

Microphone électrostatique (CCP TSI 2011)

Première Partie : étude d'un condensateur

1) Le plan $(\Pi \vec{u}_x \vec{u}_z)$ est un plan de symétrie pour les charges (passant par Π). Le champ électrique en Π appartenant aux plans de symétrie ^{des charges} passant par Π , alors $\vec{E}(\Pi)$ n'a pas de composante suivant $\vec{u}_y$.

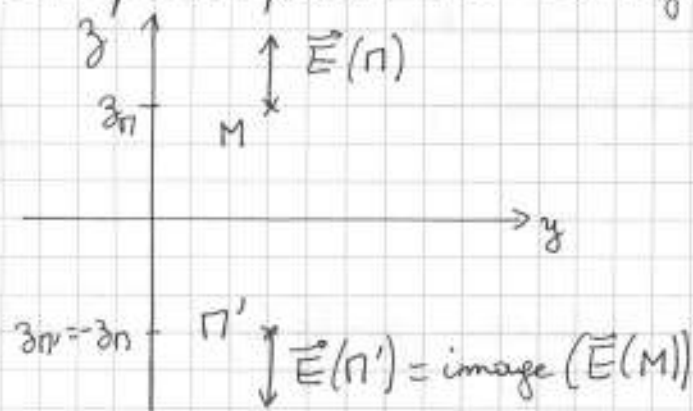
Pour la même raison, comme le plan $(\Pi \vec{u}_y \vec{u}_z)$ est aussi plan de symétrie des charges, alors $\vec{E}(\Pi)$ n'a pas de composante suivant $\vec{u}_x$.

Il ne reste plus que le vecteur $\vec{u}_z$ pour porter $\vec{E}(\Pi)$ donc $\boxed{\vec{E}(\Pi) \text{ est perpendiculaire au plan}}$

Les charges sont invariantes par translation suivant $\vec{u}_x$ et suivant $\vec{u}_y$ donc le champ $\boxed{\vec{E}(\Pi) \text{ ne dépend pas de } x \text{ ni de } y}$.

$$\text{D'où } \vec{E}(\Pi) = E(z) \vec{u}_z$$

Le plan $(O \vec{u}_x \vec{u}_y)$ est un plan de symétrie des charges donc le champ $\vec{E}$ (qui est un vrai vecteur) en Π' image de Π par ce plan est l'image du champ $\vec{E}$ en Π .



$$\text{Par conséquent } \vec{E}(z_0) = -\vec{E}(-z_0)$$

$$\text{et par projection sur } \vec{u}_z \\ E(-z_0) = -E(z_0) \quad \forall z_0.$$

$E(z)$ est bien une fonction impaire.

(1)

2) $\text{div } \vec{E} = \rho/\epsilon_0$ (équation de Maxwell-Gauss) s'écrit ici en dehors du plan $\frac{dE}{dz} = 0$ donc E (qui ne dépend que de z) est en fait constante dans chaque zone.

E est uniforme au dessus du plan : on notera la constante E_0 et E est uniforme en dessous du plan : cette constante vaut $-E_0$.

Soit un cylindre $\mathcal{C}$ de base quelconque de surface S , compris entre $-z_0$ et z_0 . Ce cylindre $\mathcal{C}$ coupe le plan chargé sur une surface S_1 qui contient la charge σS .
Racheté sur le schéma

La charge intérieure au cylindre vaut $\sigma S = Q_{\text{int}}$.

La surface fermée du cylindre $\mathcal{C}$ est appelée surface de Gauss et on lui applique le théorème de Gauss.

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q_{\text{int}}}{\epsilon_0}$$

On découpe la surface fermée en

3 parties : ① de surface S et orientée vers le haut (la surface fermée est par convention orientée vers l'extérieur)

② de surface S orientée vers le bas

et ③, la surface latérale dont le $d\vec{S}$ est perpendiculaire à $\vec{E}$

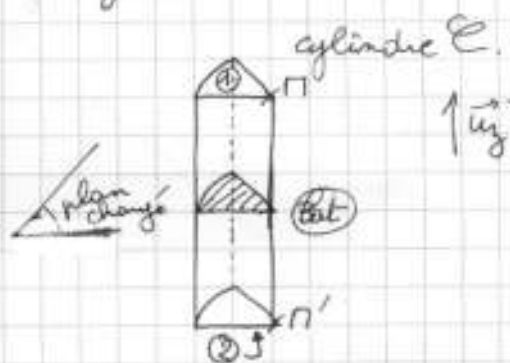
$$\text{d'où } \oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \iint_1 E(z_0) \vec{u}_z dS \vec{u}_z + \iint_2 E(-z_0) \vec{u}_z dS (-\vec{u}_z) + 0.$$

$$= E(z_0) S + (-E(z_0))(-S)$$

$$= 2E(z_0) S = 2E_0 S$$

$$\text{d'où } 2E_0 S = \frac{\sigma S}{\epsilon_0} \text{ d'où}$$

$$\boxed{\begin{aligned} \vec{E}(z > 0) &= \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \vec{u}_z \\ \vec{E}(z < 0) &= -\frac{\sigma}{2\epsilon_0} \vec{u}_z \end{aligned}}$$



3) Puisque $E(z)$ est impaire, $E(0) = 0$

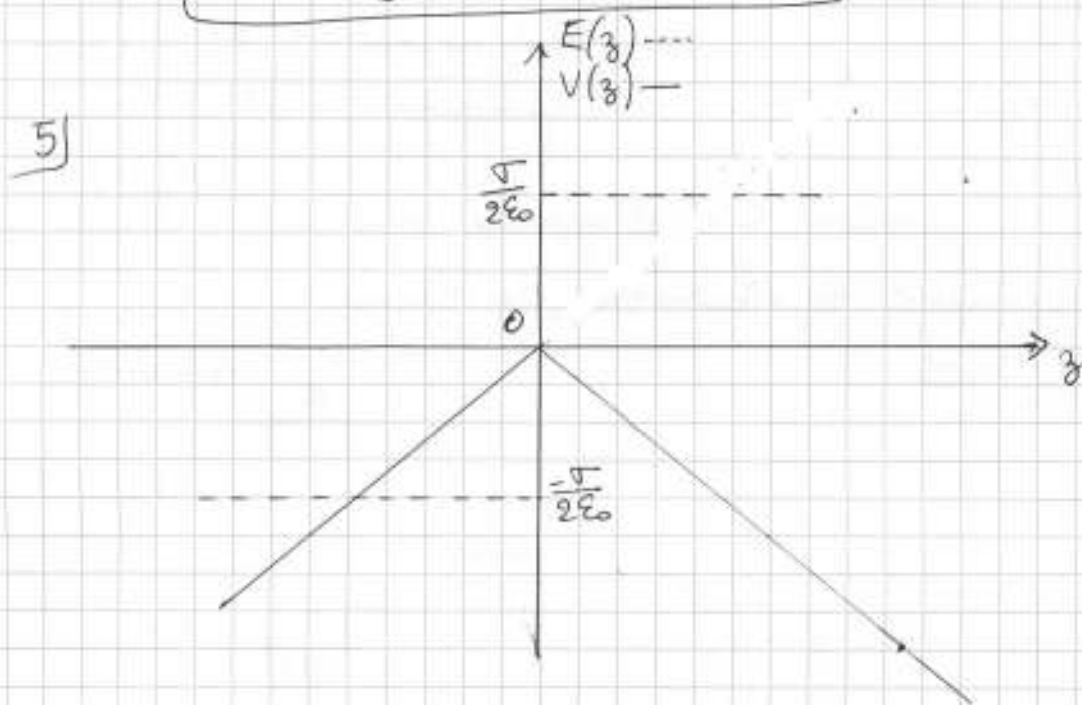
4) On utilise $\vec{E} = -\vec{\text{grad}} V$, ici $E = -\frac{dV}{dz}$

$$\text{d'où } \int_0^z dV = -\int_0^z E dz$$

$$\begin{aligned} V(z) - V(0) &= -E_0 (z-0) \quad \text{si } z > 0 \\ &= -(-E_0)(z-0) \quad \text{si } z < 0 \end{aligned}$$

donc

$V(z) = -\frac{\sigma}{2\epsilon_0} z \quad \text{si } z > 0$
$V(z) = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} z \quad \text{si } z < 0$



6) Si $z_n > e/2$, Π est au dessus des deux plans donc, $\vec{E}$ étant additif,

$$\vec{E}(\Pi) = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \vec{u}_z + \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \vec{u}_z = \vec{0}$$

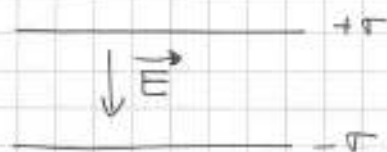
Si $z_n < -e/2$, Π est en dessous des deux plans donc

$$\vec{E}(\Pi) = -\frac{\sigma}{2\epsilon_0} \vec{u}_z - \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \vec{u}_z = \vec{0}$$

Si $-e/2 < z_n < e/2$, Π est en dessous du plan du haut et au dessus du plan du bas donc $\vec{E}(\Pi) = -\frac{\sigma}{2\epsilon_0} \vec{u}_z + \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \vec{u}_z = -\frac{\sigma}{2\epsilon_0} \vec{u}_z$

Ainsi $\vec{E} = \vec{0}$ sauf entre les plans $-\frac{e}{2} < z < \frac{e}{2}$

où $\vec{E}(z) = -\frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{u}_z$



7) On utilise à nouveau $\vec{E} = -\text{grad} V$ donc $E(z) = -\frac{dV}{dz}$

d'où $V(z) - V(0) = -\int E(z) dz = \frac{\sigma}{\epsilon_0} z$ si $-\frac{e}{2} < z < \frac{e}{2}$

et $V(z)$ est uniforme pour $z > \frac{e}{2}$ ou $z < -\frac{e}{2}$. De plus, V est continu

donc si

$z < -\frac{e}{2}$	$V(z) = -\frac{\sigma e}{2\epsilon_0}$
$-\frac{e}{2} < z < \frac{e}{2}$	$V(z) = \frac{\sigma}{\epsilon_0} z$
$z > \frac{e}{2}$	$V(z) = \frac{\sigma e}{2\epsilon_0}$

$$U = V\left(\frac{e}{2}\right) - V\left(-\frac{e}{2}\right) = \frac{\sigma e}{\epsilon_0}$$

On trouve ainsi $\|\vec{E}_{\text{int}}\| = \frac{U}{e}$

8) $U \approx 10\text{V}$ $e \approx 10^{-5}\text{m}$ d'où $\|\vec{E}\| \approx 10^6\text{V.m}^{-1}$

Un champ électrique aussi élevé peut atteindre la valeur du champ disruptif de l'air. Il y a un "éclair" entre les armatures qui se déchargent donc et risquent d'être endommagées.

9) $\sigma = \frac{Q}{S}$ d'où $U = \frac{Qe}{S\epsilon_0}$

On définit la capacité du condensateur par le rapport $\frac{Q}{U} = C$

On retrouve le résultat classique $C = \frac{\epsilon_0 S}{e}$

A.N.: $C = 10^{-10}\text{F} = 0,1\text{nF}$, valeur usuelle.

10] La densité volumique d'énergie électrostatique est $\frac{\epsilon_0 \vec{E}^2}{2}$

d'où
$$w_e = \frac{Q^2}{2 \epsilon_0 S^2}$$

11] Si $\vec{E}$ dépend du temps, alors $\vec{\text{rot}} \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ est non nul (équation de Maxwell-Ampère). Il faut donc un champ $\vec{B}$ non nul.

$$\iint_S \vec{\text{rot}} \vec{B} \cdot d\vec{S} = \mu_0 \epsilon_0 \iint_S \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$$

avec S un disque de rayon r d'axe Oz

par le théorème de Stokes.

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{d}{dt} \iint_S \vec{E} \cdot d\vec{S}$$

$\uparrow$ contour circulaire délimitant S

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} = \int_{\theta=0}^{2\pi} B(r,z) \vec{u}_\theta r d\theta \vec{u}_\theta = 2\pi r B(r,z)$$

$$\iint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \iint -\frac{Q}{\epsilon_0} \vec{u}_y r dr d\theta \vec{u}_y = -\frac{Q}{\epsilon_0} \pi r^2$$

Finalement $2\pi r B(r,z) = \mu_0 \epsilon_0 \frac{d}{dt} \left(-\frac{Q}{\epsilon_0} \pi r^2 \right)$

et
$$B(r,z) = -\mu_0 \frac{dQ}{dt} \frac{r}{2S}$$
 à l'intérieur des armatures

$$13] w_m = \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{\mu_0}{8} \frac{r^2}{S^2} \left(\frac{dQ}{dt} \right)^2$$

$$14] \frac{w_m}{w_e} = \frac{\frac{\mu_0}{8} \frac{r^2}{S^2} \omega^2 Q^2}{\frac{Q^2}{2 \epsilon_0 S^2}} = \frac{\epsilon_0 \mu_0}{4} r^2 \omega^2 \quad \text{or } \epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2}$$

$\frac{w_m}{w_e}$ est maximal en r maximal $= \sqrt{\frac{S}{\pi}}$

$\frac{w_m}{w_e} \ll \frac{S \omega^2}{4\pi c^2}$ doit être $\ll 1$.

Il faut donc que
$$\omega \ll \frac{2\sqrt{\pi} c}{\sqrt{S}}$$

15] A.N. $f \ll \frac{c}{\sqrt{\pi S}} = 1,7 \cdot 10^{10} \text{ Hz}$

On prendra des fréquences comprises entre 0 Hz et 17 GHz

Les fréquences audibles sont inférieures à 20 kHz, il est inutile d'aller au-delà. Les effets magnétiques sont bien négligeables.

16]  $i = \frac{dq}{dt}$ d'où $i = C \frac{du}{dt}$

$$P = u \cdot i = u C \frac{du}{dt} = \frac{1}{2} C \frac{du^2}{dt} \quad \text{avec} \quad \frac{d(u^2)}{dt} = 2u \frac{du}{dt}$$

d'où $P = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} C u^2 \right)$

17] $E = \int_{t=0}^t \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} C u^2 \right) dt = \frac{1}{2} C (u^2(t) - 0)$ car $u(0) = 0$.

$E = \frac{1}{2} C u^2(t)$

Au 10, on a déterminé $w_e = \frac{Q^2}{2 \epsilon_0 S^2}$

$$\begin{aligned} \text{or } E &= \iiint_V w_e dV = \frac{Q^2}{2 \epsilon_0 S^2} S e \\ &= \frac{C^2 u^2}{2 \left(\frac{\epsilon_0 S}{e} \right)} \quad \text{or } C = \frac{\epsilon_0 S}{e} \end{aligned}$$

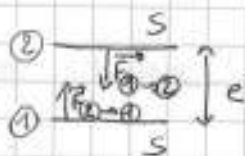
d'où $E = \frac{1}{2} C u^2(t)$

On retrouve deux fois le même résultat.

18] $E = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C} = \frac{1}{2} \frac{Q^2 e}{\epsilon_0 S}$
 $E' = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{\epsilon_0} \frac{e+de}{S}$ } donc $dE = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{\epsilon_0 S} de$

On admet $dE = \delta W = F de$

d'où $F = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{\epsilon_0 S}$



$F_a + F = 0$ car l'énergie cinétique ^{de l'armature supérieure} est nulle donc l'accélération aussi.
 d'où $F_a = -\frac{1}{2} \frac{Q^2}{\epsilon_0 S}$ c'est 1 force attractive

$$19) \vec{E}_i = -\frac{\sigma}{2\epsilon_0} \vec{u}_z \quad \text{d'après 6}$$

$$= -\frac{Q}{2\epsilon_0 S} \vec{u}_y$$

$$\text{or } \boxed{\vec{F}_a = -\frac{Q^2}{2\epsilon_0 S} \vec{u}_y} \quad \text{c'est le même résultat}$$

Deuxième partie Microphone électrostatique

$$20) \vec{F}_e = \frac{Q^2}{2\epsilon_0 S} \vec{u}_y = \frac{(Q_0 + q(t))^2}{2\epsilon_0 S} \vec{u}_y$$

↑
c'est 1 force attractive

$$\vec{F}_e = \vec{u}_y \left(\frac{Q_0^2}{2\epsilon_0 S} \left(1 + \frac{q(t)}{Q_0} \right)^2 \right) \approx \vec{u}_y \frac{Q_0^2}{2\epsilon_0 S} \left(1 + 2\frac{q(t)}{Q_0} \right)$$

$$\text{d'où } \boxed{\vec{F}_e = \left(\frac{Q_0^2}{2\epsilon_0 S} + \frac{q(t)Q_0}{\epsilon_0 S} \right) \vec{u}_y}$$

Le terme $\frac{Q_0^2}{2\epsilon_0 S}$ est compensé par une force non explicitée, il ne reste que $\boxed{\vec{F}_e = \frac{q(t)Q_0}{\epsilon_0 S} \vec{u}_y}$

↓
donc on ne l'utilise pas pour la suite des calculs.

$$21) \vec{F}_p = (P_{\text{gauche}} - P_{\text{droite}}) S \vec{u}_y$$

$$\text{or } P_{\text{gauche}} = P_r = P_a + p(t) = P_{\text{droite}} + p(t)$$

$$\text{d'où } \boxed{\vec{F}_p = p(t) S \vec{u}_y}$$

$$22) \text{ Le PFD s'écrit: } m\vec{a} = \vec{F}_e + \vec{F}_p + \vec{F}_r + \vec{F}_g$$

$$\text{On projette sur } \vec{u}_y: \boxed{m\ddot{y}(t) = \frac{Q_0 q(t)}{\epsilon_0 S} + p(t)S - k y(t) - a \dot{y}(t)} \quad (1)$$

23) $Q_0 = C V_0$ avec $C = \frac{\epsilon_0 S}{e}$ donc $V_0 = \frac{Q_0 e}{\epsilon_0 S}$
 car V_0 est la tension aux bornes du condensateur quand
 la tension aux bornes de la résistance est nulle ($i=0$)

$C(t) = \frac{\epsilon_0 S}{e(t)}$ avec $e(t) = e - y(t)$ donc $C(t) = \frac{\epsilon_0 S}{e - y(t)}$

24) $i = \frac{dQ(t)}{dt}$ or $Q(t) = Q_0 + q(t)$ avec Q_0 constante

donc $i(t) = \frac{dq(t)}{dt}$

$V_0 = R i(t) + \frac{Q(t)}{C(t)}$

or $Q(t) = Q_0 + q(t)$, et $C(t) = \frac{\epsilon_0 S}{e - y(t)}$

donc $V_0 = R i(t) + \frac{Q_0 + q(t)}{\epsilon_0 S} (e - y(t))$

25) On développe: $V_0 = R i(t) + \frac{Q_0 e}{\epsilon_0 S} - \frac{Q_0 y(t)}{\epsilon_0 S} + \frac{q(t) e}{\epsilon_0 S} - \frac{q(t) y(t)}{\epsilon_0 S}$

Le dernier terme est d'ordre 2 donc négligeable.

De plus $V_0 = \frac{Q_0 e}{\epsilon_0 S}$

et $q(t) = \int i(t) dt$ car $i = \frac{dq}{dt}$

d'où $\frac{Q_0}{\epsilon_0 S} y(t) = R i(t) + \frac{e}{\epsilon_0 S} \int i(t) dt$

avec $\frac{e}{\epsilon_0 S} = \frac{1}{C_0}$

$\Delta \rightarrow 26)$ $\frac{Q_0}{\epsilon_0 S} \bar{y}(t) = R \bar{i}(t) + \frac{e}{\epsilon_0 S} \frac{\bar{i}(t)}{j\omega}$

car $\frac{d}{dt} = j\omega \cdot$
 et $\int \cdot dt = \frac{\cdot}{j\omega}$

Ainsi $\bar{y}(t) = \frac{S \epsilon_0}{Q_0} \left(R + \frac{1}{j\omega C_0} \right) \bar{i}(t)$

$\bar{y}(t) = \frac{S \epsilon_0}{Q_0} Z_c \bar{i}(t)$

$$\Delta 26] \quad m(-j\omega)^2 \bar{y}(t) = \frac{Q_0 \bar{q}(t)}{\epsilon_0 S} + \bar{p}(t) S - k \bar{y}(t) - a j\omega \bar{y}(t)$$

de plus $\bar{q}(t) = \frac{\bar{x}(t)}{j\omega}$

$$\text{d'où} \quad \underbrace{\bar{y}(t) (-m\omega^2 + k + a j\omega)}_{= j\omega \bar{Z}_m} = \frac{Q_0 \bar{x}(t)}{j\omega \epsilon_0 S} + \bar{p}(t) S$$

$$\text{ainsi} \quad \boxed{\bar{Z}_m \bar{y}(t) = \frac{\bar{p}(t) S}{j\omega} - \frac{Q_0 \bar{x}(t)}{\omega^2 \epsilon_0 S}}$$

28] On injecte (2) dans (1)

$$\bar{Z}_m \bar{Z}_c \frac{S \epsilon_0}{Q_0} \bar{x}(t) + \frac{Q_0 \bar{x}(t)}{\omega^2 \epsilon_0 S} = \frac{\bar{p}(t) S}{j\omega} \quad | \times \frac{j\omega}{S}$$

$$\left(\bar{Z}_m \bar{Z}_c j\omega \frac{S \epsilon_0}{Q_0} + j \frac{Q_0}{\omega \epsilon_0 S} \right) \frac{\bar{x}(t)}{S} = \bar{p}(t)$$

$$\text{or } E_0 = \frac{Q_0}{\epsilon_0 S}$$

$$\frac{1}{\epsilon_0 S} \left(\bar{Z}_m \bar{Z}_c j\omega - \frac{1}{j\omega} E_0^2 \right) \bar{x}(t) = \bar{p}(t)$$

$$\text{Finalement, on obtient} \quad \boxed{\bar{x}(t) = \bar{p}(t) \frac{E_0 S}{j\omega \bar{Z}_m \bar{Z}_c - \frac{1}{j\omega} E_0^2}} \quad \text{CQFD}$$

29] $|\bar{B}|$ dépend de ω donc la relation entre $|\bar{x}|$ et $|\bar{p}|$ en dépend aussi, ce qui n'est pas admissible : le signal serait déformé

$$\text{En pratique } \bar{Z}_c \approx R \quad \bar{Z}_m \approx \frac{k}{j\omega} \quad \text{d'où } j\omega \bar{Z}_m \bar{Z}_c \approx kR$$

$$\text{et } \frac{1}{j\omega \bar{Z}_m \bar{Z}_c - \frac{E_0^2}{j\omega}} \approx \frac{1}{kR}$$

$$\text{d'où} \quad \boxed{\bar{x}(t) \approx \bar{p}(t) \frac{E_0 S}{kR}}, \text{ ce qui ne déforme pas le signal car } \bar{B} \text{ est constant.}$$

Microphone électrodynamique

CCP TSI 2011

1) Si la membrane bouge dans le champ $\vec{B}$, elle est le siège d'une induction de Lorentz, donc il apparaît une force électromotrice d'induction aux bornes de la bobine. Celle-ci étant "électriquement fermée sur elle-même", cette tension crée une intensité dans la bobine.

$$d\vec{f}_L = i d\vec{l} \wedge \vec{B}$$

$$\text{ici } d\vec{l} = dl \vec{u}_\theta \quad \text{et } \vec{B} = B \vec{u}_r$$

$$\text{donc } d\vec{f}_L = i dl B \vec{u}_\theta \wedge \vec{u}_r$$

$$\boxed{d\vec{f}_L = -i dl B \vec{u}_z}$$

$$\vec{F}_L = \int_{N_{\text{spires}}} d\vec{f}_L = -i B \vec{u}_z \int_{N_{\text{spires}}} dl$$

$$\text{d'où } \boxed{\vec{F}_L = -2\pi N a i B \vec{u}_z}$$

$$2) e = \int (\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot d\vec{l}$$

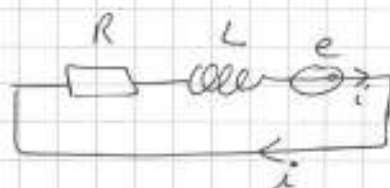
$$\text{or } \vec{v} = \frac{dz}{dt} \vec{u}_z \quad \vec{B} = B \vec{u}_r \quad d\vec{l} = dl \vec{u}_\theta$$

$$\text{donc } (\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot d\vec{l} = \frac{dz}{dt} B dl (\vec{u}_z \wedge \vec{u}_r) \cdot \vec{u}_\theta = \frac{dz}{dt} B dl \vec{u}_\theta \cdot \vec{u}_\theta$$

$$\text{d'où } e = \int (\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot d\vec{l} = \frac{dz}{dt} B \int_{N_{\text{spires}}} dl$$

$$\text{Finalement } \boxed{e = 2\pi N a \frac{dz}{dt} B}$$

Le circuit électrique équivalent est:



(1)

Soit
$$e = Ri + L \frac{di}{dt} = 2\pi Na \frac{d\theta}{dt} B \quad (E)$$

3)
$$\vec{F}_p = P_{\text{gauche}} S \vec{u}_z - P_{\text{droite}} S \vec{u}_z$$

$$= P_a S \vec{u}_z - (P_a + p(t)) S \vec{u}_z$$

$$\boxed{\vec{F}_p = -p(t) S \vec{u}_z}$$

4)
$$m \vec{a} = \vec{F}_p + \vec{F}_L + \vec{F}_n + \vec{F}_f + \underbrace{\vec{P} + \vec{R}}_{\text{se compensent.}}$$

Par projection sur $\vec{u}_z$:

$$\boxed{m \ddot{z}(t) = -p(t) S - 2\pi Na i(t) B - \beta \dot{z}(t) - k z(t)} \quad (E')$$

5)
$$\bar{i} (R + jL\omega) = 2\pi Na B j\omega \bar{z} \quad \left(\frac{d\bullet}{dt} = j\omega \bullet \right)$$

donc
$$\boxed{\bar{z} e \bar{i} = 2\pi Na B j\omega \bar{z}}$$

6)
$$m (-\omega^2) \bar{z} = -\bar{p} S - 2\pi Na \bar{i} B - \beta j\omega \bar{z} - k \bar{z}$$

On regroupe les $\bar{z}$

$$j\omega \left(\beta + \frac{k}{j\omega} + jm\omega \right) \bar{z} = -\bar{p} S - 2\pi Na \bar{i} B$$

d'où
$$\boxed{\bar{z}_m \bar{z} = -\frac{\bar{p} S}{j\omega} - \frac{2\pi Na \bar{i} B}{j\omega}}$$

7) On injecte l'équation du 5) dans celle du 6) pour supprimer $\bar{z}$

$$\frac{\bar{z}_m \bar{z} e \bar{i}}{2\pi Na B j\omega} \bar{i} = -\frac{\bar{p} S}{j\omega} - \frac{2\pi Na B \bar{i}}{j\omega}$$

$$\bar{i} \left(\bar{z}_m \bar{z} e + (2\pi Na B)^2 \right) = -\bar{p} S 2\pi Na B$$

On trouve lien

$$\bar{x}(t) = \bar{A} \bar{p}(t) \quad \text{avec} \quad \bar{A} = \frac{-2\pi N a B S}{\bar{Z}_m \bar{Z}_e + (2\pi N a B)^2}$$

soit

$$\begin{cases} X = -2\pi N a B S \\ Y = (2\pi N a B)^2 \end{cases}$$

8] $\bar{Z}_m \bar{Z}_e$ dépend de ω donc $|\bar{A}|$ en dépend aussi.

L'amplitude du courant va dépendre de la pulsation.

C'est gênant car le signal transmis ^{(i(t))} ne serait pas conforme au signal incident ($p(t)$)

Il faudrait que $\bar{Z}_m \bar{Z}_e$ ne dépende pas de ω :

Par exemple $R \gg L\omega$ et $\beta \gg m\omega$ $\beta \gg \frac{k}{\omega}$;
auquel cas $\bar{Z}_m \bar{Z}_e = R\beta$.

Ou $L\omega \gg R$ et $\frac{k}{\omega} \gg \beta$ $\frac{k}{\omega} \gg m\omega$;
auquel cas $\bar{Z}_m \bar{Z}_e = kL$.

le signal ne serait pas déformé.