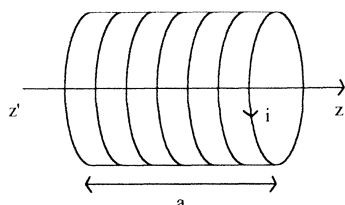


BANQUE PT 2001

Epreuve I.A

A) Etude de capteurs industriels

I) Inductance d'une bobine



1) Le modèle est valable si $a \gg R$ pour pouvoir négliger les effets de bord.

2) Champ magnétique d'un solénoïde infini : $\vec{B}_\infty = \mu_0 \frac{N}{a} i \vec{u}_z$

3) Le flux total à travers la bobine est : $\Phi = N.R.\pi R^2 = L_\infty . i$

On en déduit : $L_\infty = \mu_0 \frac{N^2}{a} . \pi R^2$

4) Densité volumique d'énergie : $e_m = \frac{B_\infty^2}{2\mu_0}$

On exprime l'énergie totale emmagasinée W de deux façons : $W = \frac{1}{2} L_\infty i^2 = \iiint e_m . d\tau$

Soit : $\frac{1}{2} L_\infty i^2 = \left(\frac{B_\infty^2}{2\mu_0} \right) . \pi R^2 . a = \frac{\pi R^2 . a}{2\mu_0} \left(\mu_0 \frac{N}{a} i \right)^2 \Rightarrow L_\infty = \mu_0 \frac{N^2}{a} . \pi R^2$

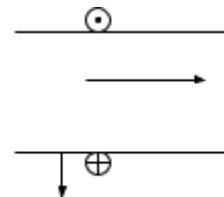
5) a) Pour un courant surfacique : $J_s . a = N . i \Rightarrow \vec{J}_s = \frac{N i}{a} \vec{u}_0$

b) Dans l'expression de B_∞ , on remplace I en fonction de J_s : $\vec{B}_\infty = \mu_0 J_s \vec{u}_z$

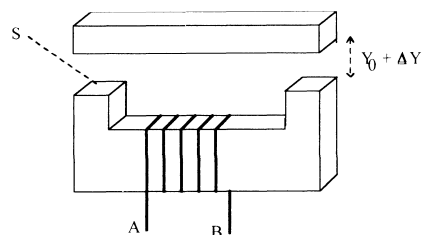
c) La condition aux limites pour $\vec{B}$ s'écrit : $\vec{B}_2 - \vec{B}_1 = \mu_0 \vec{J}_s \wedge \vec{n}_{1 \rightarrow 2}$

Or ici : $\vec{B}_1 = \vec{B}_\infty = B_\infty \vec{u}_z$ et $\vec{B}_2 = 0$ avec $\vec{J}_s = J_s \vec{u}_0$ et $\vec{n}_{1 \rightarrow 2} = \vec{u}_r$ soit $\vec{J}_s \wedge \vec{n}_{1 \rightarrow 2} = -J_s \vec{u}_z$

Les conditions aux limites sont donc vérifiées.



II) Capteur inductif simple



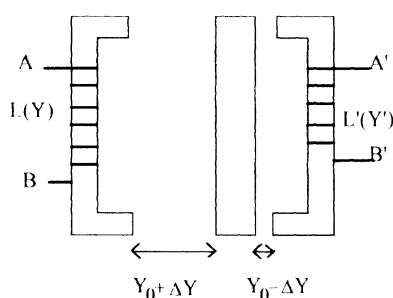
D'après l'énoncé : $L = K \frac{N^2 S}{2Y} = K \frac{N^2 S}{2(Y_0 + \Delta Y)} = K \frac{N^2 S}{2Y_0(1 + \epsilon)}$

avec $\epsilon = \frac{\Delta Y}{Y_0}$

On fait un développement limité de $(1 + \epsilon)^{-1} = 1 - \epsilon$

Soit : $L = K \frac{N^2 S}{2Y_0} (1 - \epsilon)$ ou $L = L_0 (1 - \epsilon)$

III) Capteur inductif double



1) Contrairement à l'énoncé notons :

$L(Y) = L_0 + \Delta L$ et $L'(Y') = L_0 + \Delta L'$

Avec $Y = Y_0 + \Delta Y$ et $Y' = Y_0 - \Delta Y$, il est clair que $\varepsilon' = -\varepsilon$.

Par conséquent : $L = \frac{L_0}{(1+\varepsilon)}$ et $L' = \frac{L_0}{(1-\varepsilon)}$

2) Avec $u = A(\Delta L' - \Delta L)$, il vient : $u = A \left(\frac{L_0}{1-\varepsilon} - \frac{L_0}{1+\varepsilon} \right)$

3) a) Avec un développement limité $u = 2AL_0\varepsilon$

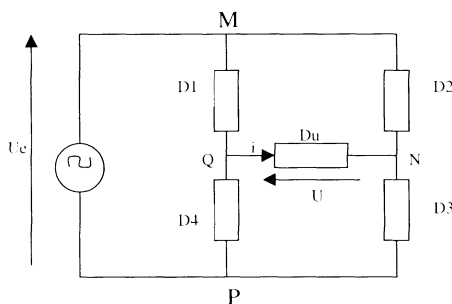
b) Si on fait un développement limité à un ordre supérieur, on obtient : $\frac{1}{1-x} = 1+x+x^2+x^3$ et

$$\frac{1}{1+x} = 1-x+x^2-x^3 \Rightarrow \frac{1}{1-x} - \frac{1}{1+x} = 2x+2x^3$$

Le premier terme négligé est donc $2\varepsilon^3$.

c) La sensibilité est définie par : $\sigma = \left| \frac{u}{\Delta Y} \right|$ soit $\sigma = \frac{AKN^2S}{Y_0^2}$

IV) Pont de Wheatstone en régime sinusoïdal forcé



1) Le générateur de Thévenin équivalent entre Q et N est tel que :

- sa fem E_{TH} soit égale à la ddp entre les points Q et N lorsque D_u est enlevé
- son impédance interne Z_{TH} est égale à l'impédance équivalente entre les points Q et N lorsque D_u est enlevé.

En l'absence de D_u appelons :

i_1 le courant dans la branche MQP et

i_2 le courant dans la branche MNP.

$$\text{On a : } i_1 = \frac{u_e}{Z_1 + Z_4} \text{ et } i_2 = \frac{u_e}{Z_2 + Z_3}$$

$$\text{Et : } V_Q - V_N = -Z_1 \cdot i_1 + Z_2 \cdot i_2 \Rightarrow E_{TH} = \left(\frac{Z_2}{Z_2 + Z_3} - \frac{Z_1}{Z_1 + Z_4} \right) u_e \text{ ou } E_{TH} = \frac{Z_2 Z_4 - Z_1 Z_3}{(Z_1 + Z_4)(Z_2 + Z_3)} u_e$$

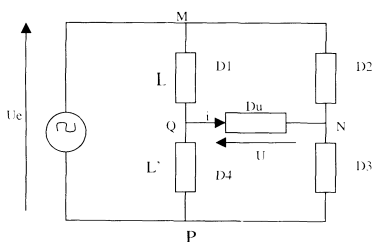
$$\text{L'impédance } Z_{TH} \text{ est égale à } Z_1 // Z_4 \text{ en série avec } Z_2 // Z_3 \text{ soit : } Z_{TH} = \frac{Z_1 Z_4}{Z_1 + Z_4} + \frac{Z_2 + Z_3}{Z_2 + Z_3}$$

2) a) En remplaçant le circuit par le générateur de Thévenin équivalent, il vient : $I_m = \frac{E_{TH}}{Z_{TH} + Z_u}$

$$\text{Soit : } I_m = \frac{Z_2 Z_4 - Z_1 Z_3}{Z_2 Z_3 (Z_1 + Z_4) + Z_1 Z_4 (Z_2 + Z_3) + Z_u (Z_1 + Z_4)(Z_2 + Z_3)} u_e$$

b) Il est clair que $I_m = 0$ si $Z_2 Z_4 - Z_1 Z_3 = 0$

V) Conditionneur du capteur double



1) Dans le cas envisagé : $Z_1 = jL\omega$; $Z_2 = Z_3 = R$; $Z_4 = jL'\omega$;

$$Z_u = R_u \text{ et } u = R_u \cdot i$$

$$\text{Donc : } U_m = \frac{R_u j\omega(L-L')R_u U_{em}}{j\omega R^2(L+L') - 2RLL'\omega^2 + 2j\omega R R_u (L+L')}$$

$$\underline{U}_m = \frac{(L'-L)R_u.U_{em}}{2(L+L')\left(\frac{R}{2} + R_u + j\omega\frac{LL'}{L+L'}\right)}$$

Soit :

On obtient l'expression de l'énoncé avec : $A = R_u + \frac{R}{2}$; $B = \frac{LL'}{L+L'}\omega$; $Num = R_u.U_{em}$

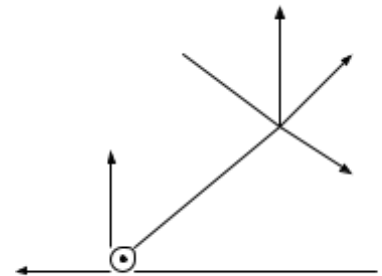
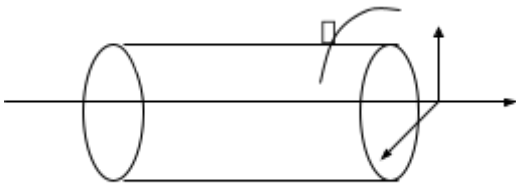
$$\underline{U}_m = \frac{(L'-L)U_{em}}{2(L+L')\left(1 + \frac{R}{2R_u} + j\omega\frac{LL'}{R_u(L+L')}\right)}$$

2) a) $\underline{U}_m$ s'écrit aussi :

$$\frac{R}{2R_u} = 5.10^{-3} \ll 1 \quad \text{et} \quad \omega\frac{LL'}{R_u(L+L')} = 5.10^{-10} \ll 1 \quad \Rightarrow \quad \underline{U}_m \approx \frac{(L'-L)}{2(L+L')} U_{em} \quad \text{avec :}$$

b) Avec $L = L_0(1-\varepsilon)$ et $L' = L_0(1+\varepsilon)$ $\underline{U}_m \approx \frac{2L_0\varepsilon}{2.2L_0} U_{em}$ ou $\underline{U}_m \approx \frac{\Delta Y}{2Y_0} U_{em}$ et $u \approx \frac{\Delta Y}{2Y_0} U_{em} \cos(\omega t)$

B) Etude d'un ralentisseur électromagnétique



1) Le champ électromoteur vaut :

$$\vec{E}_m = \vec{v} \wedge \vec{B} \quad \text{avec :}$$

$$\vec{v} = \omega.r.\vec{e}_\theta \quad \text{et} \quad \vec{B} = B.\cos\theta.\vec{e}_r - B.\sin\theta.\vec{e}_\theta$$

D'où :

$$\vec{E}_m = \omega.r.\vec{e}_\theta \wedge (B.\cos\theta.\vec{e}_r - B.\sin\theta.\vec{e}_\theta) \Rightarrow$$

$$\vec{E}_m = -\omega.r.B.\cos\theta.\vec{e}_z$$

2) Avec $\vec{j} = \sigma.\vec{E}_m$, on a donc : $\vec{j} = -\sigma.\omega.r.B.\cos\theta.\vec{e}_z$

Les lignes de courant sont parallèles à Oz :

· vers les $z < 0$ pour $-\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{\pi}{2}$

· vers les $z > 0$ pour $\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{3\pi}{2}$

3) Le courant circule dans un sens pour un demi-cylindre et dans le sens opposé pour l'autre demi-cylindre.

$$I = \iint_{1/2 \text{ cylindre}} j.ds$$

Par conséquent : avec $ds = r.dr.d\theta$

$$I = \sigma B \omega \int_0^a r^2.dr \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos\theta.d\theta \Rightarrow I = \frac{2}{3} \sigma B \omega . a^3$$

Soit :

4) Considérons deux éléments de courant de longueur L de section $ds = r.dr.d\theta$ donc de volume

$d\tau = L.r.dr.d\theta$, symétriques par rapport à l'axe du cylindre..

· Sur chaque élément s'exerce la force :

$$\vec{dF} = \pm j d\tau \wedge \vec{B} = \pm j B . d\tau \left[\vec{k} \wedge (\cos\theta \vec{e}_r - \sin\theta \vec{e}_\theta) \right] = \pm j B . d\tau (\cos\theta \vec{e}_\theta + \sin\theta \vec{e}_r)$$

Le signe $\pm$ correspondant à l'un ou l'autre des deux éléments.

Pour ces deux éléments $\theta' = \theta + \pi$ et donc $\cos \theta' = -\cos \theta$ et $\sin \theta' = -\sin \theta$.

L'expression mathématique des deux forces est la même.

Par conséquent, les deux forces sont égales et opposées. **La résultante des forces est donc nulle.**

· On calcule ensuite le moment résultant des forces en considérant le moment élémentaire sur l'un des

éléments précédents : $\vec{d\Gamma} = r.\vec{e}_r \wedge (-|j| B d\tau . \cos\theta \vec{e}_\theta) = r |j| B \cos\theta . d\tau (-\vec{k})$ sur l'élément tel que $-\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{\pi}{2}$

Avec : $|j| = \sigma . \omega . r . B . \cos\theta$ et $d\tau = L . r . dr . d\theta$, on obtient : $d\Gamma = \sigma . B^2 . \omega . r^2 . \cos^2\theta . L . r . dr . d\theta$

$$\text{Et } \Gamma = 2\sigma . B^2 . \omega . L \int_0^a r^3 . dr \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos^2\theta . d\theta \Rightarrow \vec{\Gamma} = -\frac{\pi}{4} \sigma . B^2 . \omega . L a^4 \vec{k}$$

Le système réagit en s'opposant aux actions extérieures.

5) La puissance dissipée par effet joule vaut : $P_J = \iiint \frac{1}{\sigma} . j^2 . d\tau$

Avec $j = \sigma . \omega . B . r . \cos\theta$ et $d\tau = L . r . dr . d\theta \Rightarrow P_J = \sigma . B^2 \omega^2 . L \int_0^a r^3 . dr \int_0^{2\pi} \cos^2\theta . d\theta$

$$\text{Soit : } P_J = \sigma . B^2 \omega^2 . L . \frac{a^4}{4} . \frac{2\pi}{2} \quad \text{ou} \quad P_J = \frac{\pi}{4} \sigma . B^2 \omega^2 . L . a^4 .$$

La puissance des actions électromagnétique est $P_m = \Gamma . \omega$ soit $P_m = \frac{\pi}{4} \sigma . B^2 \omega^2 . L . a^4 = P_J$

Cette relation traduit la conservation de l'énergie : la puissance mécanique fournie pour faire tourner le cylindre est entièrement dissipée sous forme de chaleur par effet Joule.

6) L'équation différentielle du mouvement s'écrit :

$$J . \ddot{\omega} = -\frac{\pi}{4} \sigma B^2 L a^4 . \omega = -\alpha . \omega \quad \text{en posant} \quad \alpha = \frac{\pi}{4} \sigma B^2 L a^4$$

Cette équation s'intègre en : $\omega = \omega_0 . \exp\left(-\frac{\alpha}{J} . t\right)$ ou $\omega = \omega_0 . \exp\left(-\frac{\pi \sigma B^2 L a^4}{4 J} . t\right)$

Ce phénomène physique est utilisé pour le freinage de certains véhicules (camions, cars ...).

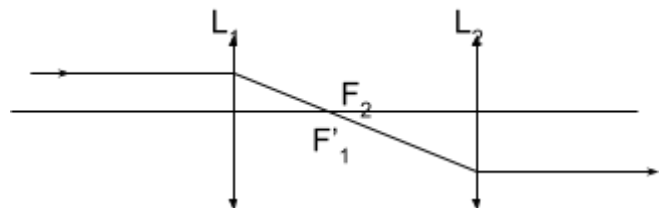
C) Interféromètre de Michelson

1) Pour un système afocal, le foyer image F'_1 de L_1 et le foyer objet F_2 de L_2 sont confondus.

Le schéma ci-contre montre que : $\frac{d}{f_1} = \frac{d'}{f_2}$

Soit : $d' = d \frac{f_2}{f_1}$ Numériquement : $d' = 30 . d$

Ce dispositif permet d'élargir un faisceau lumineux (celui d'un laser par exemple).



2) a) La différence de marche est la même pour tous les couples de rayons qui interfèrent.

L'éclairement est uniforme en tous les points du plan d'observation.

La différence de marche entre deux rayons est $\delta = 2e + \frac{\lambda}{2}$ ($\frac{\lambda}{2}$ correspond au déphasage

supplémentaire de π). L'éclairement vaut alors :

$$\varepsilon = 2 \cdot \varepsilon_0 \left(1 + \cos 2\pi \frac{2e + \frac{\lambda}{2}}{\lambda} \right) \quad \text{soit} \quad \varepsilon = 2 \cdot \varepsilon_0 \left(1 - \cos \frac{4\pi e}{\lambda} \right)$$

b) Si e varie, ε passe par des valeurs maximales $\varepsilon = 4\varepsilon_0$ et minimales $\varepsilon = 0$.

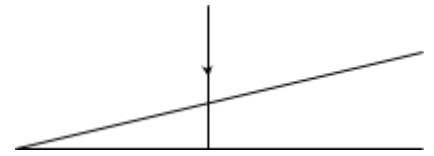
Il n'est pas possible de repérer la position correspondant à $e = 0$ car il existe un très grand nombre (sinon une infinité) de positions où l'éclairement est le même.

Par contre, en lumière blanche, seule la position $e = 0$ donne une frange noire puisque c'est la seule valeur de e qui donne un cosinus égal à 1 pour toutes les valeurs de λ .

3) Franges du coin d'air

Conditions d'observation :

- les franges sont localisées sur le coin d'air
- pour les observer sur un écran, il faut utiliser une lentille convergente de telle façon que l'écran soit le conjugué du plan de la lame d'air
- l'angle α doit être petit



L'épaisseur du coin d'air à la distance x de l'arête du dièdre est $y = \alpha \cdot x$ et la différence de marche

$$\delta = 2 \cdot \alpha \cdot x$$

L'interfrange i est tel que $i = \Delta x$ avec $\Delta(\delta) = 2\alpha \Delta x = 2\alpha \cdot i = \lambda \Rightarrow i = \frac{\lambda}{2\alpha}$

4) a) Soit O le centre de la calotte sphérique que constitue le miroir.

Notons x la distance MS (S = sommet de la calotte sphérique).

Dans le triangle MPO : $R^2 = (R-x)^2 + r^2$

x étant petit, on développe cette expression et on néglige le terme x^2 .

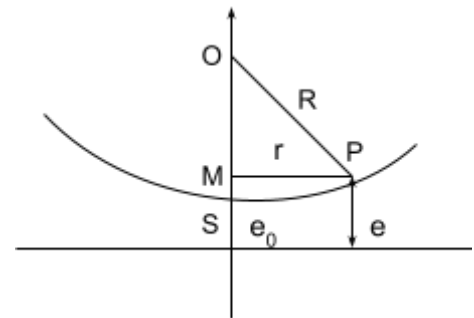
$$\text{Soit : } 0 = r^2 - 2Rr \Rightarrow x = \frac{r^2}{2R} \quad \text{et} \quad e = e_0 + \frac{r^2}{2R}$$

b) La différence de marche est $\delta = 2e + \frac{\lambda}{2}$ soit : $\delta = 2e_0 + \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2}$

Le dispositif est à symétrie sphérique autour de $y'y$.

Les franges d'égale intensité sont telles que $\delta = \text{cte}$ donc $r = \text{cte}$.

Les franges sont donc des anneaux centrés sur $y'y$ et localisés au voisinage de M'_2 (plan du coin d'air).

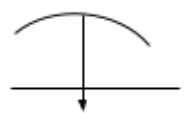
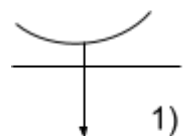


c) · Au centre, l'ordre d'interférence p_0 est tel que $\delta = p_0 \cdot \lambda$ soit : $p_0 = \frac{2e_0}{\lambda} + \frac{1}{2}$

· L'anneau n° 1 est tel que : $p_1 \lambda = 2e_0 + \frac{R_1^2}{R} + \frac{\lambda}{2}$

· L'anneau n° k est tel que : $(p_1 - k + 1) \lambda = 2e_0 + \frac{R_k^2}{R} + \frac{\lambda}{2}$

$$\text{On en déduit : } (k-1) \lambda = \frac{R_k^2 - R_1^2}{R} \quad \text{soit} \quad R_k = R_1 \sqrt{1 + \frac{(k-1) \lambda R}{R_1^2}}$$



d) Dans le cas 1), lorsque l'on déplace le miroir, l'épaisseur e_0 que l'on a au centre à l'instant $t = 0$, se trouve à une distance r du centre à un instant postérieur t .

Par conséquent, les anneaux s'écartent du centre.

Dans le cas 2) l'épaisseur e que l'on a à l'instant $t = 0$ en un point à la distance r du centre, se retrouve au centre à l'instant t postérieur.

Par conséquent les anneaux convergent vers le centre.

Cas 1) : les anneaux s'écartent du centre

En résumé : Cas 2) : les anneaux se rapprochent du centre

e) D'après la question C), on a :

$$R_k^2 = R_1^2 + (k-1)\lambda R \quad \text{et} \quad R_{k+1}^2 = R_1^2 + k\lambda R \Rightarrow R_{k+1}^2 - R_k^2 = \lambda R \Rightarrow R = \frac{R_{k+1}^2 - R_k^2}{\lambda}$$

5) Analyse d'un défaut de planéité d'une surface métallique réfléchissante

a) Les surfaces S'_{plane} et M_1 sont parallèles si l'éclairement de l'écran est uniforme.

On s'assure du contact optique entre M_1 et S'_{plane} , on réalise l'étude en utilisant de la lumière blanche.

b) La différence de marche entre deux points appartenant à deux courbes sombres adjacentes est égale à λ , elle est égale à $\lambda/2$ entre un point d'une courbe sombre et un point d'une courbe claire adjacente.

La figure d'interférences est la preuve qu'il existe un défaut de planéité dans la surface polie S.



La différence de marche entre le point central et la zone périphérique vaut $\delta = 4 \times \lambda + \frac{\lambda}{2}$ et l'épaisseur

correspondante du défaut de planéité est $e = \frac{\delta}{2}$.

Il existe un défaut de planéité dans la surface S d'épaisseur $\delta e = \frac{9}{4}\lambda$