

Physique : Mines Ponts PSI 2018 Ph2 (partiel)

- ❑ 1 – La relation entre le champ et l'excitation magnétique, toujours valable (que le matériau soit lhi ou non) est

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}). \quad \boxed{B \text{ est en T, } H \text{ et } M \text{ en A. m}^{-1}}$$

- ❑ 2 – Un matériau magnétique linéaire (il faudrait dire aussi homogène et isotrope) est un milieu dans lequel le champ magnétique et l'excitation magnétique sont liés par une relation de proportionnalité : $\vec{B} = \mu \vec{H}$.

La perméabilité magnétique relative est $\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$; elle est sans unité.

Quand $\mu_r \rightarrow \infty$, $\vec{H} \rightarrow \vec{0}$. En effet, on fait l'hypothèse que B reste fini.

- ❑ 3 – H_1 se nomme excitation coercitive ; M_1 est ici à la fois l'aimantation rémanente et l'aimantation de saturation.

Pour $M = M_1$, $B_a = \mu_0(H_a + M_1)$; pour $M = -M_1$,

$B_a = \mu_0(H_a - M_1)$; et les transitions se font pour

$H = \pm H_1$, d'où le graphe ci-contre, avec $B_1 = \mu_0 M_1$.

Les pentes des deux parties obliques sont de valeur μ_0 .

Pour $H_a = 0$, $B_a = \pm \mu_0 M_1$, c'est le champ

magnétique rémanent. Le cycle est décrit dans le sens

anti-horaire, comme le montre le dessin. Pour ce

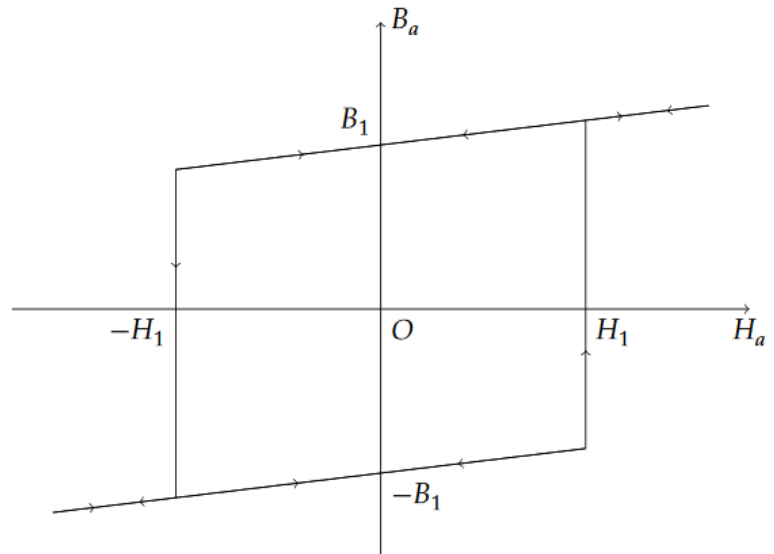
matériau, la caractéristique B(H) est loin d'être une

droite passant par l'origine, donc on ne peut pas définir

une perméabilité magnétique relative.

Lorsque $M_a = -M_1$, comme déjà écrit plus haut,

$$\boxed{B_a = \mu_0(H_a - M_1) \quad (1)}.$$



- ❑ 4 – On voit sur le dessin que les passages du milieu ferromagnétique à l'air sont des points anguleux. On va l'expliquer grâce aux relations de passage pour le champ magnétique et l'excitation magnétique, qui selon le programme officiel, devraient être fournies !

La composante normale du champ $\vec{B}$ est toujours continue

La composante tangentielle du champ $\vec{H}$ est continue quand il n'y a pas de

courants de surface, ce qui est le cas ici (les courants de surface

n'existent que dans des conducteurs parfaits). En utilisant les notations

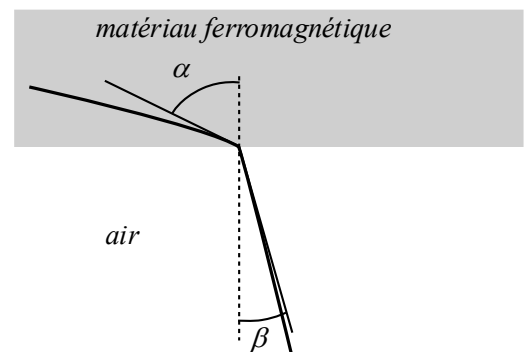
du schéma ci-contre, et en indiquant avec un e les champs dans l'entrefer (air), et avec un f celles dans le noyau

ferromagnétique, avec un t les composantes tangentes à l'interface et avec un n les composantes normales, on a :

$$\tan \alpha = \frac{B_{te}}{B_{ne}} \quad \text{et} \quad \tan \beta = \frac{B_{tf}}{B_{nf}}, \quad \text{les angles } \alpha \text{ et } \beta \text{ étant compris entre } 0 \text{ et } \frac{\pi}{2}. \quad \text{On en déduit } \frac{\tan \alpha}{\tan \beta} = \frac{B_{te}}{B_{ne}} \times \frac{B_{nf}}{B_{tf}} = \frac{B_{te}}{B_{tf}},$$

puisque B_n est continue. D'où $\frac{\tan \alpha}{\tan \beta} = \frac{\mu_0 H_{te}}{\mu_0 \mu_r H_{tf}} = \frac{1}{\mu_r}$, puisque H_t est continue. Ainsi, l'aimantation tangentielle M_t

étant importante, $\frac{\tan \alpha}{\tan \beta} \ll 1$, ce qui est en accord avec l'allure des points anguleux aux interfaces.



- ❑ 5 – On rappelle que (Maxwell-Flux) $\text{div } \vec{B} = 0$, donc $\vec{B}$ est à flux conservatif, ce qui veut dire que le flux de $\vec{B}$ est le même, à t donné, tout le long d'un tube de champ. Or, la figure 4 montre que les lignes de champ magnétique sortent peu de ce milieu : le champ magnétique y est bien canalisé ; le noyau ferromagnétique forme quasiment un tube de champ. Cela prouve bien que

le flux magnétique se conserve dans le circuit magnétique.

Attention, piège : ϕ_0 est défini par la surface S qui se trouve dans la partie centrale du noyau, mais B_a existe dans l'aimant, c'est-à-dire à la périphérie.

Par continuité du flux magnétique, le flux ϕ_0 se retrouve dans l'entrefer à travers la surface

$S_e = 2\pi a \ell_e$, orientée de façon fuyante par rapport à l'axe $x'x$, d'où $\phi_0 = 2\pi a \ell_e B_e$.

Et ce flux se retrouve aussi dans l'aimant à travers la surface $S_a = \pi(\rho'^2 - \rho^2)$, orientée de façon inverse à l'axe $x'x$, d'où $\phi_0 = -\pi(\rho'^2 - \rho^2)B_a$, puisque B_a est la composante du vecteur $\vec{B}_a$ selon $+\vec{u}_x$. On en déduit

$$\boxed{2a \ell_e B_e = \phi_0 = -(\rho'^2 - \rho^2)B_a} \quad (2).$$

- 6 – Ici, pour le moment, il n'y a pas de courant libre enlacé. En orientant le contour $\mathcal{L}$ dans le sens anti-horaire, on a $\oint_{\mathcal{L}} \vec{H} \cdot d\vec{\ell} = 0$, d'où $\boxed{H_e \ell_e - H_a \ell_a = 0} \quad (3)$, puisque $H = 0$ dans le noyau ferromagnétique.

- 7 – En utilisant les équations (1) ; (2), (3) et aussi $B_e = \mu_0 H_e$, on obtient

$$B_a = -\mu_0 M_1 + \mu_0 \left(\frac{e}{\ell_a} \times \frac{1}{\mu_0} \times \left(-\frac{\rho'^2 - \rho^2}{2a\ell_e} B_a \right) \right), \text{ soit encore } B_a \left(1 + \frac{e}{\ell_a} \left(\frac{\rho'^2 - \rho^2}{2a\ell_e} \right) \right) = -\mu_0 M_1$$

$$\boxed{B_a = -\frac{\mu_0 M_1}{1 + \frac{e(\rho'^2 - \rho^2)}{2a\ell_e \ell_a}}}$$

Numériquement, il faut visiblement prendre $a = R_b$, puisque a n'est pas fourni dans les données.

$$\boxed{B_a = -\frac{4\pi \cdot 10^{-7} \times 4 \cdot 10^5}{1 + \frac{3 \cdot 10^{-3} (0,06^2 - 0,003^2)}{2 \times 0,02 \times 0,006 \times 0,02}}} \simeq -0,2 \text{ T}$$

- 8 – Au moyen de l'équation (2), on en déduit $\boxed{B_e = -\frac{\rho'^2 - \rho^2}{2a\ell_e} B_a = +\frac{\mu_0 M_1}{\frac{2a\ell_e}{\rho'^2 - \rho^2} + \frac{e}{\ell_a}}}$.

Numériquement, $\boxed{B_e = \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \times 4 \cdot 10^5}{\frac{2 \times 0,02 \times 0,006}{27 \cdot 10^{-4}} + \frac{3 \cdot 10^{-3}}{0,02}}} \simeq 2 \text{ T}.$

- 9 – Question pas facile ! Il faut revenir sur le schéma de la question 3, et le compléter : si on combine les équations (2) et (3), ainsi que $B_e = \mu_0 H_e$, on obtient : $B_a = \frac{-2a\ell_e}{\rho'^2 - \rho^2} \times \frac{1}{\mu_0} \times \left(\frac{\ell_a}{e} \right) H_a$, ce qui correspond à la droite passant par O sur le dessin ci-contre. En faisant l'intersection avec le cycle d'hystérésis, on obtient le point dont l'abscisse est H_a , valeur de l'excitation magnétique dans l'aimant. Cette valeur de H_a est la conséquence des équations (1), (2) et (3) et est donc $H_a = \frac{e}{\ell_a} \times \frac{B_e}{\mu_0}$, connu.

Pour que le « point de fonctionnement » nominal de l'aimant soit atteint, c'est-à-dire pour que son aimantation

soit de valeur M_1 , il faut que le H_a que l'on vient de trouver soit

inférieur à H_1 , d'où $H_1 > \frac{e}{\ell_a} \times \frac{B_e}{\mu_0}$.

Ou si on préfère, en fonction de M_1 : $H_1 > \frac{M_1}{\frac{2a\ell_e\ell_a}{e(\rho'^2 - \rho^2)} + 1}$

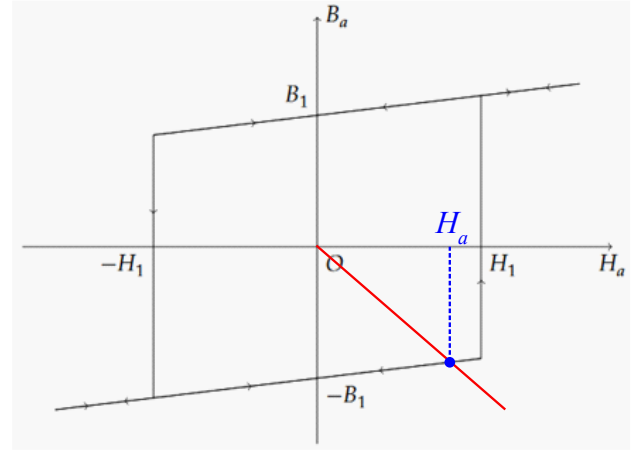
Numériquement, il faut $H_1 > 2,5 \cdot 10^5 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$.

❑ 10 – En présence d'un courant de charges libres, le théorème

d'Ampère devient $H_e a - H_a \ell_a = Ni$, d'où $H_a = \frac{a}{\ell_a} H_e - \frac{Ni}{\ell_a}$.

Or, le correctif par rapport au cas où $i = 0$ est $\frac{Ni}{\ell_a}$, de valeur

$2,5 \cdot 10^3 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$, ce qui est 100 fois plus petit que la valeur minimale trouvée pour H_1 . Donc, en effet, le champ magnétique ne va pas être modifié en présence de courant dans la bobine.



❑ 11 – La force de Laplace s'exerçant sur un conducteur filiforme de longueur ℓ , parcouru par un courant $i(t)$ est

$$\vec{F}_L = \int_p i(t) d\vec{\ell} \wedge \vec{B}, \text{ avec } d\vec{\ell} \text{ de même sens que la flèche orientant } i(t).$$

Donc ici, $\vec{F}_L = N2\pi R_b i(t) \vec{u}_\theta \wedge B_e \vec{u}_r = -N2\pi R_b B_e i(t) \vec{u}_x$. Et en introduisant la notation de l'énoncé,

$$\vec{F}_L = -\ell B_e i(t) \vec{u}_x.$$

❑ 12 – On nous impose la loi (Théorème de la résultante dynamique) et le système (équipage mobile), mais ajoutons que l'on prend le référentiel terrestre, supposé galiléen. Et après projection sur $\vec{u}_x$, le poids (et l'action verticale du système de guidage) disparaît : $m\ddot{x} = -Kx - h\dot{x} - \ell B_e i(t)$ (4).

❑ 13 – Il y a un phénomène d'induction, donc une force électromotrice induite, car on est en présence d'un circuit mobile dans une région où existe un champ magnétique, et aussi d'une autoinduction.

On peut relever une imprécision dans l'énoncé : il ne dit pas clairement dans quel sens est orientée la f.é.m. e (qui est une grandeur algébrique). Mais vue la formule rappelée pour la loi d'Ohm généralisée, elle a été orientée dans le même sens que $i(t)$.

Insistons sur le fait que cette f.é.m. e est globale : elle résulte à la fois d'une autoinduction et d'une mutuelle induction.

❑ 14 – Le premier principe de la thermodynamique, appliqué au haut-parleur, entre t et $t + dt$ donne :

$$dU + d\mathcal{E}_p + d\mathcal{E}_c + d\mathcal{E}_{em} = \delta W + \delta Q, \text{ avec } \delta W = ui dt + \delta W_{frott} \text{ et } \delta Q = -Ri^2 dt.$$

Et en multipliant tous les termes de l'équation (4) par $\dot{x} dt$, on obtient :

$$m\ddot{x}\dot{x} dt + Kx\dot{x} dt = -h\dot{x}\dot{x} dt - \ell B_e i(t)\dot{x} dt, \text{ c'est-à-dire } d\mathcal{E}_p + d\mathcal{E}_c = \delta W_{frott} + \delta W_L.$$

$$\text{On remplace : } dU + \delta W_{frott} + \delta W_L + d\mathcal{E}_{em} = ui dt + \delta W_{frott} - Ri^2 dt.$$

Puisque la température ne varie pas (phase condensée), $dU \approx 0$.

$$\text{Il vient } d\mathcal{E}_{em} = ui dt - \delta W_L - Ri^2 dt$$

$$= Ri^2 dt - ei dt - \delta W_L - Ri^2 dt$$

$$= -ei dt - \delta W_L$$

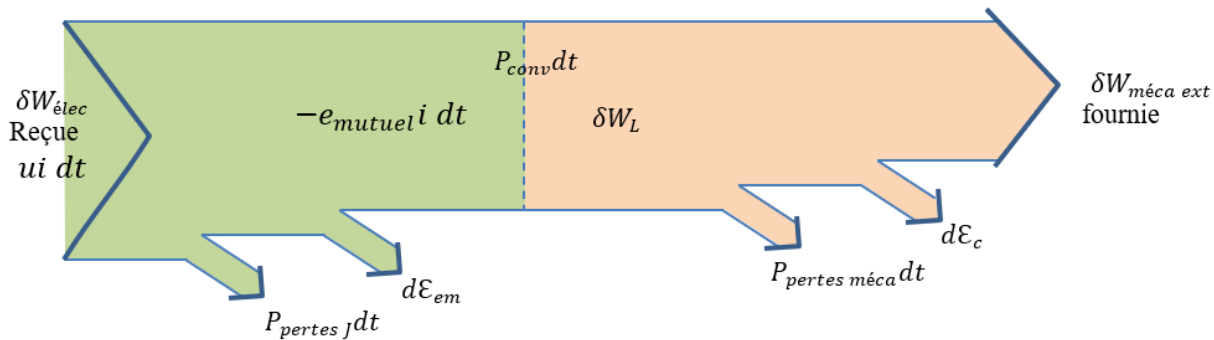
$$\text{ce qui donne bien } d\mathcal{E}_{em} = \delta W_{em} - \delta W_L \quad (5).$$

❑ 15 – En remplaçant la force de Laplace par son expression $-\ell B_e i \dot{x} dt$, l'équation (5) donne :

$$Li di = -ei dt + \ell B_e i \dot{x} dt, \text{ soit } Li \frac{di}{dt} dt = -ei dt + \ell B_e i \dot{x} dt \text{ qui se simplifie en } e = -L \frac{di}{dt} + \ell B_e \dot{x}.$$

Le premier terme est celui d'autoinduction, et le second ($e_{mutuel} = \ell B_e \dot{x}$) celui de mutuelle induction. C'est au niveau de ce second terme que se fait la conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique.

On peut d'ailleurs faire un schéma classique avec des grosses flèches, comme dans le cours sur la conversion électromagnéto-mécanique :



En remplaçant la f.é.m. par son expression dans la loi d'Ohm généralisée, on obtient :

$$u(t) = Ri(t) + L \frac{di}{dt}(t) - \ell B_e \dot{x} \quad (6)$$

En notation complexe, (4) devient $-m\omega^2 \underline{x} + K\underline{x} + j\omega h \underline{x} = -\ell B_e \underline{i} \quad (4')$

En notation complexe, (6) devient $\underline{u} = (R + jL\omega)\underline{i} - j\omega\ell B_e \underline{x} \quad (6')$

Au passage (ce n'était pas demandé), en combinant (4') et (6'), on retrouve bien l'impédance apparente donnée dans l'énoncé.

- 16 – La partie $\underline{Z}_m$ de l'impédance, constituée de trois dipôles en parallèle, est équivalente à un fil en très haute et très basse fréquence, et alors $\underline{Z} \simeq R + jL\omega$, d'où l'allure de $|\underline{Z}|$ en très basse fréquence (se résume à R) et en très haute fréquence (fonction linéairement croissante de la fréquence, avec une pente légère).

Mais pour $L_m C_m \omega^2 = 1$, la partie imaginaire de $\frac{1}{\underline{Z}_m}$ s'annule, donc $\left| \frac{1}{\underline{Z}_m} \right|$ devient minimal et $|\underline{Z}_m|$ devient maximal (puisque $\frac{1}{\underline{Z}_m} = \frac{1}{R_m} + j \left(C_m \omega - \frac{1}{L_m \omega} \right)$). Evidemment, la norme d'une somme n'est pas égale à la somme des normes, mais vue la forme de la courbe fournie, quand ω est proche de $\frac{1}{\sqrt{L_m C_m}}$, $\underline{Z}$ se résume quasiment à $\underline{Z}_m$.

En conclusion c'est à peu près pour $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_m C_m}} = \sqrt{\frac{K}{m}}$ que $|\underline{Z}_m|$ est maximal, et cela correspond à une

fréquence $f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K}{m}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{2 \cdot 10^5} = \frac{450}{2\pi} \simeq 70 \text{ Hz}$, ce qui est en accord avec la figure.

- 17 – Hypothèses de l'acoustique linéaire : une onde acoustique est considérée comme une perturbation, les grandeurs acoustiques sont d'amplitudes très petites devant les grandeurs au repos (pression, masse volumique, température). Et la vitesse des particules de fluide petite devant la célérité des ondes.

Mise en équation : cf cours (en définissant bien les notations).

On trouve $A = \rho_0 \chi_s$, d'où la célérité : $c = \frac{1}{\sqrt{\rho_0 \chi_s}}$.

- 18 – Dans le cadre du modèle du gaz parfait, la célérité dépend de la température, mais pas de la pression. Pourquoi nous demande-t-on la célérité « à 1 bar » ?

On obtient pour le gaz parfait (cf cours) : $c = \sqrt{\frac{\gamma R T_0}{M}} \simeq \sqrt{\frac{7 \times 25 \times 300}{5 \times 3 \times 29 \cdot 10^{-3}}} \simeq \sqrt{\frac{7 \times 5 \times 100000}{29}}$. Pffffff pas facile à évaluer sans calculatrice. On voit bien que ça va tourner autour de 340 m/s , mais on n'a pas de précision sans calculatrice. Et

pourquoi on nous donne $\sqrt{3}$?

Quant à la longueur d'onde, $\lambda = \frac{c}{f} = 1,7 \text{ m}$.

- 19 – Avec le formulaire donné en dernière page, $\Delta p = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r^2} (A_1 e^{j(\omega t - kr + kR_0)})$. Donc en remplaçant dans l'équation de d'Alembert :

$$\frac{A_1}{r} (-jk)^2 e^{j(\omega t - kr + kR_0)} - \frac{1}{c^2} (j\omega)^2 \frac{A_1}{r} e^{j(\omega t - kr + kR_0)} = 0, \text{ d'où } k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}, \text{ puis } k = \pm \frac{\omega}{c}.$$

- 20 – L'équation d'Euler linéarisée s'écrit $\rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial r}$ D'où $\rho_0 j\omega v = -A_1 e^{j(\omega t - kr + kR_0)} \left(-\frac{1}{r^2} - j\frac{k}{r}\right)$,

C'est-à-dire $\rho_0 j\omega v = p \left(\frac{1}{r} + jk\right)$. On en déduit l'impédance $Z_a = \frac{p}{v} = \frac{\rho_0 j\omega}{\frac{1}{r} + jk}$

Cette impédance tend vers la valeur classique $\rho_0 c$ lorsque $r \rightarrow \infty$, ce qui est normal car l'onde sphérique progressive tend vers une onde plane lorsque l'on est très loin de la source (les sphères sont grandes, donc localement assimilables à des plans).

- 21 – On exprime la continuité de la vitesse en $r = R$: $V_a = R_1 \omega e^{j\omega t} = \frac{p(R_0, t)}{Z_a}$

D'où $R_1 \omega e^{j\omega t} = \frac{A_1}{R_0 \times \rho_0 j\omega} e^{j(\omega t - kR_0 + kR_0)} \left(\frac{1}{R_0} + jk\right)$ qui se simplifie en $R_1 \omega = \frac{A_1}{R_0 \times \rho_0 j\omega} \left(\frac{1}{R_0} + jk\right)$

D'où $A_1 = \frac{R_0 R_1 \rho_0 j\omega^2}{\frac{1}{R_0} + jk}$, puis, du fait que $Q_0 = R_1 \omega 4\pi R_0^2$, $A_1 = \frac{j\omega \rho_0 Q_0}{4\pi(1 + jkR_0)}$.

L'expression complète de la pression acoustique complexe est donc

$$p(r, t) = \frac{j\omega \rho_0 Q_0}{4\pi r(1 + jkR_0)} e^{j(\omega t - kr + kR_0)}$$

Pour $R_0 \ll \lambda$, on a $kR_0 \ll 1$, d'où $1 + jkR_0 \simeq 1$ et $\omega t - kr + kR_0 \simeq \omega t - kr$, donc on retrouve bien

$$p(r, t) \simeq \frac{j\omega \rho_0 Q_0}{4\pi r} e^{j(\omega t - kr)}$$

- 22 – $v(r, t) = \frac{p(r, t)}{Z_a} = \frac{j\omega \rho_0 Q_0}{4\pi r \rho_0 j\omega} e^{j(\omega t - kr)} \left(\frac{1}{r} + jk\right)$, d'où $v(r, t) = \frac{Q_0}{4\pi r} \left(\frac{1}{r} + jk\right) e^{j(\omega t - kr)}$.

Si $\vec{v} = -\overrightarrow{\text{grad}} \phi$, alors $v = -\frac{\partial \phi}{\partial r}$.

Or, $\frac{\partial \phi}{\partial r} = \frac{Q_0}{4\pi} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} e^{j(\omega t - kr)}\right) = \frac{Q_0}{4\pi} \left(\frac{-1}{r^2} e^{j(\omega t - kr)} - \frac{jk}{r} e^{j(\omega t - kr)}\right)$, ce qui donne bien v .

- 23 – J'avoue que le paragraphe justifiant qu'il faut un facteur 2 n'est pas très clair, mais peu importe.

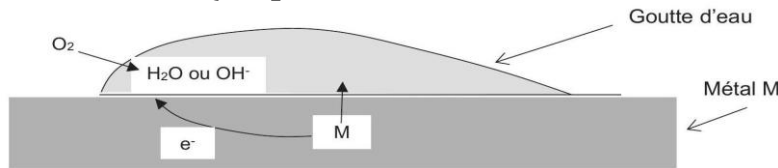
D'après la question 22, le potentiel des vitesses ϕ_{monopole} est en $\frac{1}{r} e^{j(\omega t - kr)}$, c'est donc une onde sphérique : à t fixé, ϕ_{monopole} a même valeur en tous points d'une sphère centrée sur le monopôle. Cela veut bien dire que ce n'est pas directif puisque ϕ_{monopole} ne dépend pas de la latitude et de la longitude.

Mais pour le disque à cause de la fonction $D(\theta)$ présente dans ϕ_t , $|\phi_t|$ devient négligeable pour $u > 4$, c'est-à-dire pour $\sin(\theta) > \frac{4}{kR_d}$. θ est ici un angle compris entre 0 et $\frac{\pi}{2}$, donc dans un domaine où le sinus est positif et est une fonction croissante de θ . Ainsi, $|\phi_t|$ devient non négligeable pour $\theta < \arcsin\left(\frac{4}{kR_d}\right)$. Le domaine angulaire dans lequel l'onde sonore est rayonnée, est limité, ce qui traduit bien une directivité.

❑ 24 – On calcule $kR_d = 2\pi \times \frac{200}{340} \times 0,1 \approx 0,37 \ll 4$.

Donc pour tout angle θ , $kR_d \sin(\theta)$ est petit devant 4, donc $D(\theta)$ reste proche de 1, et est à peu près indépendant de θ , ce qui montre bien que la source est très peu directive.

Partie chimie : Corrosion (d'après CCINP PSI 2024 et un ancien pb CCINP)



Q1. Les porteurs de charge qui assurent le rebouclage du courant électrique dans la goutte sont : les ions M^{n+} et les ions OH^- .

Le phénomène de corrosion est plus prononcé en milieu marin que dans les terres à cause des ions Na^+ et Cl^- , qui rendent la solution plus conductrice.

Q2. Sur la droite d'apparition de $Zn(OH)_{2(s)}$, $[Zn^{2+}] = 10^{-6} \text{ mol.L}^{-1} = c_{tra}$ et $[Zn^{2+}][OH^-]^2 = K_s(c^0)^3$.

On en déduit : $[OH^-] = c^0 \sqrt{\frac{K_s(c^0)^3}{c_{tra}}} = 10^{-5} \text{ mol.L}^{-1}$ donc $pH_1 = 9$.

La demi-réaction est $Zn^{2+} + 2e^- = Zn(s)$.

D'après la formule de Nernst : $E_1 = E^\circ + 0,03 \log\left(\frac{[Zn^{2+}]}{c^0}\right)$ avec $[Zn^{2+}] = c_{tra}$. $E_1 = -0,94 \text{ V}$

Q3. Zone d'immunité : domaine d'existence de $Zn(s)$.

Zone de corrosion : domaine de prédominance des espèces dissoutes Zn^{2+} et $Zn(OH)_4^{2-}$.

Zone de passivité : domaine d'existence de $Zn(OH)_2(s)$.

Q4. La demi-réaction rédox relative au couple H^+/H_2 s'écrit : $2H^+ + 2e^- = H_2$

$$E = E^\circ + 0,03 \log\left(\frac{[H^+]^2}{(c^0)^2}\right) = -0,06pH$$

Dessin ci-contre

Q5. a) A $pH = 6$, le zinc s'oxyde en Zn^{2+} : $Zn \rightarrow Zn^{2+} + 2e^-$.

L'eau est réduite et, à $pH=6$, $2H_2O + 2e^- \rightarrow H_{2(g)} + 2HO^-$

b) A $pH = 6$: $E_{Zn^{2+}/Zn} = -0,94 \text{ V}$ et $E_{H^+/H_2} = -0,36 \text{ V}$

c) Aucun dégagement gazeux n'est observé car le potentiel du couple H^+/H_2 pour lequel on observe réellement le dégagement gazeux sur le zinc est :

$$E_{H_2\uparrow} = E_{H^+/H_2} + \eta_c = -0,36 - 0,75 = -1,11 \text{ V} < -0,94 \text{ V}$$

Q6. a) Pour ce couple, $Fe^{2+} + 2e^- = Fe(s)$.

D'après la formule de Nernst : $E_{Fe^{2+}/Fe} = E_{Fe^{2+}/Fe}^0 + 0,03 \log\left(\frac{[Fe^{2+}]}{c^0}\right) = -0,44 - 0,18 = -0,62 \text{ V}$

b) Ce potentiel est plus élevé que celui du couple Zn^{2+}/Zn ($-0,94 \text{ V}$). Le zinc est plus réducteur que le fer.

Le zinc joue donc le rôle d'anode et s'oxyde en Zn^{2+} : $Zn \rightarrow Zn^{2+} + 2e^-$

Le fer joue le rôle de cathode où l'eau est réduite en H_2 : $2H_2O + 2e^- \rightarrow H_{2(g)} + 2HO^-$.

c) Le zinc empêche l'oxydation du fer car il est plus réducteur. Il joue le rôle d'anode et cède les électrons nécessaires à la réduction de l'eau au niveau du fer. Le fer « prend appui » sur le zinc pour abaisser son potentiel, ce qui lui permet de se trouver dans sa zone d'immunité.

Q7. A la surface de la tôle, le zinc est oxydé selon : $Zn \rightarrow Zn^{2+} + 2e^-$

Le dioxygène est réduit selon : $O_2 + 2H_2O + 4e^- \rightarrow 4HO^-$

Q8. On considère le phénomène d'oxydation par une goutte d'eau d'un ensemble constitué d'une pièce de ferronnerie (assimilable à du fer) reliée électriquement à une autre pièce en zinc.

Ce type de protection se nomme protection par anode sacrificielle.

Q9. Pour δn_{Zn} moles de zinc qui s'oxydent, la charge qui circule pour assurer le passage du courant est $2F\delta n_{Zn}$, et l'intensité du courant : $I = \frac{2F\delta n_{Zn}}{dt}$.

Ainsi, pendant dt , la masse de zinc qui disparaît est $\delta m_{Zn} = \frac{IM_{Zn}dt}{2F}$. Donc si l'intensité du courant est constante, la durée Δt nécessaire pour faire disparaître la couche protectrice est $\Delta t = \frac{2Fm_{Zn}}{IM_{Zn}}$.

