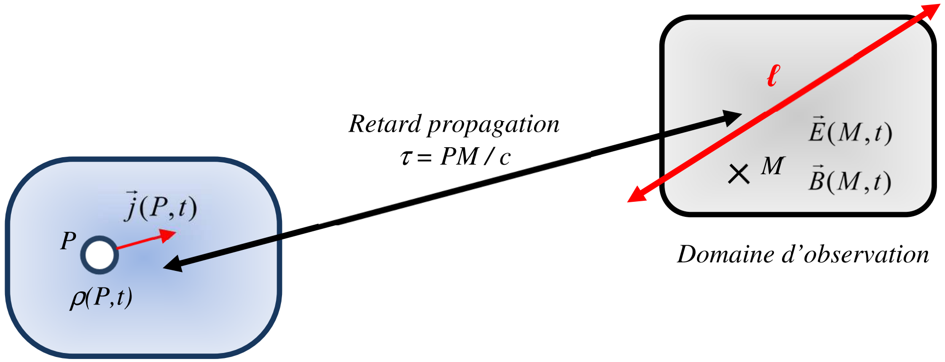
ARQS et ARQS magnétique

ARQS = Approximation des Régimes Quasi Stationnaires.
Ou encore :
ARQP = Approximation des Régimes Quasi Permanents.

Attention : ne pas traduire ces acronymes par $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ (cf. ci-dessous).



Électromagnétisme dans l'A.R.Q.S.

ARQS : $\ell \ll cT = \lambda$ **ce qui signifie que, *dans le domaine d'extension spatiale ℓ*, les *phénomènes de propagation sont négligeables*. Autrement dit, à chaque instant, *les champs peuvent être considérés comme uniformes* sur ce domaine (i.e. ils ne dépendent que du temps et non du point M considéré).**
Pour deux points M et M' dans le domaine d'observation, on peut donc écrire : $\vec{E}(M,t) = \vec{E}(M',t) = \vec{E}(t)$.

Exemples d'utilisations :
- ✓ Modèle de Drude pour établir l'expression de la conductivité en régime variable.

Électromagnétisme dans l'A.R.Q.S. magnétique

ARQS magnétique : $\ell \ll cT = \lambda$ et $\frac{\rho c}{j} \ll 1$ (les courants dominent les charges).

Conséquences :
- ✓ $div\,\vec{j} = 0 \Leftrightarrow \vec{j}$ **est à flux conservatif** (même intensité dans un circuit série, la loi des nœuds est vérifiée).
- ✓ $\overrightarrow{rot}\vec{B} = \mu_0 \vec{j}$ (théorème d'Ampère valable comme si les champs étaient statiques).
- ✓ $u_{em} \approx u_m$ (densité volumique d'énergie *électrique* négligeable).

Avec $\ell \ll \lambda$ et $\rho c \ll j$ les équations de Maxwell-Ampère se simplifient :

Équation de Maxwell-Gauss $div\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$	*Équation de Maxwell-ϕ* $div\vec{B} = 0$
Équation de Maxwell-Faraday $\overrightarrow{rot}\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$	*Équation de Maxwell-Ampère* $\overrightarrow{rot}\vec{B} = \mu_0 \vec{j}$

Remarque :

La conservation de la charge impose alors $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$: pas d'accumulation locale de charges.

Attention, dans le cas de l'étude d'un condensateur, cette approximation n'est pas valable (cf. exercice sur le sujet) : il faut utiliser l'équation de Maxwell-Ampère complète.

ARQS électrique (hors programme) : régimes « lentement variables dans le temps »
- ✓ Equation de conservation de la charge inchangée $\frac{\partial \rho}{\partial t} + div\,\vec{j} = 0$.
- ✓ $\overrightarrow{rot}\vec{E} \approx \vec{0} \Rightarrow \vec{E} = -\overrightarrow{grad}\,V$.
- ✓ $u_{em} \approx u_e$ (densité volumique d'énergie *magnétique* négligeable).

Dans ce cadre, les équations de Maxwell-Ampère se simplifient :

Équation de Maxwell-Gauss $div\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$	*Équation de Maxwell-ϕ* $div\vec{B} = 0$
Équation de Maxwell-Faraday $\overrightarrow{rot}\vec{E} \approx \vec{0} \Rightarrow \vec{E} = -\overrightarrow{grad}\,V$	*Équation de Maxwell-Ampère* $\overrightarrow{rot}\vec{B} = \mu_0 \left(\vec{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right)$

Justifications de l'ARQS magnétique en ordres de grandeur

Méthode :

- Evaluer l'équation de Maxwell-Faraday et les deux termes $\left\|\overrightarrow{rot}\vec{B}\right\|$ et $\varepsilon_0\mu_0\left\|\dfrac{\partial\vec{E}}{\partial t}\right\|$ de l'équation de Maxwell-Ampère *en ordre de grandeur* en utilisant comme longueur caractéristique ℓ et comme temps caractéristique la période T de l'onde.
- Puis évaluer le rapport : $\dfrac{\varepsilon_0\mu_0\left\|\dfrac{\partial\vec{E}}{\partial t}\right\|}{\left\|\overrightarrow{rot}\vec{B}\right\|}$. En déduire la forme simplifiée de l'équation de Maxwell-Ampère.
- Appliquer l'opérateur divergence aux deux membres de l'équation de Maxwell-Ampère simplifiée pour prouver la conservation du flux de $\vec{j}$ **.**