

Partie I : Le moteur synchrone :

I.1 Le solénoïde :

I-1 a) Pour le solénoïde infini, $\alpha_1 = 0$ et $\alpha_2 = \pi$ soit $\vec{B} = B_\infty \vec{u}_x = \mu_0 \frac{N}{L} \vec{u}_x$: $B_\infty = \mu_0 \frac{N}{L}$	
b) Le champ créé par les 2 solénoïdes est de même sens et leurs contributions sont égales en O :	
$B = 2 \frac{B_\infty}{2} (\cos(\alpha_1) - \cos(\alpha_2)) = \frac{\mu_0 N L}{L} \left(\frac{L+l}{\sqrt{(L+l)^2 + a^2}} - \frac{l}{\sqrt{l^2 + a^2}} \right) I = kI$	
$k = \frac{\mu_0 N L}{L} \left(\frac{L+l}{\sqrt{(L+l)^2 + a^2}} - \frac{l}{\sqrt{l^2 + a^2}} \right) = 1,62.10^{-3} T.A^{-1} \text{ et } B = 6.5.10^{-3} T$	

I.2 Production d'un champ tournant :

I.2.a) C a pour rôle de déphaser i' par rapport à i . Les deux champs en O sont perpendiculaires, par forcément de même amplitude et déphasés. On peut penser à la polarisation des ondes électromagnétiques ou aux figures de lissajoux, le champ $\vec{B}$ total est un vecteur tournant dans le plan xOy (son extrémité décrit une ellipse)	
b) On note $\underline{u} = U\sqrt{2} \exp(j\omega_o t)$ Pour (S) : $\underline{i} = \frac{\underline{u}}{R + jL\omega_o}$ alors $i(t) = \frac{U\sqrt{2}}{\sqrt{R^2 + L^2\omega_o^2}} \cos(\omega_o t - \varphi)$ avec $\tan(\varphi) = \frac{L\omega_o}{R}$ Pour (S) : $\underline{i}' = \frac{\underline{u}}{R + j\left(L\omega_o - \frac{1}{C\omega_o}\right)}$ alors $i'(t) = \frac{U\sqrt{2}}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega_o - \frac{1}{C\omega_o}\right)^2}} \cos(\omega_o t - \varphi')$ avec $\tan(\varphi') = \frac{L\omega_o - \frac{1}{C\omega_o}}{R}$	
I.2.c) Les deux conditions s'écrivent : $I=I'$ alors $(L\omega_o)^2 = \left(L\omega_o - \frac{1}{C\omega_o}\right)^2$ soit $L\omega_o = L\omega_o - \frac{1}{C\omega_o}$ (1) ou $L\omega_o = -\left(L\omega_o - \frac{1}{C\omega_o}\right)$ (2) La seule solution physique est la (2) soit $2L\omega_o = \frac{1}{C\omega_o}$ soit $2LC\omega_o^2 = 1$ $\varphi = \varphi' - \frac{\pi}{2}$ alors $\tan(\varphi) = \tan\left(\varphi' - \frac{\pi}{2}\right) = -\frac{1}{\tan(\varphi')}$ alors $\frac{L\omega_o}{R} = -\frac{R}{L\omega_o - \frac{1}{C\omega_o}}$ $L\omega_o \left(L\omega_o - \frac{1}{C\omega_o}\right) = -R^2$ soit $L^2\omega_o^2 - \frac{L}{C} = -R^2 = L^2\omega_o^2 - 2L^2\omega_o^2$: $L = \frac{R}{\omega_o}$ et $C = \frac{1}{2L\omega_o^2}$	
D'où $I = I' = \frac{U}{\sqrt{2}R}$ et $\tan(\varphi) = 1$ alors $\varphi = \frac{\pi}{4}$ et $\varphi' = -\frac{\pi}{4}$ Les courants $i(t)$ et $i'(t)$ sont alors déphasés de $\frac{\pi}{2}$ et ont même valeurs efficaces. Dans ce cas la " polarisation " du champ $\vec{B}$ total est circulaire.	

$$U = 110 \text{ V}$$

$$\vec{B} = ki'(t)\vec{u}_x + ki(t)\vec{u}_y = kI\sqrt{2}\left(\cos\left(\omega_o t + \frac{\pi}{4}\right)\vec{u}_x + \cos\left(\omega_o t - \frac{\pi}{4}\right)\vec{u}_y\right)$$

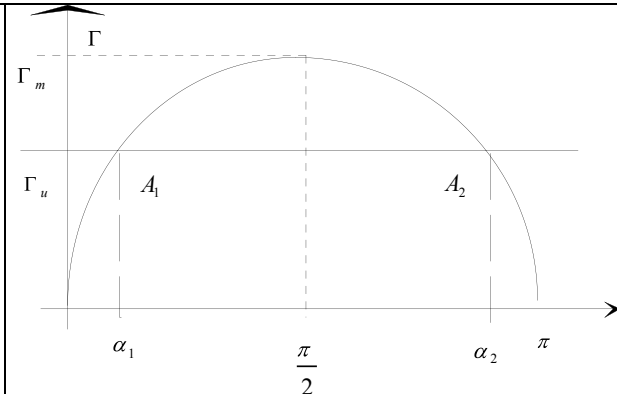
$$B_o = \sqrt{B_x^2 + B_y^2} = \sqrt{2k^2 I^2 \left(\cos^2 \left(\omega_o t + \frac{\pi}{4} \right) + \sin^2 \left(\omega_o t + \frac{\pi}{4} \right) \right)} = \sqrt{2} k I \text{ dans le plan xOy à la fréquence}$$

$f_o = \frac{\omega_o}{2\pi} = 50 \text{ Hz}$ du générateur et de module

$B_o = \sqrt{2} k I = \frac{k U}{R} = 7,1.10^{-3} T$

- $\langle \vec{\Gamma} \rangle = MB \sin(\alpha) \vec{u}_z$: le champ entraîne l'aimant.

L'égalité $\Gamma_u = \Gamma$ (avec $\Gamma_u < \Gamma_m$) conduit à deux valeurs de fonctionnement de α, α_1 et α_2 symétrique par rapport à $\frac{\pi}{2}$.



Inversement A_2 est instable. Le domaine de stabilité $0 < \alpha < \frac{\pi}{2}$.