

PHYSIQUE

Q8. • Le champ magnétique variable dans le temps produit par la bobine induit un champ électrique. Dans le conducteur intérieur, celui-ci provoque la circulation des charges libres.

• $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ est la source de $\vec{E}$. Tout plan contenant Oz est Π_S de $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$, donc $\vec{E}$ est orthogonal à Π_S en tout point de Π_S . $\vec{E}$ et donc $\vec{j}$ sont orthoradiaux.

Q9 j_e s'exprime en $A.m^{-2}$.

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \text{ soit avec } \vec{j} = \sigma \vec{E}$$

$$\text{rot } \frac{\vec{j}}{\sigma} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \text{ puis avec le théorème de Stokes: } \frac{1}{\sigma} \oint_{\Gamma} \vec{j} \cdot d\vec{\ell} = - \frac{d}{dt} \iint_{\Sigma_{\Gamma}} \vec{B} \cdot d\vec{S}.$$

Comme la source de $(\vec{E}, \vec{j})$ est ② invariante par rotation autour de z $\vec{j} = j(r, z) \vec{e}_\theta$. En prenant pour Γ un cercle centré sur l'axe et de rayon r :

$$\frac{1}{\sigma} \int_0^{2\pi} j(r, z) \cdot r d\theta = - \frac{d}{dt} \int_0^{2\pi} \int_0^r \mu_0 n I_0 r' dr' d\theta$$

$$\text{soit } 2\pi r j(r, z) = - \sigma \mu_0 n \pi r^2 \frac{dI_0}{dt}$$

$$\text{et } \underline{\vec{j}(r, t) = - \frac{\sigma \mu_0 n}{2} \frac{dI_0}{dt} \vec{e}_\theta}$$

$$\text{ou } \underline{\vec{j}(r, t) = - \frac{\sigma r}{2} \frac{dB}{dt} \vec{e}_\theta}.$$

Q.10. $P_{\text{vol}} = \vec{j} \cdot \vec{E} = \frac{1}{\sigma} j^2$

soit si $r \approx R_t$, $P_{\text{vol}} = \sigma \frac{r^2}{4} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 = \sigma \frac{R_t^2}{4} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2$

et $P_{\text{cf}}(t) = \iint_{\text{Tube}} P_{\text{vol}} d\tau = \frac{\sigma \pi R_t^3 H_t e}{2} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2$

soit $P_{\text{cf}}(t) = \frac{\sigma \pi R_t^3 H_t e}{2} (\mu_0 n)^2 I_0^2 \omega^2 \sin^2 \omega t$

D'où $P_{\text{cf}} = \langle P_{\text{cf}}(t) \rangle = \frac{(\mu_0 n)^2 \sigma \pi R_t^3 H_t e \omega^2 I_0^2}{2}$

$C = \frac{1}{2} \sigma \pi R_t^3 H_t e (\mu_0 n)^2$

Comme $P_{cf} = C \omega^2 I_{eff}^2$, $R'_\Omega = C \omega^2 + R_\Omega$ ③
à comparer à R_Ω : R'_Ω est supérieur
à R_Ω et est fonction de ω .
(cf. TP oscillateurs QS, partie II : oscillateurs à résistance négative)

Q.11. • La fissure est dans le sens de $\vec{J}$: la distribution de courant et donc P_{cf} sont peu modifiés.

• La fissure est $\perp$ aux courants $\vec{J}$ et P_{cf} sont alors très sensiblement modifiés (cf. manip de cours sur le pendule avec le disque de cu pleins et le disque de cu creux).

Q.12 Les effets mécaniques, électro-magnétiques et magnétique des phénomènes d'induction s'opposent aux causes qui leur ont donné naissance.

• Les courants induits créent un champ induit qui s'oppose à la variation

du flux qui est la cause des phénomènes d'induction. ④
on peut donc penser que la "nouvelle" inductance de la bobine est plus faible que celle sans conducteur :
pour un même courant (I_{eff}, ω)

$$L'_H \left| \frac{di}{dt} \right| < L_H \left| \frac{di}{dt} \right|.$$

Q.17. • $-E(t) - u_A(t) = R_1 i(t)$

$$\bullet - \frac{u_A}{K} - u_A = R_1 i$$

$$\text{soit } \frac{u_A}{i} = \frac{-R_1}{1 + \frac{1}{K}} = \frac{-R_1}{1 + \frac{1}{K_0} + \frac{j\omega}{\omega_0 K_0}}$$

$$\frac{u_A}{i} = \frac{-R_1 / (1 + \frac{1}{K_0})}{1 + j\omega \frac{1}{\omega_0 K_0 (1 + \frac{1}{K_0})}} = - \frac{R_1 K_0}{1 + K_0} \frac{1}{1 + \frac{j\omega}{(1 + K_0) \omega_0}}$$

$$G_0 = - \frac{R_1 K_0}{1 + K_0} ; \quad \omega_c = \omega_0 (1 + K_0)$$

$$\omega_c = \kappa_0 \omega_0 \text{ et } G_0 = -R_1.$$

5

$$\frac{u_A}{i} = - \frac{R_1}{1 + j \frac{\omega}{\kappa_0 \omega_0}} \text{ or } \omega < 1,3 \cdot 10^6 \text{ rad/s}^{-1} \text{ et } \kappa_0 \omega_0 = 2 \cdot 10^8 \text{ rad/s}^{-1}$$

$$\text{soit } \left| \frac{\omega}{\kappa_0 \omega_0} \right| \ll 1 \text{ et } \frac{u_A}{i} \approx -R_1.$$

Q.18. Le résistor à charger $\varepsilon_{in} - \varepsilon$ soit κ_0 en $-\kappa_0$, soit avec le calcul précédent $\frac{u_A}{i} = - \frac{R_1}{1 - j \frac{\omega}{\kappa_0 \omega_0}}$ d'où

$$u_A(t) - \frac{1}{\kappa_0 \omega_0} \frac{du_A(t)}{dt} = -R_1 i(t)$$

La solution du régime libre ditage, le système est instable

Q.19. $|H| = 1$; c'est un déphaseur pur: seule la phase de la sortie est modifiée & au signal d'entrée.

$$\Delta \varphi = -2 \arctan(R_a(\omega)) \text{ donne}$$

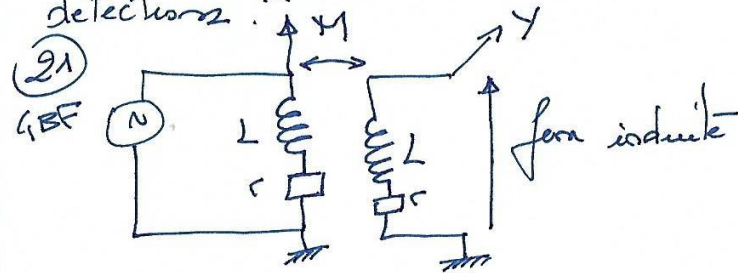
il faut $R_a \omega = 1$ et $R_a = 36 \text{ k}\Omega$.

6

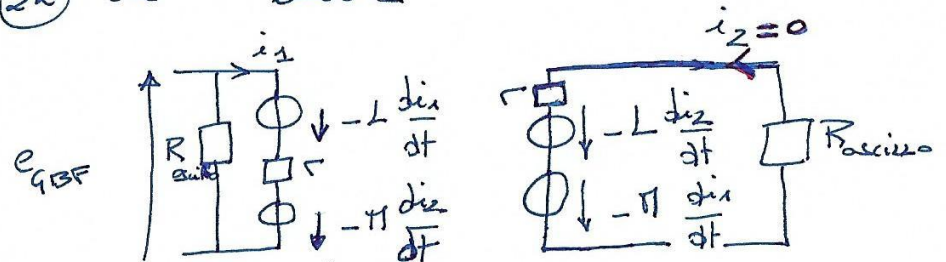
$$u_D = -R_1 I_0 \cos(\omega t - \varphi - \pi/2).$$

Q.20. • Bobine de gauche: génération du champ excitateur proportionnel au courant qui la traverse.

• Bobine de droite: installation de la ferraille d'induction = bobine de détection.



(22) ou encore



en considérant $R_{suis} \infty$.

$$\text{Soit } i_2 = 0 : L \frac{di_2}{dt} = 0 \text{ et } r i_2 = 0 \text{ et } \pi \frac{di_2}{dt} = 0.$$

$$\left. \begin{aligned} e_{\text{eff}} = V_1(t) &= L \frac{di_1}{dt} + r i_1 \\ V_2(t) &= M \frac{di_1}{dt} \end{aligned} \right\}$$

$$\text{Soit } \frac{V_2}{V_1} = \frac{j\omega M}{r + j\omega L} = \frac{j\omega \frac{M}{L}}{1 + j\omega \frac{L}{r}}$$

$$\text{et } \frac{V_2}{V_1} = \frac{M}{L} \frac{j\omega \frac{L}{r}}{1 + j\omega \frac{L}{r}} \text{ d'où } F_0 = \frac{M}{L} \quad \left\| \begin{aligned} \omega_0 &= \frac{r}{L} \end{aligned} \right\|$$

Q.23. La fonction de transfert de la fig. 12 correspond à une passe haut du 1^{er} ordre $\rightarrow$ de gain HF = $20 \log \frac{M}{L} = -18 \text{ dB}$
soit ici $\frac{M}{L} \approx 0,13$,

$\rightarrow$ de fréquence de coupure d'environ

$$100 \text{ Hz, soit } \omega_0 = \frac{r}{L} = 2\pi \cdot 100 \approx 630 \text{ rad s}^{-1},$$

$\rightarrow$ de pente $+20 \text{ dB/décade}$,

jusqu'à environ $3 \cdot 10^4 \text{ Hz}$. Ensuite le modèle ne convient plus du tout: on observe deux résonances. Celles-ci peuvent

correspondre à l'existence de capacités parasites (notamment des effets capacitifs entre spires): les couplages LC font effectivement apparaître des résonances.

Q.24. La constante est modifiée puisque $\phi = \int \vec{B}_1 \cdot d\vec{S}_2$ est différent lorsque θ varie. F_0 est donc directement affecté.

Pour 25° , $20 \log \frac{M_{25}}{L} \approx -22 \text{ dB}$ soit

$$\frac{M_{25}}{L} \approx 0,08$$

Pour 90° , $20 \log \frac{M_{90}}{L} \approx -30 \text{ dB}$ soit

$$\frac{M_{90}}{L} = 0,03.$$

R : θ n'impacte pas la fréquence de coupure (r/L constant), pas la pente à 25° , légèrement la pente à 90° . Les résonances se retrouvent aux mêmes valeurs de fréquences.

Q25. • Le champ $\vec{B}_1$ est en première approximation $\rightarrow$ proportionnel à i_1
 $\rightarrow$ globalement dirigé suivant l'axe de la bobine 1

Le flux de $\vec{B}_1$ à travers les spires de 2 est donc de la forme :

$\phi_{\vec{B}_1 \rightarrow 2} = \mu_0 \cdot \cos \theta \cdot i_1$ où μ_0 est la constante pour $\vec{B}_1$ et $d\vec{S}_2$ colinéaire soit $\theta = 0^\circ$.



• Il faut lire la figure de droite à gauche... $\cos \theta = 1$: $\theta = 0^\circ$!

Donc pour $\theta \in [0; 72,5^\circ]$ la modélisation convient bien.

• $\theta > 72,5^\circ$ F_0 , donc μ , constant. Plus la bobine B_2 est inclinée, plus les lignes de champ

$\vec{B}_1$ s'écartent de l'axe de la bobine B_2 : il devient difficile de prévoir qualitativement l'évolution de F_0