right) &= 0 \\ \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} + \vec{j} \cdot \vec{E} + \varphi_0^{\text{vap}} (E_{\oplus}^{\circ})^2 &= 0 \\ \lambda_0 \vec{j} &= \gamma \vec{E} \\ \Delta_{\text{r}} G &= \frac{\partial \vec{G}}{\partial \xi} \Big|_{B,T} \frac{\partial \vec{G}}{\partial \mu_0} \Big|_{B,T} \frac{\partial \vec{H}}{\partial \mu_0} \Big|_{B,T} \frac{\partial \vec{F}}{\partial \omega} \Big|_{B,T} \end{aligned}$$

$$- (|\eta_{\text{ox}}(i)| + |\eta_{\text{red}}(i)|) \mathcal{E} V_{ri}$$

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.

$$h_e^{\text{na}} = \mathcal{P}_i + \mathcal{P}_{\text{th}} \text{Cu}^{\text{na}} \frac{\pi}{p} \frac{\text{Zn}^{\text{na}}}{p} \frac{\text{Cd}^{\text{na}}}{p} \frac{\text{Zn}^{\text{na}}}{p} \frac{\text{Cd}^{\text{na}}}{p} \text{rot } E$$

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{j} &= 0 \\ \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} + \vec{j} \cdot \vec{E} + \operatorname{div} \left(\vec{E} \wedge \vec{B} \right) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(S M \right) &= \varphi_0^F \left(E_{\oplus}^{\circ} - B_{\oplus}^{\circ} \right) = 0 \\ \vec{j} &= \gamma \vec{E} \\ -(\eta_{\text{ox}}(i)) + (\eta_{\text{red}}(i)) \mathcal{E} V_{ri} & \end{aligned}$$

LOI DE NEWTON

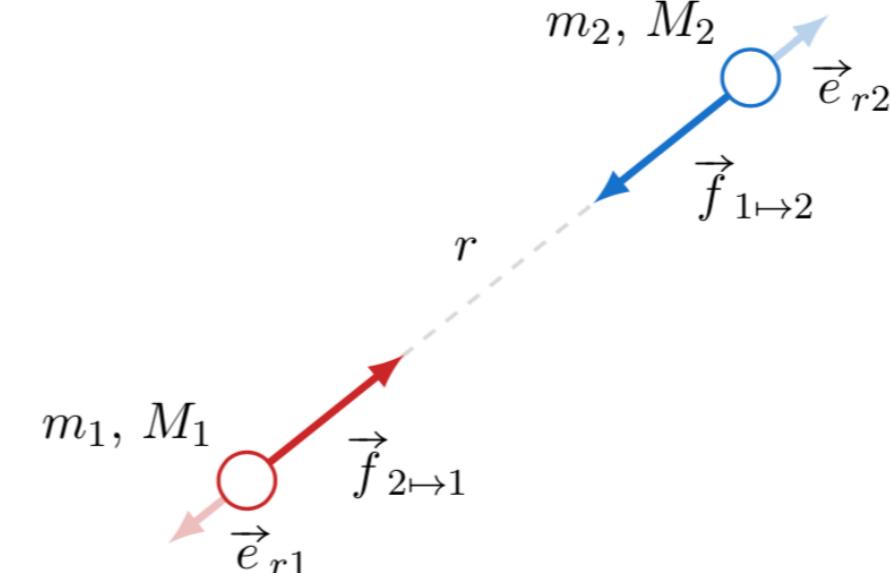
Loi d'interaction gravitationnelle de Newton

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 :

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

où $G = 6,67 \times 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2/\text{kg}^2$ 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	$\vec{E}(M) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \vec{e}_r$	$\vec{g}(M) = G \frac{m}{r^2} \vec{e}_r$

$$h|_e^{\text{na}} = \mathcal{P}_i + \mathcal{P}_{\text{th}} \text{Cu}^{\text{na} \times \frac{1}{p}, \frac{1}{p} \in \mathbb{Z}\overline{n}_{(s)} \overline{m} \mathbb{C}^{\mathfrak{d}}_{\theta^{(s)}} \pm Zn_k z^+} \text{rot } E =$$

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{j} &= 0 & \oint\!\!\!\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} &= \frac{Q_{\text{int}}}{\varepsilon_0} H_{\text{ALI}} = \frac{d}{\Delta_{\text{vap}}} \frac{\mu_0}{T_{\text{vap}}} \\ \frac{2\pi}{\lambda_0} \vec{j} \cdot \vec{E} &= \varphi_0^F (S M)^\circ = \varphi_0^F (E_\oplus^\circ \mu_{B_\oplus}^\circ)^{(1)} & = 0 &= 130,7 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1} \\ \vec{j} &= \gamma \vec{E} & \Delta_r G &= \frac{\partial \vec{G}}{\partial \vec{\xi}} \Big|_{P,T} \frac{G \partial T \partial a}{2 \mu_0} \vec{\Delta}_r H^\circ \mu_0 \bar{\varepsilon}_0 \vec{P} \\ -(|\eta_{\text{ox}}(i)| &+ |\eta_{\text{red}}(i)|) \mathcal{E} V_{ri} & \end{aligned}$$

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 :

$$\oint\!\!\!\oint_{\mathcal{S}} \vec{g} \cdot d\vec{S} = -4\pi \mathcal{G} M_{\text{int}}$$

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

$$\begin{aligned} h|_e^{\circ} &= \mathcal{P}_i + \mathcal{P}_{\text{th}} \cdot \frac{\text{Cu}^{*\text{N}^{**}} \# \text{Zn}^{(\bar{s})} \# \mathcal{E}^{\text{H}_{(s)}}}{p \in \tilde{\mathcal{H}}}, \quad \sum_k b_k^{z+} \text{rot } E = \\ &\tilde{H}(\text{j}\omega) = d \frac{\sum_k b_k^{z+} \mathcal{K}^{\circ}}{\sum_j \underline{d} \mathcal{K}^{\circ}} = \exp \frac{\partial}{\partial t} \end{aligned}$$

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

