

$$\text{IA} \quad \bar{a}_e = -X \Omega^2 \bar{u}_x = -N' t \Omega^2 \bar{u}_x$$

$$\bar{a}_c = 2 \bar{\Omega} \times v' \bar{u}_x = 2 \Omega v' \bar{u}_y$$

$$\text{IB1} \quad m \frac{dv'}{dt} \bar{u}_x = \bar{F}(t) + m\bar{g} + \bar{R}_{T/M} - m\bar{a}_e - m\bar{a}_c$$

Les composantes perpendiculaires à $\bar{u}_x$:

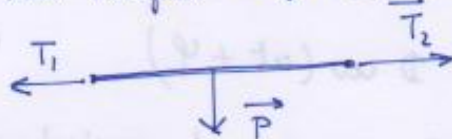
$$\vec{0} = m\bar{g} + \bar{R}_{T/M} - 2m\Omega v' \bar{u}_y$$

$$\bar{R}_{T/M} = m\bar{g} \bar{u}_z + 2m\Omega v' \bar{u}_y$$

$$\text{IB2} \quad \vec{R}_{M/T} = -\bar{R}_{T/M} = -m\bar{g} - 2m\Omega v' \bar{u}_y$$

II.A.1 Si on tenait compte du poids, le tube au repos serait incurvé vers le bas. Le supposer horizontal signifie donc qu'on néglige le poids.

Plus formellement, on ne peut pas satisfaire la condition d'équilibre $\vec{0} = \vec{P} + \vec{T}_1 + \vec{T}_2$ avec un tuyau horizontal soumis à son poids.



II.A.2, II.A.3 cf cours

$$\text{II.A.4} \quad c = \sqrt{\frac{I}{\mu}}$$

II.A.5.a) Ces solutions décrivent des ondes stationnaires.

II.A.5.b) En reportant dans l'équation de d'Alembert

$$\text{on obtient} \quad f''(y) g(t) - \frac{1}{c^2} f(y) g''(t) = 0$$

$$\frac{f''(y)}{f(y)} = \frac{1}{c^2} \frac{g''(t)}{g(t)}$$

Cette égalité a lieu pour tout y et pour tout t , donc il existe une constante A telle que :

$$\frac{f''(y)}{f(y)} = A$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{g''(t)}{g(t)} = A$$

Pour $A > 0$, on résout l'éq. diff. pour trouver

$$g(t) = A e^{ut} + A' e^{-ut} \quad \text{avec } u = c\sqrt{A}$$

De telles solutions, divergentes ou tendant vers géo, ne correspondent pas à la réalité physique et on les rejette.

Il en est de même pour $A = 0$. On impose donc $A < 0$. II

Posons $A = -k^2$ $k \in \mathbb{R}$

$$f''(y) + k^2 f(y) = 0 \quad g''(t) + c^2 k^2 g(t) = 0$$

$$f = A \cos ky + A' \sin ky$$

$$g = D \cos(ut + \varphi) \quad \omega = ck$$

c) La corde est maintenue fixe aux deux bouts

donc $f(0) = 0$ et $f(L) = 0$. On aurait d'ailleurs pu utiliser cet argument pour rejeter les solutions exponentielles dans b.

$$\begin{cases} 0 = A \\ 0 = A \cos kL + A' \sin kL \end{cases} \rightarrow A' \sin kL = 0$$

A et A' ne peuvent pas être nuls tous les deux donc $A' \neq 0$

$$\sin kL = 0$$

$$kL = m\pi$$

$$m \in \mathbb{N}^*$$

$$k_m = \frac{m\pi}{L}$$

$$\omega_m = \frac{mc\pi}{L}$$

II.B.1 Comme le fluide est incompressible, le débit volumique $s v(M)$ est uniforme donc $v(M)$ l'est.

II.B.2 En l'absence de force visqueuse $d\vec{F}_{T \rightarrow F}$ est perpendiculaire à $\vec{u}_Y$

II.B.3 La particule fluide est soumise à :

- son poids
- la force $d\vec{F}_{T \rightarrow F}$ exercée par le tube
- les forces de pression $P(Y) s \vec{u}_Y$ et $-P(Y+dY) s \vec{u}_Y$
- les forces d'inertie $-dm \vec{a}_e$ et $-dm \vec{a}_c$ car R' n'est a priori pas galiléen.

II.B.4 La particule fluide a pour masse $dm = \rho s dy$

$$d\vec{F}_{ie} = -\rho s dy \frac{\partial^2 \vec{z}}{\partial t^2} \cdot \vec{u}_z$$

$$d\vec{F}_{ic} = -2 \rho s dy \frac{\partial^2 \vec{z}}{\partial t \partial y} \vec{u}_x \wedge v(M) \vec{u}_Y$$

$$d\vec{F}_{ic} = -2 \rho s dy \frac{\partial^2 \vec{z}}{\partial t \partial y} v(M) \vec{u}_z$$

II.B.5

$$d\vec{p}^*(t) = d\vec{p}_{AB}(t)$$

$$= d\vec{p}_{com}(t) + \delta m_e \vec{v}(y, t)$$



$$d\vec{p}^*(t+dt) = d\vec{p}_{com}(t+dt) + \delta m_s \vec{v}(y+dy, t+dt)$$

Comme le régime est permanent dans R' , $d\vec{p}_{com}(t) = d\vec{p}_{com}(t+dt)$, $\delta m_e = \delta m_s$ et on peut omettre la variable t dans $\vec{v}(y, t)$.

$$d(d\vec{p}^*) = d\vec{p}^*(t+dt) - d\vec{p}^*(t)$$

$$= \delta m (\vec{v}(y+dy) - \vec{v}(y))$$

$$= D_m dt v (\vec{u}_Y(y+dy) - \vec{u}_Y(y))$$

$$\boxed{\frac{d}{dt} d\vec{p}^* = D_m v d\vec{u}_Y}$$

Par ailleurs $\vec{u}_Y = \cos \alpha \vec{u}_y + \sin \alpha \vec{u}_z$

$$\approx \vec{u}_y + \alpha \vec{u}_z$$

$$d\vec{u}_Y \approx d\alpha \vec{u}_z \approx d\alpha \vec{u}_Z$$

$$\text{et } d\alpha = \frac{\partial \alpha}{\partial y} dy = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial z}{\partial y} \right) dy$$

Ainsi $\boxed{\frac{d}{dt} d\vec{p}^* = D_m \cdot \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} dy \vec{u}_Z}$

II.B.6 Appliquons le TRC au système fermé défini ci-dessus:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (d\vec{p}^*) &= d\vec{F}_{T \rightarrow F} + dm \vec{g} + P(Y) \Delta \vec{u}_Y - P(Y+dY) \Delta \vec{u}_{Y+dY} \\ &\quad - \rho \Delta y \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} \vec{u}_Z - \rho \Delta y 2 \frac{\partial^2 z}{\partial t \partial y} \cdot (M) \vec{u}_Z \end{aligned}$$

• en projection sur $\vec{u}_Y$, comme $\alpha \ll 1$ on obtient

$$P(Y) - P(Y+dY) = 0 \rightarrow P(Y) \text{ uniforme}$$

• en projection sur $\vec{u}_Z$, avec $\vec{u}_Y \cdot \vec{u}_Z = \cos \alpha \approx 1$:

$$D_m \cdot \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} dy \vec{u}_Z = d\vec{F}_{T/F} + \left(-dm \vec{g} - \rho \Delta y \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} - 2\rho \Delta y \frac{\partial^2 z}{\partial t \partial y} \right) \vec{u}_Z$$

$$\text{or } d\vec{F}_{F/T} = -d\vec{F}_{T/F} \text{ et } \rho \Delta y = D_m$$

donc $\boxed{d\vec{F}_{F/T} = - \left(\rho \Delta y \left(g + \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} \right) + D_m \left(2 \frac{\partial^2 z}{\partial t \partial y} + v \right) \right) \vec{u}_Z dy}$

rem: le terme $P(Y+dY) \Delta \vec{u}_{Y+dY} = P(Y+dY) \Delta (\vec{u}_Y + d\vec{u}_Y)$

se projette sur $\vec{u}_Z$ en: $P(Y+dY) \Delta d\vec{u}_Y \cdot \vec{u}_Z$

$$P(Y+dY) \Delta \frac{\partial \alpha}{\partial y} dy$$

Ce terme est du 2nd ordre car α est un infiniment petit.

II.C.1 Dans le tube au repos supposé horizontal

$$\frac{\partial z}{\partial t} = 0 \text{ et } \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = 0; \quad d\vec{F}_{F \rightarrow T} = -\rho \Delta y g \vec{u}_Z$$

On suppose cependant qu'il y a équilibre ce qui revient à négliger cette force verticale traduisant le poids du liquide dans le tube.

le paras ...

II C 2 $\mu dy \frac{\partial^2 \bar{u}_3}{\partial t^2} = \bar{T}_d + \bar{T}_g + d\bar{F}_{FIT}$

comme en II A, $\bar{T}_d + \bar{T}_g = T_0 \frac{\partial d}{\partial y} dy \bar{u}_3$ avec $d \approx \frac{\partial \bar{z}}{\partial y}$

En projection sur $\bar{u}_3$:

$$\mu dy \frac{\partial^2 \bar{z}}{\partial t^2} = T_0 \frac{\partial^2 \bar{z}}{\partial y^2} dy - \rho s dy \frac{\partial^2 \bar{z}}{\partial t^2} - D_m dy \left(2 \frac{\partial^2 \bar{z}}{\partial t \partial y} + v \frac{\partial^2 \bar{z}}{\partial y^2} \right) dy$$

$$\frac{\partial^2 \bar{z}}{\partial y^2} - \frac{\mu + \rho s}{T_0 - D_m v} \frac{\partial^2 \bar{z}}{\partial t^2} - \frac{2 D_m}{T_0 - D_m v} \frac{\partial^2 \bar{z}}{\partial y \partial t} = 0$$

$$K_1 = \frac{\mu + \rho s}{T_0 - D_m v}$$

$$K_2 = \frac{1}{T_0 - D_m v}$$

II C 3 a) On reporte $\bar{z} = G(y) e^{i \omega t}$ dans (3) pour obtenir

$$G''(y) + K_1 \omega^2 G(y) - 2 K_2 D_m j \omega G'(y) = 0$$

b) Conditions de bord $G(0) = 0 \rightarrow A + B = 0$

$G(L) = 0 \rightarrow A e^{i q L} + B e^{-i q L} = 0$

avec $q = \sqrt{K_1 + K_2^2 D_m^2} \omega$

On obtient $(A, B) \neq (0, 0)$ si le déterminant est nul:

$$e^{-i q L} - e^{i q L} = 0 \rightarrow q L = n \pi \rightarrow \sqrt{K_1 + K_2^2 D_m^2} \omega = \frac{n \pi}{L}$$

ou $\omega_n = \frac{n \pi}{L \sqrt{K_1 + K_2^2 D_m^2}}$

Comme $B = -A$, $A e^{i q L} + B e^{-i q L} = 2 j A \sin q L$

$$G(y) = 2 j A \sin \left(\frac{n \pi}{L} y \right) \exp \left[j K_2 D_m \omega y \right]$$

II C 4 a) Si $D_m = 0$, (3) devient $\frac{\partial^2 \bar{z}}{\partial y^2} - K_1 \frac{\partial^2 \bar{z}}{\partial t^2} = 0$.

On retrouve l'équation de d'Alembert comme en II A.

Mais le tube est alourdi par l'eau d'eau une masse

linéique $\mu' = \mu + \rho s$. En utilisant II A avec μ remplacé par

$$\mu, K_1 = \frac{\mu'}{T_0} = \frac{\mu + \rho s}{T_0}$$

et c'est bien ce qu'on obtient ici.

$$K_1 = \frac{\mu + \rho s}{T_0}$$

$$b) f_1 = \frac{c'}{2L} = \frac{1}{2L} \sqrt{\frac{T_0}{\mu'}} \rightarrow T_0 = 4L^2 f_1^2 (\mu' + \rho_s)$$

$$T_0 = 195 \text{ N}$$

$$c) \text{ Comme } D_m = 0 \text{ et } m = 1, G(y) = 2jA \sin\left(\frac{\pi y}{L}\right)$$

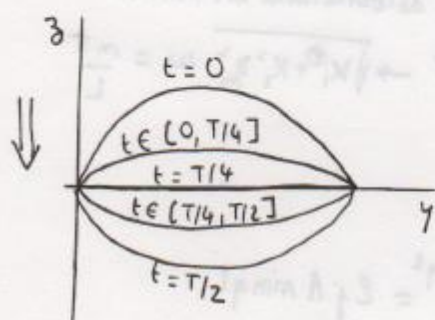
$$\text{et } \underline{z} = 2jA \sin\left(\frac{\pi y}{L}\right) e^{j\omega t}$$

$$\text{en B : } \underline{z}_0 e^{j\omega t} = 2jA \sin\left(\frac{\pi}{2}\right) e^{j\omega t}$$

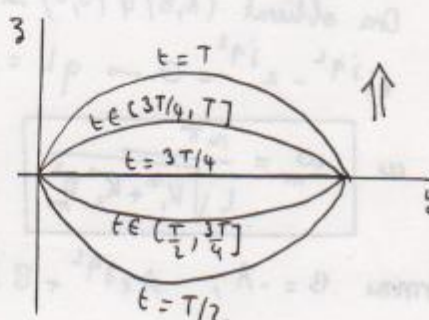
$$\text{donc } 2jA = \underline{z}_0$$

$$\text{Finalement, } \underline{z} = \underline{z}_0 \sin\left(\frac{\pi y}{L}\right) e^{j\omega t}$$

$$z = \underline{z}_0 \sin\left(\frac{\pi y}{L}\right) \cos \omega t$$



le tube descend



le tube monte

d) Ils ont des mouvements identiques. En effet,

$$\sin\left(\frac{\pi}{L}(L-y)\right) = \sin\left(\pi - \frac{\pi y}{L}\right) = \sin\left(\frac{\pi y}{L}\right)$$

II c 5)

$$\text{Ici, } \underline{z} = 2jA \sin\left(\frac{\pi y}{L}\right) e^{j(K_2 D_m \omega y + \omega t)}$$

$$\text{Mvt imposé en B : } \underline{z}_0 e^{j\omega t} = 2jA \sin\left(\frac{\pi}{2}\right) e^{j(K_2 D_m \omega \frac{L}{2} + \omega t)}$$

$$\text{donc } 2jA = \underline{z}_0 \exp\left(-jK_2 D_m \omega \frac{L}{2}\right)$$

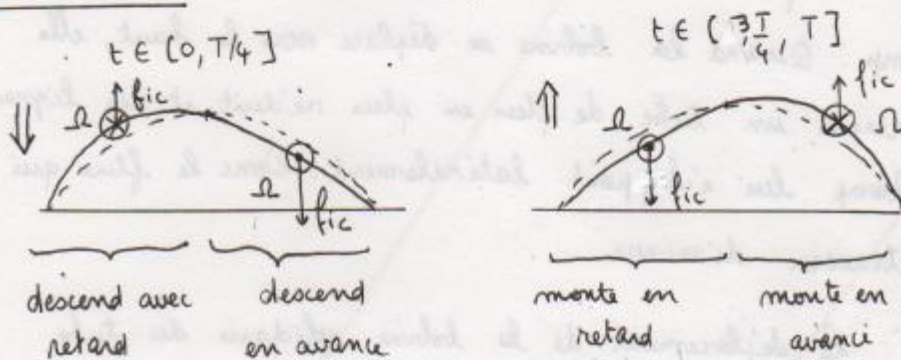
$$\underline{z} = \underline{z}_0 \sin\left(\frac{\pi y}{L}\right) \exp\left[j\left(\omega t + K_2 D_m \omega \left(y - \frac{L}{2}\right)\right)\right]$$

$$z = \underline{z}_0 \sin\left(\frac{\pi y}{L}\right) \cos\left[\omega t + K_2 D_m \omega \left(y - \frac{L}{2}\right)\right]$$

$$K = K_2 D_m \omega$$

II C 6 a) Les mouvements de deux points symétriques ne sont plus identiques. Ils présentent la même amplitude mais pas la même phase. Pour $y < \frac{L}{2}$, $K(y - \frac{L}{2}) < 0$ donc ces points sont en retard sur le point central. Au contraire, les points $y > \frac{L}{2}$ sont en avance.

II C 6 b)



II C 6 c) On trouve le sens du vecteur rotation en analysant la manière dont l'angle α varie au cours du temps.



Le sens de $\vec{f}_{ic}$ s'en déduit et permet d'interpréter la déformation du tube.

$$\begin{aligned} \text{II C 7 a) A: } z_A &= z_0 \sin\left(\frac{\pi}{4}\right) \cos\left(\omega t - K \frac{L}{4}\right) \\ \text{C: } z_A &= z_0 \sin\left(\frac{3\pi}{4}\right) \cos\left(\omega t + K \frac{L}{4}\right) \end{aligned}$$

$$Z_1 = Z_0 \sin\left(\frac{\pi}{4}\right) = Z_0 \sin\left(\frac{2\pi}{4}\right)$$

$$Z_1 = \frac{Z_0}{\sqrt{2}} \quad Z_1 = 0,71 \text{ mm}$$

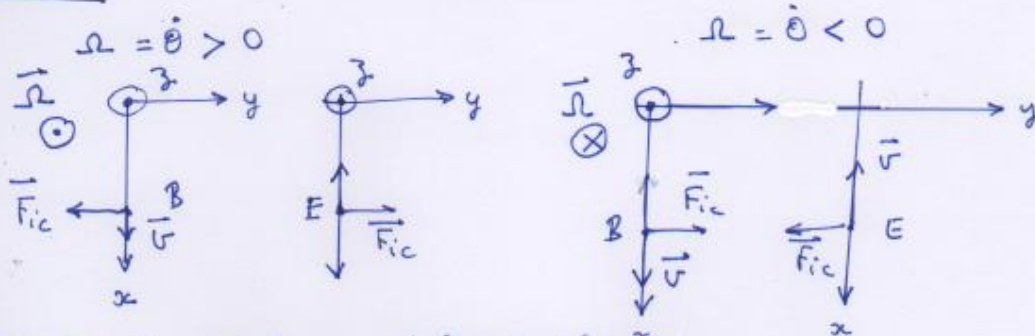
$$\text{II C 7 b)} \quad \psi = \kappa \frac{L}{2} = \kappa_2 D_m \pi f L$$

$$\psi = \frac{1}{4 f^2 L^2 (\mu + \rho \Delta)} D_m \pi f L$$

$$\psi = \frac{\pi}{4 f L (\mu + \rho \Delta)}, \quad D_m = 0,258 D_m \text{ en } \text{kg}^{-1} \text{ rad}$$

II D 1 En l'absence d'écalement, les points B et E ont le même mouvement.

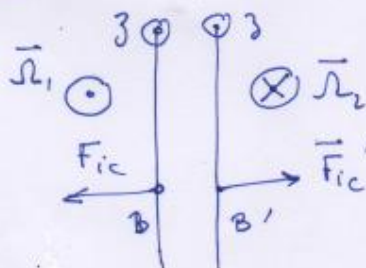
II D 2 Dessin vu de dessus



II.D.3 En l'absence d'effet Coriolis, la branche CD resterait verticale et se translaterait selon un mouvement d'oscillations. À cause des forces de Coriolis opposées sur AB et FD, elle ne reste pas verticale mais s'incline alternativement en même temps que se poursuit son oscillation. Le tube en U est donc tordu

II.D.4 Les mouvements de B et E relativement au référentiel en rotation se font en sens opposés

II.D.5 Il faut faire vibrer les tubes en opposition de phase. Les points analogues B et B' se déplacent ainsi en sens opposés et la vitesse relative est multipliée par 2.



III A 1 Comme $\vec{B}$ est à flux conservatif, son flux sur un tube de champ se conserve. Dans la position (2), la bobine n'intercepte qu'une partie du tube qu'elle délimitait dans la position (1). Donc $\phi_2 < \phi_1$



On peut dire plus simplement que le champ devient moins intense quand les lds s'écartent.

III.A.2 C'est la fem induite $\mathcal{U} = -\frac{d\phi}{dt}$ associée aux variations du flux selon la loi de Faraday.

III.A.3. Soit L le diamètre du système. L'ARQS est valable lorsque $L \ll cT$: on néglige le temps de propagation des ondes électromagnétiques devant la période $\frac{L}{c} \ll T$.

III.A.4 Le flux dépend de z qui dépend de t .

$$\mathcal{E} = -\frac{d}{dt} \phi(z(t)) = -\frac{d\phi}{dz} \frac{dz}{dt}$$

III B 1 $\vec{\mathcal{E}} = i \vec{S}$

$i \vec{S} = \pi R^2 \vec{u}$

III B 2 Une tranche longueur dz a pour volume $dV = \pi R^2 dz$
donc $d\vec{\mathcal{E}} = M \pi R^2 dz \vec{u}_z$. Elle est équivalente à une spire de rayon R telle que $di \pi R^2 = M \pi R^2 dz$
 $di = M dz$

III.B.3 Dans une portion du solénoïde de longueur dz , il y a mdz spires portant l'intensité totale $di = mdz I$.
 D'après B.2, ces spires sont équivalentes à la portion d'aimant si $mdz I = M dz$ $\underline{m I = M}$
 Puisque M s'exprime en $A.m^{-1}$, cette relation est homogène.

III.B.4 cf cours $\vec{B} = \mu_0 m I \vec{u}_z$

III.B.5 Pour un solénoïde infini, $\theta_1 \rightarrow 0$ et $\theta_2 \rightarrow \pi$ donc $\cos \theta_1 \rightarrow 1$ et $\cos \theta_2 \rightarrow -1$

$$B = \frac{\mu_0 n I}{2} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \rightarrow \frac{\mu_0 n I}{2} \times (1 + 1) = \mu_0 n I$$

On retrouve bien à la limite le champ du solénoïde infini.

III.B.6 $\cos \theta_1 = \frac{\frac{l}{2} + z}{\sqrt{R^2 + (\frac{l}{2} + z)^2}}$ $\cos \theta_2 = \frac{z - \frac{l}{2}}{\sqrt{R^2 + (z - \frac{l}{2})^2}}$

$$B(z) = \frac{\mu_0 M}{2} \left(\frac{\frac{l}{2} + z}{\sqrt{R^2 + (\frac{l}{2} + z)^2}} - \frac{z - \frac{l}{2}}{\sqrt{R^2 + (z - \frac{l}{2})^2}} \right)$$

III.B.7 $B(\frac{l}{2}) = 0,33 T$

Avec une bobine de mêmes dimensions, on obtiendrait le même champ si mI valait $5,4 \cdot 10^5 A.m^{-1}$.

Avec $m = 10 mm^{-1} = 10^4 m^{-1}$, il faudrait $I = 54 A$.

C'est une valeur énorme, difficile à réaliser et qui échaufferait terriblement les fils.

III.B.8 D'après B.3, la fem induite est proportionnelle à $\frac{d\phi}{dz}$. Il convient donc de placer la bobine à l'endroit où B présente la pente maximale. On choisit donc $d = 5 \text{ mm}$ pour que la bobine vibre autour de ce point.

III.B.9 On remplace l'aimant par le solénoïde équivalent. $(M, \vec{u}_r, \vec{u}_z)$ est plan d'antisymétrie de cette source de champ donc il contient $\vec{B}$. À cause de l'invariance par rotation, les composantes de $\vec{B}$ ne dépendent pas de θ .

$$\vec{B} = B_r(r, z) \vec{u}_r + B_z(r, z) \vec{u}_z$$

III.B.10 cf cours $B_r \approx -\frac{r}{2} \frac{d}{dz} B_z(0, z)$

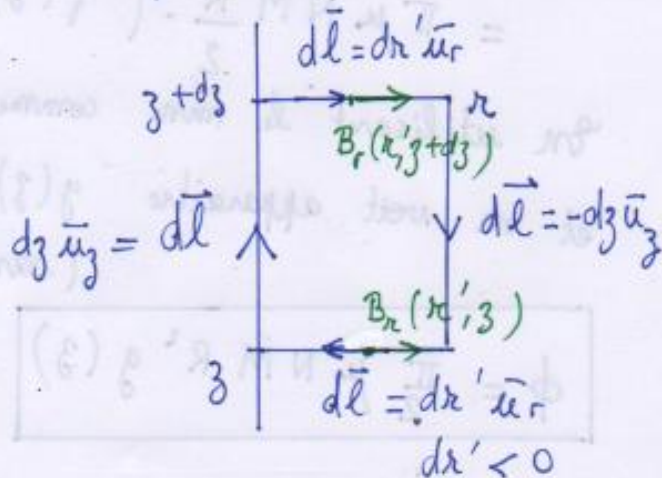
III.B.11 $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_{\text{enl}}$ théorème d'Ampère.

Près de l'axe, aucun courant ne circule donc $I_{\text{enl}} = 0$ et

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = 0.$$

III.B.12 On exprime la circulation de $\vec{B}$ sur un rectangle de hauteur dz et de rayon r assez petit pour utiliser B.10

$$\begin{aligned} \oint \vec{B} \cdot d\vec{l} &= B_z(0, z) dz - B_z(r, z) dz \\ &+ \int_0^r B_r(r', z+dz) dr' \\ &+ \int_r^0 B_r(r', z) dr' \end{aligned}$$



$$\int_0^R B_r(r', z+dz) dr' = \int_0^R -\frac{r'}{2} \frac{dB_z}{dz} dr' = -\frac{R^2}{4} \frac{dB_z(0, z+dz)}{dz}$$

$$\int_R^0 B_r(r', z) dr' = \int_R^0 -\frac{r'}{2} \frac{dB_z}{dz}(0, z) dr' = +\frac{R^2}{4} \frac{dB_z(0, z)}{dz}$$

Comme $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = 0$, on a :

$$B_z(0, z) dz - B_z(R, z) dz + \frac{R^2}{4} \left(\frac{dB_z(0, z)}{dz} - \frac{dB_z(0, z+dz)}{dz} \right) = 0$$

$$\text{d'où } \boxed{B_z(R, z) = B_z(0, z) - \frac{R^2}{4} \frac{d^2 B_z(0, z)}{dz^2}}$$

III. C.1 D'après B.6, $B_z(0, z) = \frac{\mu_0 M}{2} f(z)$

$$B_z(R, z) = \frac{\mu_0 M}{2} \left(f(z) - \frac{R^2}{4} f''(z) \right)$$

On calcule le flux de $\vec{B}$ au travers du disque de côté z et de rayon R . On multiplie par N pour l'ensemble des spires.

$$\phi = N \int_0^R 2\pi r dr B_z = N\pi \mu_0 M \left(f(z) \frac{R^2}{2} - \frac{f''(z)}{4} \frac{R^4}{4} \right)$$

$$= \pi \mu_0 N M \frac{R^2}{2} \left(f(z) - \frac{R^2}{8} f''(z) \right)$$

En utilisant le mm comme unité, $R^2 = 4 \text{ mm}^2$

et on voit apparaître $g(z) = f(z) - \frac{1}{2} f''(z)$
(sans dim)

$$\boxed{\phi = \frac{\pi}{2} \mu_0 N M R^2 g(z)}$$

III.C.2 La cote z varie autour de $d = 5 \text{ mm}$.

Sur la fig 11, on voit que la courbe se confond presque avec sa tangente pour des écarts de $\pm 0,7 \text{ mm}$ autour de ce point. On peut l'assimiler à une droite de pente $-0,625 = -5/p \text{ mm}^{-1} = p$

III.C.3 $g(z) \approx g(d) + p(z - d)$

$$\frac{d\phi}{dz} = \frac{\pi}{2} \mu_0 N M R^2 p = -2,7 \cdot 10^{-4} \text{ Wb} \cdot \text{mm}^{-1} = -2,7 \cdot 10^{-1} \text{ Wb} \cdot \text{m}^{-1}$$

d'après III A 4, $\mu = -\nu \frac{\pi}{2} \mu_0 N M R^2 p$

$$\mu = \phi \nu \quad \boxed{\phi = -p \frac{\pi}{2} \mu_0 N M R^2 = -0,27 \text{ Wb} \cdot \text{m}^{-1}}$$

III.C.4 Pour les points A, C, $z = Z_1 \cos(\omega t + \theta)$

d'après II C 7 a

donc $\dot{z} = -\omega Z_1 \sin(\omega t + \theta)$

L'amplitude de la tension est donc

$$U = |\beta| \omega Z_1 \quad \omega = 2\pi f \quad f = 80 \text{ Hz} \quad Z_1 = 0,71 \text{ mm}$$

$$U = 96 \text{ mV}$$

IV.A.1 j'imagine 2 types de bruit

- signaux à 50 Hz associés au courant du secteur

(EDF);

- effets d'antenne des fils captant des fréquences plus élevées, notamment la bobine d'induction.

IV.A.2 Choisir un passe-bande pour ne sélectionner que le 80 Hz.

IV.A.3 Si le filtre a été bien ajusté, $\omega_0 = 2\pi f_0$
avec $f_0 = 80 \text{ Hz}$. C'est la fréquence f_2 .

signal	f	f/f_0	$\log \frac{\omega}{\omega_0}$	G_{dB}	$ H $	φ	N_s
u_{e1}	50	0,625	-0,2	11	3,5	+1,5	$3,5 E \cos(\omega_1 t - 1,5)$
u_{e2}	80	1	0	37	7,1	0	$7,1 E \cos(\omega_2 t)$
u_{e3}	100	1,25	0,1	18	7,9	-1,5	$7,9 E \cos(\omega_3 t - 1,5)$

IV.C.1 Préférer le couplage AC pour faire disparaître un éventuel décalage vertical qui fausserait les dates de passage par l'ordonnée nulle.

IV.C.2 Le signal u' est en avance de 1,5 carreaux sur u .
Comme la période est de 9 carreaux,
$$\varphi = 2\pi \frac{\Delta t}{T} = 2\pi \frac{1,5}{9} \quad \varphi = \frac{\pi}{3} \text{ rad} = 60^\circ$$

IV.C.3 Augmenter la sensibilité verticale (dilater les courbes) pour mieux repérer les passages par zéro.