

## 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.

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

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

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

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

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

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 :

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

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

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

I.6.

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

$\operatorname{Re}(X)$  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 :

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

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \underline{\gamma} \vec{E} + i \mu_0 \varepsilon_0 \omega \vec{E} \quad (\text{Maxwell-Ampère})$$

Soit, par simple identification, et avec  $\mu_0 \varepsilon_0 c^2 = 1$  :

$$i \frac{k^2}{\omega} = \mu_0 \underline{\gamma} + i \frac{\omega}{c^2} \Rightarrow k^2 = \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{c^2} \quad (\text{équation I-1})$$

**1.8.** 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.

**1.9.**

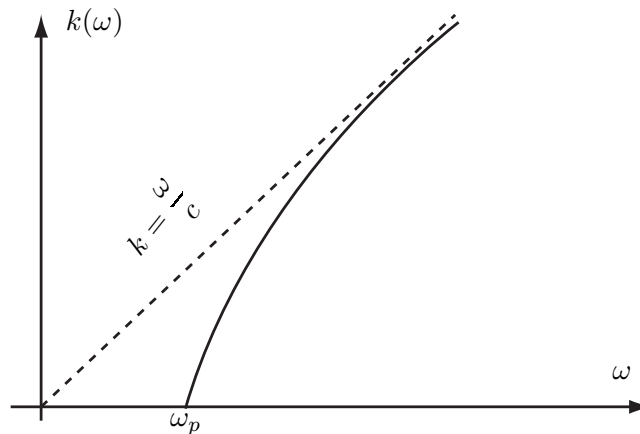
**1.9.1.** Si  $\omega > \omega_p$  :

- $k$  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  $k = + \frac{\sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}}{c}$  :

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

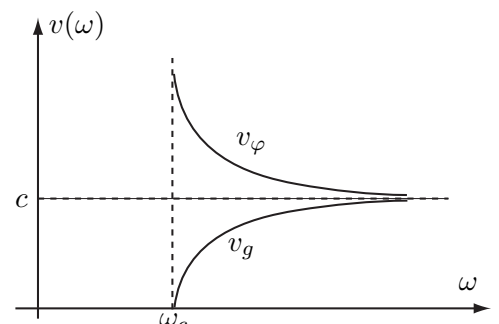
- C'est la structure d'une onde plane progressive qui se propage à la vitesse  $\frac{c\omega}{\sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}}$  ;

**1.9.2.**



**1.9.3.**

- 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 :

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

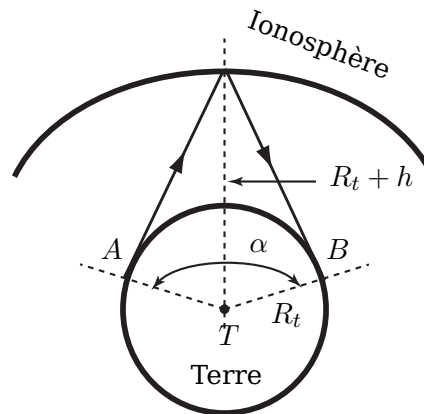
Application numérique :  $\lambda > 33,35 \text{ m}$ . Ce qui correspond à la longueur d'onde  $\lambda_1 = 300 \text{ m}$ .

**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 :  $\text{arc}(AB) = \alpha R_t$ ;

$$\begin{aligned} \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) &= \frac{R_t}{R_t + h} \\ 1 - \frac{\alpha^2}{8} &= 1 - \frac{h}{R_t} \quad \Rightarrow \quad \alpha = 2\sqrt{2}\sqrt{\frac{h}{R_t}} \end{aligned}$$



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 :

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

**I.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 :

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

- 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  $t_0, t_1, t_2, \dots$  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 ente  $20 \text{ kHz}$  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 :

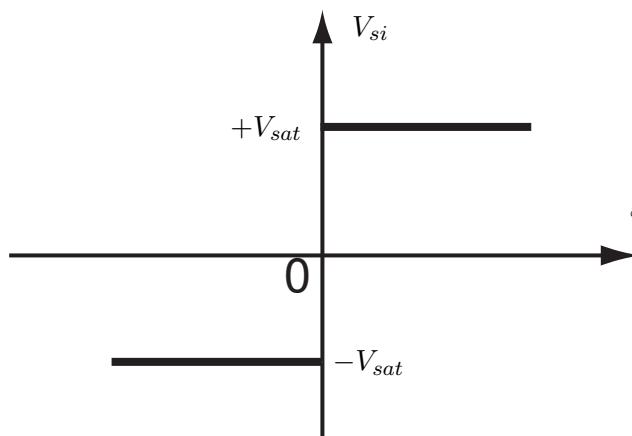
$$e(t) = RC \frac{ds(t)}{dt} + s(t)$$

**II.1.3.3.** Relation de récurrence :

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

### 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	000000
$v_a = 1 V$	1	0	0	0	0	0	0	100000
$v_a = 2 V$	1	1	0	0	0	0	0	110000
$v_a = 3 V$	1	1	1	0	0	0	0	111000
$v_a = 4 V$	1	1	1	1	0	0	0	111100
$v_a = 5 V$	1	1	1	1	1	0	0	111110
$v_a = 6 V$	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  $\ell_i$  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 :

$$L = \sum_{i=0}^{N-1} \ell_i$$

$$= 2\pi \sum_{i=0}^{N-1} \left( R_1 + \frac{R_2 - R_1}{N} \right)$$

$$= 2\pi \left[ NR_1 + \frac{R_2 - R_1}{N} \frac{N(N-1)}{2} \right]$$

$$= \frac{\pi (R_2^2 - R_1^2)}{a}$$

**Méthode 3 :**

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

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 :

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

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

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

III.2.1. Cas d'interférences destructives :

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

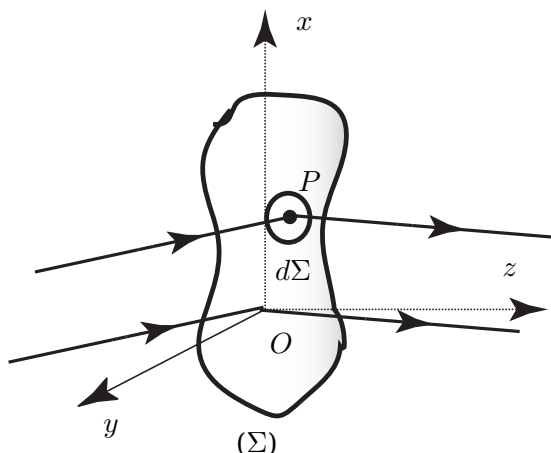
III.2.2. Valeur minimale de la profondeur  $h$  :

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

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

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  $(\Sigma)$  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 ( $\lambda$  et  $\lambda'$ ) 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 :

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

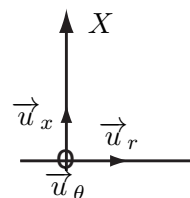
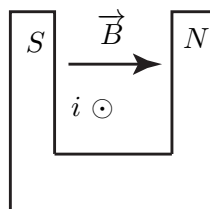
III.2.3.6.  $L = Nl_o$  et  $L' = N'l'_o$

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

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 !!) :

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



**III.2.4.2.**

- o 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 !
- o Force électromotrice  $e$  = différence de potentiel qui apparaît au sein de la bobine suite au phénomène d'induction :

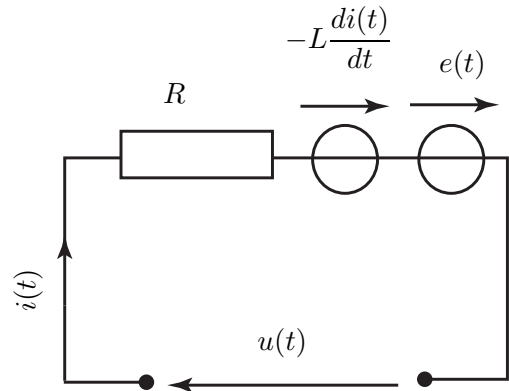
$$e = \int_{\text{bobine}} (\vec{v}_{M \in \text{bobine}} \wedge \vec{B}) \cdot d\vec{\ell} = -N_o v B_o 2\pi r \quad (\vec{v}_{M \in \text{bobine}} = v \vec{u}_x)$$

**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 :**  $\vec{v} = \dot{x} \vec{u}_x$

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

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

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

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

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

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

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

**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  $\Delta t_{min}$ , 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.**

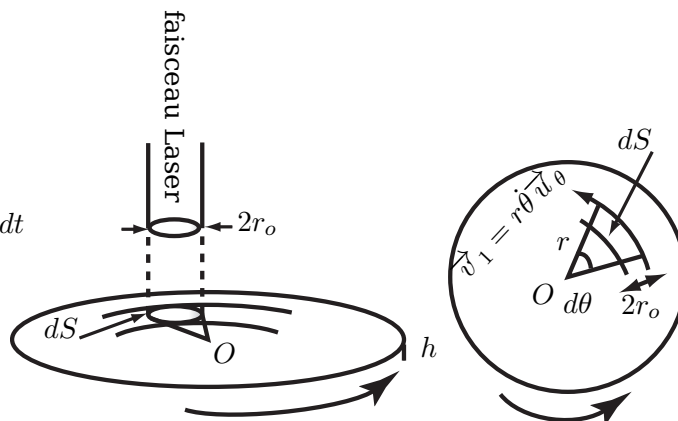
**III.3.3.1.**

► 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 :**

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