

CORRIGÉ DE L'ÉPREUVE PHYSIQUE II - CNC 2016

I- Transmission de signaux par voie hertzienne

ERRATA !! Dans cette partie, la masse de l'électron a été noté par m_e dans certaines questions et par m dans d'autres... finalement j'ai pris $m_e = m$!!

I.1.

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{E}(M, t) &= \frac{\rho(M, t)}{\varepsilon_0} ; \quad \operatorname{div} \vec{B}(M, t) = 0 \\ \operatorname{rot} \vec{E}(M, t) &= -\frac{\partial \vec{B}(M, t)}{\partial t} ; \quad \operatorname{rot} \vec{B}(M, t) = \mu_0 \left(\vec{j}(M, t) + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}(M, t)}{\partial t} \right) \end{aligned}$$

$\rho(M, t)$: densité volumique de charges et $\vec{j}(M, t)$: vecteur densité de courant volumique.

I.2. En représentation complexe : $\underline{\vec{E}}(M, t) = E_0 \exp i(\omega t - kz) \vec{u}_y$.

Equation de Maxwell-Faraday : $\operatorname{rot} \underline{\vec{E}}(M, t) = -\frac{\partial \underline{\vec{B}}(M, t)}{\partial t} = -i\omega \underline{\vec{B}}(M, t)$, soit :

$$\underline{\vec{B}}(M, t) = \frac{k}{\omega} \vec{u}_z \wedge \underline{\vec{E}}(M, t) = -\frac{k}{\omega} E_0 \exp i(\omega t - kz) \vec{u}_x$$

I.3. Le principe fondamental de la dynamique appliqué à un électron dans \mathcal{R} :

$$m_e \vec{g} - e \vec{E} - e \vec{v} \wedge \vec{B} = m_e \frac{\partial \vec{v}}{\partial t}$$

\vec{g} est l'accélération de pesanteur.

I.4. $\vec{f}_e = -e \vec{E}$ et $\vec{f}_m = -e \vec{v} \wedge \vec{B}$:

$$\frac{\|\vec{f}_e\|}{\|\vec{f}_m\|} = \frac{1 \|\vec{E}\|}{v \|\vec{B}\|} = \frac{1 \omega}{v k} \gg 1 \quad \text{car} \quad \frac{\omega}{k} = v_\varphi \geq c \quad \text{et} \quad v \gg c \Rightarrow \|\vec{f}_e\| \gg \|\vec{f}_m\|$$

Le poids étant négligeable devant la force électromagnétique, soit :

$$-e \vec{E} = m_e \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = m_e i\omega \underline{\vec{v}} \Rightarrow \underline{\vec{v}} = \frac{ie}{m_e \omega} \underline{\vec{E}}$$

I.5. Le vecteur densité de courant : $\underline{\vec{j}} = \rho_m \underline{\vec{v}} = -ne \underline{\vec{v}}$, soient :

$$\underline{\vec{j}} = -\frac{ine^2}{m_e \omega} \underline{\vec{E}} = \underline{\gamma} \underline{\vec{E}} \quad \text{avec} \quad \underline{\gamma} = -\frac{ine^2}{m_e \omega}$$

I.6.

$$p = \langle \vec{j} \cdot \vec{E} \rangle_t = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\vec{j} \cdot \vec{E}^*) = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\underline{\gamma} \|\underline{\vec{E}}\|^2) = \frac{E_0^2}{2} \operatorname{Re}(\underline{\gamma})$$

$\operatorname{Re}(X)$ désigne la partie réelle de X ; et $\underline{\gamma}$ est imaginaire : d'où $p = 0$.

Commentaire : l'onde ne communique aucune puissance au milieu (plasma).

I.7. On a :

$$\vec{\text{rot}} \vec{B} = -i \vec{k} \wedge \vec{B} = -ik \vec{B} \vec{u}_y = +i \frac{k^2}{\omega} \vec{E} \quad (\text{Maxwell-Faraday et structure de } \vec{B})$$

$$\vec{\text{rot}} \vec{B} = \mu_o \gamma \vec{E} + i \mu_o \varepsilon_o \omega \vec{E} \quad (\text{Maxwell-Ampère})$$

Soit, par simple identification, et avec $\mu_o \varepsilon_o c^2 = 1$:

$$i \frac{k^2}{\omega} = \mu_o \gamma + i \frac{\omega}{c^2} \Rightarrow k^2 = \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{c^2} \quad (\text{équation I-1})$$

I.8. Si $\omega < \omega_p$:

- k est imaginaire pur : $k = \pm i \frac{\sqrt{\omega_p^2 - \omega^2}}{c}$ (pas de propagation de l'onde dans le plasma) ;
- Si on considère la propagation suivant les z croissant, la structure possible de \vec{E} est telle que $k = -i \frac{\sqrt{\omega_p^2 - \omega^2}}{c}$:

$$\vec{E} = E_o \exp\left(-\frac{\sqrt{\omega_p^2 - \omega^2}}{c} z\right) e^{i\omega t} \vec{u}_y$$

- L'onde n'est pas progressive ;
- Conclusion : L'onde est totalement réfléchiée par le plasma.

I.9.

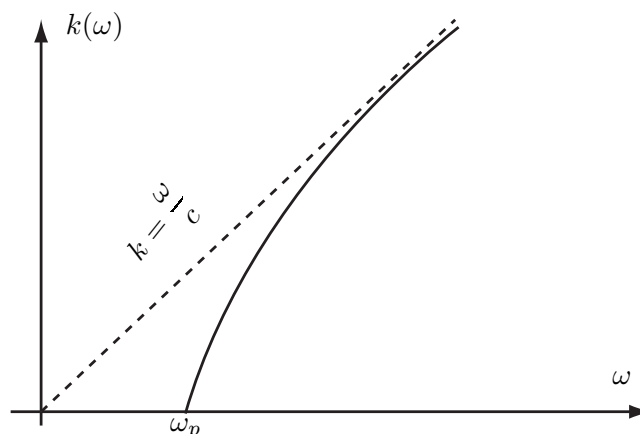
I.9.1. Si $\omega > \omega_p$:

- k est réel : $k = \pm \frac{\sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}}{c}$;
- Si on considère la propagation suivant les z croissant, la structure possible de \vec{E} est telle que $k = + \frac{\sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}}{c}$:

$$\vec{E} = E_o \exp i \left(\omega t - \frac{\sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}}{c} z \right) \vec{u}_y$$

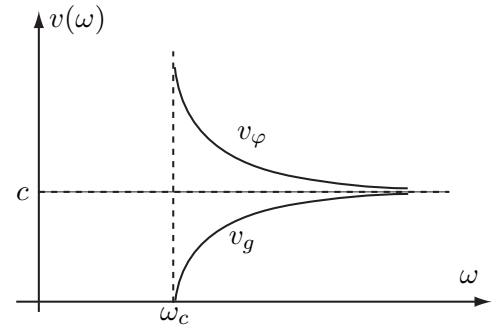
- C'est la structure d'une onde plane progressive qui se propage à la vitesse $\frac{c\omega}{\sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}}$;

I.9.2.



I.9.3.

- Vitesse de phase : $v_\varphi = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_c^2}}}$
- Vitesse de groupe : $v_g = \frac{d\omega}{dk} = c\sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_c^2}}$



I.10.

I.10.1. La condition de réflexion par l'ionosphère des ondes émises par les stations radio est $\omega_i < \omega_p$ (Cf. I.8.) ; soit pour une longueur d'onde telle que :

$$\frac{2\pi c}{\lambda} < \omega_p \quad \text{ou} \quad \lambda > \frac{2\pi c}{\omega_p}$$

Application numérique : $\lambda > 33,35 \text{ m}$. Ce qui correspond à la longueur d'onde $\lambda_1 = 300 \text{ m}$.

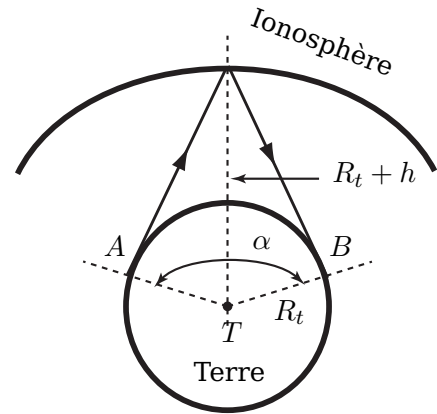
I.10.2.

On suppose la sphéricité de la terre et que l'espace entre la terre et l'ionosphère est homogène et transparent...

La portée maximale : $\text{arc}(AB) = \alpha R_t$;

$$\cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) = \frac{R_t}{R_t + h}$$

$$1 - \frac{\alpha^2}{8} = 1 - \frac{h}{R_t} \quad \Rightarrow \quad \alpha = 2\sqrt{2}\sqrt{\frac{h}{R_t}}$$



Soit :

$$\text{arc}(AB) \simeq 2\sqrt{2hR_t} \approx 2024 \text{ km}$$

I.11. La force de frottement : $\vec{F}_f = -m_e\omega_f \vec{v}$.

I.11.1.

► Le principe fondamental de la dynamique :

$$m_e \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -e\vec{E} - m_e\omega_f \vec{v}$$

► Expression de \vec{v} :

$$im_e\omega \vec{v} = -e\vec{E} - m_e\omega_f \vec{v} \quad \Rightarrow \quad \vec{v} = -\frac{e\vec{E}}{m(i\omega + \omega_f)}$$

► Expression de \vec{j} :

$$\vec{j} = -ne\vec{v} \quad \Rightarrow \quad \vec{j} = \frac{ne^2}{m_e\omega_f} \frac{\vec{E}}{1 + i\frac{\omega}{\omega_f}}$$

I.11.2. En utilisant le résultat de l'équation I-1 :

$$i\frac{k^2}{\omega} = \frac{ne^2\mu_0}{m_e\omega_f} \frac{1}{1 + i\frac{\omega}{\omega_f}} + i\frac{\omega}{c^2} \quad \Rightarrow \quad k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{i\omega}{\omega_f + i\omega}$$

1.11.3. $\omega^2 \ll \omega_f^2 \ll \omega_p^2 :$

○ Relation de dispersion : $k^2 \simeq -i \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{\omega}{\omega_f} ;$

○ Structure de \vec{E} : l'expression de k est $k = \pm(1 - i) \sqrt{\frac{\omega_p^2 \omega}{2\omega_f c^2}}$; La solution acceptable physiquement est :

$$k = +(1 - i) \sqrt{\frac{\omega_p^2 \omega}{2\omega_f c^2}} \Rightarrow \vec{E} = E_o \exp\left(-\frac{\omega_p}{c} \sqrt{\frac{\omega}{2\omega_f}} z\right) \exp i\left(\omega t - \frac{\omega_p}{c} \sqrt{\frac{\omega}{2\omega_f}} z\right) \vec{u}_y$$

○ Commentaire : L'onde dans l'ionosphère a la structure d'une onde plane progressive qui s'atténue après une profondeur de pénétration caractéristique $\delta = \left(\frac{c}{\omega_p} \sqrt{\frac{2\omega_f}{\omega}}\right)$ au delà de laquelle l'onde est évanescence !

II- Interconversion numérique-analogique

II.1. Conversion numérique-analogique

II.1.1.

○ On appelle échantillons d'un signal $x(t)$, ses valeurs à des instants t_o, t_1, t_2, \dots régulièrement répartis ou non dans le temps.

On peut considérer la succession d'échantillons issus de $x(t)$ comme une fonction $x_e(t)$ constituée d'une suite d'impulsions de largeur nulle, de durée T_e dite *période d'échantillonnage* et dont l'amplitude est égale à $x(t)$ aux instants correspondants.

○ Critère de Nyquist-Shannon :

Pour garder toutes les informations sur un signal $x(t)$, il faut que la fréquence d'échantillonnage f_e soit au moins égale au double de la plus haute composante fréquentielle du signal :

$$f_e > 2 \times f_{max}$$

Dans notre cas $f_e = F_E = 44 \text{ kHz}$ et $f_{max} = 20 \text{ kHz}$; le critère est bien vérifié et la valeur de F_E choisie correspond ainsi à un échantillonnage sans perte d'information.

II.1.2. quantum :

$$q = \frac{V_{max} - V_{min}}{2^N - 1} = 0,15 \text{ mV}$$

II.1.3.

II.1.3.1. On doit utiliser un filtre passe-bas de fréquence de coupure f_c telle que $f_{max} < f_c < F_E - f_{max}$: soit une valeur entre 20 kHz et $24,4 \text{ kHz}$ non incluses ! afin d'éliminer les composantes parasites (*hautes fréquences*) et garder notre signal audio.

II.1.3.2. On prend l'exemple simple d'un circuit RC série passif dont la tension de sortie $s(t)$ aux bornes de C . L'équation différentielle :

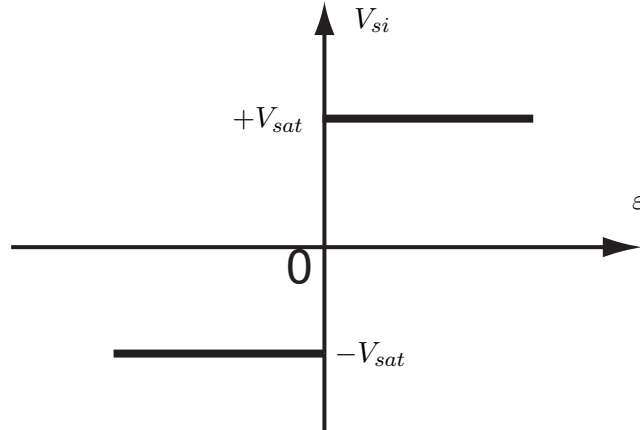
$$e(t) = RC \frac{ds(t)}{dt} + s(t)$$

II.1.3.3. Relation de récurrence :

$$e_n = RC \frac{s_{n+1} - s_n}{T_E} + s_n \quad \text{ou} \quad e_n = RCF_E(s_{n+1} - s_n) + s_n$$

II.2. Conversion analogique-numérique

II.2.1. Caractéristique de l'un des amplificateurs opérationnels :



II.2.2. L'amplificateur opérationnel AO_1 :

○ $V_{+,1} = v_a$;

○ Diviseur de tension :

$$V_{+,1} = \frac{\frac{R}{2}}{\frac{R}{2} + \frac{3R}{2} + 6R} E_{ref} = \frac{E_{ref}}{16}$$

○ Le seuil de basculement correspond à $\varepsilon_i = 0$: $V_{basc,1} = v_a = \frac{E_{ref}}{16} = 0,5 V$

II.2.3.

	AO_1	AO_2	AO_3	AO_4	AO_5	AO_6	AO_7
$V_{+,i}$	v_a	v_a	v_a	v_a	v_a	v_a	v_a
$V_{-,i} = V_{basc,i}$	$\frac{E_{ref}}{16}$ 0.5 V	$\frac{3E_{ref}}{16}$ 1.5 V	$\frac{5E_{ref}}{16}$ 2.5 V	$\frac{7E_{ref}}{16}$ 3.5 V	$\frac{9E_{ref}}{16}$ 4.5 V	$\frac{11E_{ref}}{16}$ 5.5 V	$\frac{13E_{ref}}{16}$ 6.5 V

II.2.4. Lorsqu'on augmente progressivement v_a de 0 V à 7 V, les amplificateurs opérationnels AO_i basculent successivement de $-15 V$ à $+15 V$.

II.2.5. $0 \rightarrow V_s = +15 V$ et $1 \rightarrow V_s = -15 V$

	AO_1	AO_2	AO_3	AO_4	AO_5	AO_6	AO_7	Code binaire
$v_a = 0 V$	0	0	0	0	0	0	0	0000000
$v_a = 1 V$	1	0	0	0	0	0	0	1000000
$v_a = 2 V$	1	1	0	0	0	0	0	1100000
$v_a = 3 V$	1	1	1	0	0	0	0	1110000
$v_a = 4 V$	1	1	1	1	0	0	0	1111000
$v_a = 5 V$	1	1	1	1	1	0	0	1111100
$v_a = 6 V$	1	1	1	1	1	1	0	1111110
$v_a = 7 V$	1	1	1	1	1	1	1	1111111

III- Stockage et lecture de l'information sous forme numérique

III.1. Caractéristiques mécaniques

III.1.1. $r(\theta) = \alpha\theta + \beta$:

$$r(0) = R_1 \text{ et } r(2\pi) = a + R_1 \Rightarrow \beta = R_1 \text{ et } \alpha = \frac{a}{2\pi}$$

III.1.2.

$$dL = \sqrt{(dr)^2 + (rd\theta)^2} = dr \sqrt{1 + \left(\frac{r}{\alpha}\right)^2}$$

Méthode 1 :

$$L = \int dL = \int_{R_1}^{R_2} dr \sqrt{1 + \left(\frac{r}{\alpha}\right)^2} = \alpha \left(I\left(\frac{R_2}{\alpha}\right) - I\left(\frac{R_1}{\alpha}\right) \right)$$

$$L = \frac{a}{4\pi} \left[\frac{2\pi R_2}{a} \sqrt{1 + \frac{4\pi^2 R_2^2}{a^2}} - \frac{2\pi R_1}{a} \sqrt{1 + \frac{4\pi^2 R_1^2}{a^2}} + \ln \left(\frac{\frac{2\pi R_2}{a} + \sqrt{1 + \frac{4\pi^2 R_2^2}{a^2}}}{\frac{2\pi R_1}{a} + \sqrt{1 + \frac{4\pi^2 R_1^2}{a^2}}} \right) \right]$$

$$R_1 \gg a \text{ et } R_2 \gg a, \text{ soit : } L \approx \frac{\pi (R_2^2 - R_1^2)}{a} = 5,4 \text{ km.}$$

Méthode 2 :

- Le nombre N de pistes sur un disque est tel que : $Na = R_2 - R_1$
- La longueur ℓ_i de chaque piste est : $\ell_i = 2\pi r_i$ tel que $r_i = R_1 + ai = R_1 + \frac{R_2 - R_1}{N}$
- La longueur totale des piste = longueur totale de la piste sur le disque :

$$\begin{aligned} L &= \sum_{i=0}^{N-1} \ell_i \\ &= 2\pi \sum_{i=0}^{N-1} \left(R_1 + \frac{R_2 - R_1}{N} \right) \\ &= 2\pi \left[NR_1 + \frac{R_2 - R_1}{N} \frac{N(N-1)}{2} \right] \\ &= \frac{\pi (R_2^2 - R_1^2)}{a} \end{aligned}$$

Méthode 3 :

a (et par conséquent α) est faible, on pourra directement calculer L par simplification de dL . en effet $dL \approx r d\theta = \frac{2\pi r dr}{a} \Rightarrow L = \frac{2\pi}{a} \int_{R_1}^{R_2} r dr = \frac{\pi (R_2^2 - R_1^2)}{a}$.

III.1.3. La durée totale de lecture :

$$\tau = \frac{L}{v_o} = \frac{\pi (R_2^2 - R_1^2)}{av_o} = 73 \text{ min } 28 \text{ s}$$

III.1.4. Vitesse angulaire :

$$\underbrace{\frac{dL}{dt}}_{v_o} = \underbrace{\frac{d\theta}{dt}}_{\Omega} \sqrt{r^2 + \frac{a^2}{4\pi^2}} \Rightarrow \Omega = \frac{v_o}{\sqrt{r^2 + \frac{a^2}{4\pi^2}}} \text{ et } \Omega_{max} = \Omega(r = R_1) = \frac{v_o}{\sqrt{R_1^2 + \frac{a^2}{4\pi^2}}} \approx 49 \text{ rad s}^{-1}$$

$$\text{III.1.5. } L = N \times l_{oc} \Rightarrow l_{oc} \approx 8,3 \mu m$$

III.2. Aspect optique et lecture de l'information

III.2.1. Cas d'interférences destructives :

$$\delta = \left(n + \frac{1}{2} \right) \lambda_{CD} \text{ et } \varphi = 2\pi \left(n + \frac{1}{2} \right) \text{ avec } n \in \mathbb{Z}$$

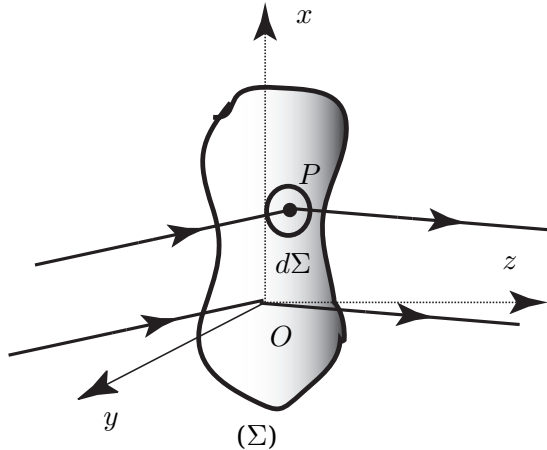
III.2.2. Valeur minimale de la profondeur h :

$$\delta = 2hn_p \Rightarrow 2h_in_p = \lambda_{CD} \left(i + \frac{1}{2} \right) \text{ avec } i \in \mathbb{Z}$$

$$h_{min} = h_{i=0} = \frac{\lambda_{CD}}{4n_p} \approx 126 \text{ nm}$$

III.2.3. Mesure du pas par diffraction

III.2.3.1. Principe d'Huygens-Fresnel



La lumière se propage de proche en proche ; chaque point P d'une surface (Σ) atteint par cette lumière peut être considéré comme une source secondaire émettant une onde sphérique.

L'état vibratoire de cette source secondaire est proportionnel à celui de l'onde incidente en P et à l'élément de surface $d\Sigma$ entourant P .

Les vibrations issues des différentes sources secondaires interfèrent entre elles.

III.2.3.2. L'ordre $p = 0$ correspond à la réflexion des rayons lumineux selon la loi de Descartes de réflexion (*loi de l'optique géométrique*) ou comme le cas de la lumière réfléchi par un miroir plan !.

III.2.3.3. Chacune des deux radiations (λ et λ') se situe dans le domaine de l'infra-rouge !

III.2.3.4. Sous incidence normale $i = 0$: soit $\sin(i_p) = -p \frac{\lambda}{a}$ avec p entier relatif. Pour la première tache on prend $p = -1$, soit :

$$\sin(i_p) = \frac{\lambda}{a} = \frac{x_1}{\sqrt{x_1^2 + D^2}} \Rightarrow a = \lambda \frac{\sqrt{x_1^2 + D^2}}{x_1}$$

III.2.3.5. Application numérique :

$$a = 1,55 \mu m \quad \text{avec} \quad a' = 0,762 \mu m$$

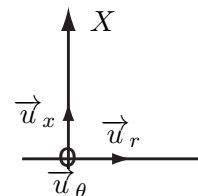
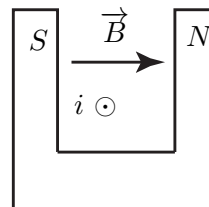
III.2.3.6. $L = Nl_o$ et $L' = N'l'_o$

$$\eta = \frac{N'}{N} = \frac{L'}{l'_o} \times \frac{l_o}{L} = \frac{l_o}{l'_o} \frac{a}{a'}$$

III.2.4. Dispositif d'ajustement de la focalisation du faisceau Laser

III.2.4.1. **Force de Laplace** : On choisit la convention où $B_o > 0$ et qu'effectivement les lignes de champ partent du Sud vers le Nord (*mais le résultat est général !!*) :

$$\begin{aligned} d\vec{F}_L &= i d\vec{\ell} \wedge \vec{B} \\ d\vec{\ell} &= -d\ell \vec{u}_\theta \Rightarrow d\vec{F}_L = +i d\ell B_o \vec{u}_x \\ \vec{F}_L &= \int_{bobine} d\vec{F}_L = i B_o 2\pi N_o r \vec{u}_x \end{aligned}$$



III.2.4.2.

- La bobine est en mouvement dans l'entrefer siège d'un champ \vec{B} permanent ; ce mouvement engendre une variation temporelle du flux du champ \vec{B} à travers la bobine : d'où phénomène d'induction dans cette dernière !
- Force électromotrice e = différence de potentiel qui apparaît au sein de la bobine suite au phénomène d'induction :

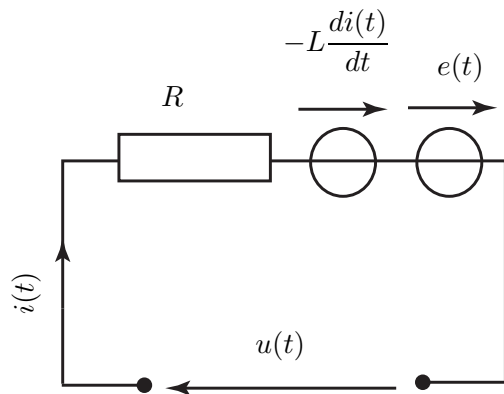
$$e = \int_{\text{bobine}} (\vec{v}_{M \in \text{bobine}} \wedge \vec{B}) \cdot d\vec{\ell} = -N_o v B_o 2\pi r \quad (\vec{v}_{M \in \text{bobine}} = v \vec{u}_x)$$

III.2.4.3. Équation électrique :

Loi d'Ohm :

$$u(t) = Ri(t) + L \frac{di(t)}{dt} - e(t)$$

$$u(t) = Ri(t) + L \frac{di(t)}{dt} + 2\pi N_o v B_o \quad (E)$$

**III.2.4.4. Équation mécanique :** $\vec{v} = \dot{x} \vec{u}_x$

$$\text{RFD} \quad m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}_f + \vec{F}_L + \vec{F}_{\text{élastique}} \quad (\vec{F}_{\text{élastique}} = -kx \vec{u}_x)$$

$$\text{projection}/\vec{u}_x \quad m\ddot{x} = 2\pi r N_o B_o \dot{i} - h\dot{x} - kx \quad (M)$$

III.2.4.5. En représentation complexe avec $\underline{X} = \underline{X}_o e^{j\omega t}$, (E) et (M) s'écrivent :

$$\underline{u}(t) = Ri(t) + jL\omega \underline{i} + 2\pi N_o B_o j\omega \underline{x} \quad (1)$$

$$-m\omega^2 \underline{x} = 2\pi r N_o B_o \underline{i} - h\underline{\dot{x}} - k\underline{x} \quad (2)$$

$$(2) \Rightarrow \underline{x} = \frac{2\pi N_o r B_o}{-m\omega^2 + jh\omega + k} \underline{i}$$

$$(2) \Rightarrow \underline{u} = \left[R + jL\omega + \frac{4\pi^2 N_o^2 r^2 B_o^2}{h - j\frac{k}{\omega} + jm\omega} \right] \underline{i} = \underline{Z} \underline{i}$$

III.2.4.6. Impédance motionnelle :

$$Z = \underline{Z}_e + \underline{Z}_m \quad \text{avec} \quad \underline{Z}_m = \frac{4\pi^2 N_o^2 r^2 B_o^2}{h - j\frac{k}{\omega} + jm\omega}$$

La nomination de \underline{Z}_m est due au mouvement de (S) dans \mathcal{R} .

III.3. Étude thermodynamique de la gravure d'un CD-RW

III.3.1. Un système diphasé d'un corps pur est *monovariant* ($v = 2 - 1 + 2 - 2 = 1$). Puisque la pression P est fixée, alors le système est *invariant* !.

III.3.2. La masse de la couche photosensible est $m = \rho \pi r_o^2 h$.

III.3.2.1. A pression fixée, la chaleur Q_1 est mesurée par la variation de l'enthalpie :

$$Q_1 = \Delta H = mc\Delta T = \rho\pi r_o^2 hc(T_f - T_o)$$

III.3.2.2. La chaleur Q_2 est mesurée par l'enthalpie de fusion de la couche :

$$Q_2 = m\Delta_{fusion}H_{couche} = \rho\pi r_o^2 h \times L$$

III.3.2.3. Le réchauffement suivi de la fusion nécessite de l'énergie thermique $Q_o = Q_1 + Q_2$. La puissance \mathcal{P}_o , du laser, est totalement absorbée par la couche pendant Δt_{min} , donc $Q_o = \mathcal{P}_o \Delta t_{min}$; soit :

$$\Delta t_{min} = \frac{Q_o}{\mathcal{P}_o} = \frac{Q_1 + Q_2}{\mathcal{P}_o}$$

III.3.2.4. Application numérique :

$$\Delta t_{min} = \frac{Q_1 + Q_2}{\mathcal{P}_o} = \frac{\rho\pi r_o^2 h}{\mathcal{P}_o} \left[1 + \frac{c}{L}(T_f - T_o) \right] \simeq 0,05 \mu s$$

III.3.3.

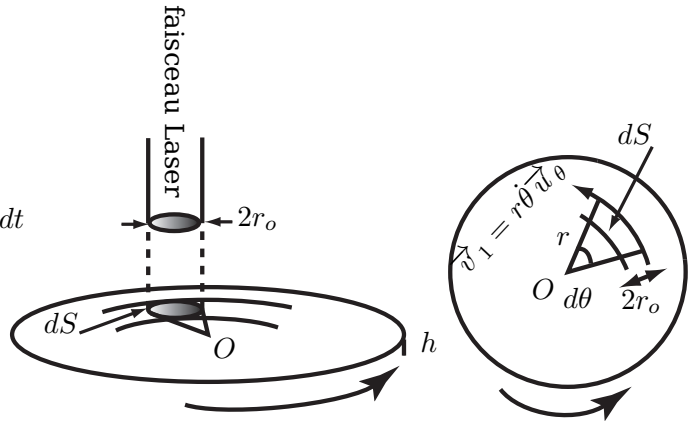
III.3.3.1.

► Surface :

$$dS = 2r_o \times r d\theta = 2r_o \times r d\dot{\theta} dt = 2r_o \times v_1 dt$$

► Volume :

$$d\tau = h dS = 2r_o v_1 h dt$$



III.3.3.2.

$$\delta Q = Q_o \frac{d\tau}{\pi r_o^2 h} = [Q_1 + Q_2] \frac{d\tau}{\pi r_o^2 h} = 2v_1 r_o h \rho dt [L + c(T_f - T_o)]$$

III.3.3.3. Vitesse maximale :

La vitesse maximale v_{1max} est telle que $\delta Q = \mathcal{P}_o dt$ (Cf. III.3.2.3.). Soit :

$$\mathcal{P}_o = 2v_{1max} r_o h \rho [L + c(T_f - T_o)] \Rightarrow v_{1max} = \frac{\mathcal{P}_o}{2r_o h \rho [L + c(T_f - T_o)]}$$

III.3.3.4. Application numérique :

$$v_{1max} = \frac{\rho\pi r_o^2 h}{2r_o h \rho \Delta t_{min}} = \frac{\pi r_o}{\Delta t_{min}} \simeq 17,27 \text{ m.s}^{-1}$$