Physique : DS5

Partie A – Guides d'ondes (CCP – Psi – 2010)

B.13 Soit $\overrightarrow{rot}(\overrightarrow{rot}\,\vec{B}) = \overrightarrow{rot}\left(\mu_0 \varepsilon_0 \dfrac{\partial \vec{E}}{\partial t}\right)$

$$= \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t}(\overrightarrow{rot}\,\vec{E})$$

$$= -\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2}\vec{B}$$

or $\overrightarrow{rot}(\overrightarrow{rot}\,\vec{B}) = -\vec{\Delta}\vec{B} + \overrightarrow{grad}\underbrace{(\operatorname{div}\vec{B})}_{=0}$

$$\Rightarrow \boxed{\vec{\Delta}\vec{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2}} \quad (1)$$

B.14 On a : $\begin{cases} \vec{E_2} - \vec{E_1} = \sigma/\varepsilon_0\, \vec{n}_{1\to2} \\ \vec{B_2} - \vec{B_1} = \mu_0 \vec{j_s} \wedge \vec{n}_{1\to2} \end{cases} \Rightarrow \boxed{\begin{cases} E_{2T} = E_{1T} \quad \text{(tangentiel)} \\ B_{1N} = B_{2N} \quad \text{(normal)} \end{cases}}$

B.15 Les parois étant parfaitement conductrices : $\vec{E}_{paroi} = \vec{0}$ et $\vec{B}_{paroi} = \vec{0}$

Donc sur les faces $x = 0$ et $x = a$ on a :

$$\begin{cases} E_y(0,y,z) = E_y(a,y,z) = 0 \\ E_z(0,y,z) = E_z(a,y,z) = 0 \\ B_x(0,y,z) = B_x(a,y,z) = 0 \end{cases}$$

et sur les faces : $y = 0$ et $y = b$

$$E_x(x,0,z) = E_x(x,b,z) = 0$$

$$E_z(x,0,z) = E_z(x,b,z) = 0$$

$$B_y(x,0,z) = B_y(x,b,z) = 0$$

Or $\vec{rot}\,\vec{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \dfrac{\partial \vec{E}}{\partial t}$

$$\Leftrightarrow \begin{cases} \partial B_z/\partial y - \partial B_y/\partial z = \mu_0 \varepsilon_0 \dfrac{\partial E_x}{\partial t} \\ \partial B_x/\partial z - \partial B_z/\partial x = \mu_0 \varepsilon_0 \dfrac{\partial E_y}{\partial t} \\ \partial B_y/\partial x - \partial B_x/\partial y = \mu_0 \varepsilon_0 \dfrac{\partial E_z}{\partial t} \end{cases}$$

Avec les notations complexes on a donc :

$$\begin{cases} \partial \underline{B}_z/\partial y + jk\underline{B}_y = j\mu_0 \varepsilon_0 \omega \underline{E}_x & (1') \\ -\partial \underline{B}_z/\partial x - jk\underline{B}_x = j\mu_0 \varepsilon_0 \omega \underline{E}_y & (2') \\ \dfrac{\partial \underline{B}_y}{\partial x} - \dfrac{\partial \underline{B}_x}{\partial y} = j\mu_0 \varepsilon_0 \omega \underline{E}_z & (3') \end{cases}$$

Donc $\begin{cases} \text{pour le plan } y=0 \text{ et } y=b : (1') \Rightarrow \\ \text{et} \\ \text{pour le plan } x=0, x=a : (2') \Rightarrow \end{cases}$ $\boxed{\begin{array}{l} \left.\dfrac{\partial \underline{B}_z}{\partial y}\right|_{y=0 \text{ ou } y=b} = 0 \\ \left.\dfrac{\partial \underline{B}_z}{\partial x}\right|_{x=0 \text{ ou } x=a} = 0 \end{array}}$ (2)

(B.16) Soit $\vec{\Delta}\vec{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \dfrac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \Rightarrow \Delta^2 \underline{B}_i - k^2 \underline{B}_i = -\mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 \underline{B}_i$ où $i = \{x, y, z\}$

donc $\begin{cases} \Delta^2 \underline{B}_{0x} = (k^2 - \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2)\, \underline{B}_{0x} \\ \Delta^2 \underline{B}_{0y} = (k^2 - \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2)\, \underline{B}_{0y} \\ \Delta^2 \underline{B}_{0z} = (k^2 - \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2)\, \underline{B}_{0z} \end{cases}$ (3)

(B.17) Soit $\mathrm{div}\,\vec{B} = 0 \Leftrightarrow \dfrac{\partial \underline{B}_{0x}}{\partial x} + \dfrac{\partial \underline{B}_{0y}}{\partial y} - jk\underline{B}_{0z} = 0$ (4)

or (3') s'écrit en tenant compte de $E_z(x,y) = 0$ (TE)

$$\dfrac{\partial \underline{B}_{0y}}{\partial x} - \dfrac{\partial \underline{B}_{0x}}{\partial y} = 0 \quad (4')$$

Donc : $\begin{cases} \Delta^2 \underline{B}_{0x} = \dfrac{\partial^2 \underline{B}_{0x}}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 \underline{B}_{0x}}{\partial y^2} = \dfrac{\partial}{\partial x}\left(jk\underline{B}_{0z} - \cancel{\dfrac{\partial \underline{B}_{0y}}{\partial y}}\right) + \cancel{\dfrac{\partial}{\partial y}\left(\dfrac{\partial \underline{B}_{0y}}{\partial x}\right)} = \alpha \dfrac{\partial \underline{B}_{0z}}{\partial x} \\ \Delta^2 \underline{B}_{0y} = \cancel{\dfrac{\partial}{\partial x}\left(\dfrac{\partial \underline{B}_{0x}}{\partial y}\right)} + \dfrac{\partial}{\partial y}\left(jk\underline{B}_{0z} - \cancel{\dfrac{\partial \underline{B}_{0x}}{\partial x}}\right) = \alpha \dfrac{\partial \underline{B}_{0z}}{\partial y} \end{cases}$ où $\alpha = jk$ (4)

On identifie ces expressions avec les relations (3)

$$\begin{cases} jk \dfrac{\partial \underline{B}_{0z}}{\partial x} = (k^2 - \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2)\underline{B}_{0x} \\ jk \dfrac{\partial \underline{B}_{0z}}{\partial x} = (k^2 - \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2)\underline{B}_{0y} \end{cases}$$

D'où $\underline{B}_{0x} = \dfrac{jk}{k^2 - \mu_0\varepsilon_0\omega^2}\dfrac{\partial \underline{B}_{0z}}{\partial x}$ et $\underline{B}_{0y} = \dfrac{jk}{k^2 - \mu_0\varepsilon_0\omega^2}\dfrac{\partial \underline{B}_{0z}}{\partial y}$ (5)

B.18 Soit $\vec{rot}\,\vec{E} = -\dfrac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ $\Leftrightarrow$ $\begin{cases} \cancel{\partial \underline{E}_z/\partial y} - \partial \underline{E}_y/\partial z = -j\omega \underline{B}_{0x} e^{j(\omega t - kz)} \\ \partial \underline{E}_x/\partial z - \cancel{\partial \underline{E}_z/\partial x} = -j\omega \underline{B}_{0y} e^{j(\omega t - kz)} \\ \underbrace{\partial \underline{E}_y/\partial x - \partial \underline{E}_x/\partial y}_{\text{car onde TE}} = -j\omega \underline{B}_{0z} e^{j(\omega t - kz)} \end{cases}$

$\Leftrightarrow \begin{cases} jk\underline{E}_{0y} = -j\omega \underline{B}_{0x} \\ -jk\underline{E}_{0x} = -j\omega \underline{B}_{0y} \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} k\underline{E}_{0y} = -\omega \underline{B}_{0x} \\ k\underline{E}_{0x} = \omega \underline{B}_{0y} \end{cases}$

D'après (5) : $\begin{cases} \underline{E}_{0x} = \dfrac{j\omega}{k^2 - \varepsilon_0\mu_0\omega^2}\dfrac{\partial \underline{B}_{0z}}{\partial y} \\ \underline{E}_{0y} = \dfrac{-j\omega}{k^2 - \varepsilon_0\mu_0\omega^2}\dfrac{\partial \underline{B}_{0z}}{\partial x} \end{cases}$ (6) Il suffit donc de connaître $\underline{B}_{0z}$ pour calculer le champ électromagnétique

B.19 Pour la solution proposée :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial B_z}{\partial x} = -B_{max}\left(\dfrac{n\pi}{a}\right)\sin\left(\dfrac{n\pi}{a}x\right)\cos\left(\dfrac{m\pi}{b}y\right) = 0 \text{ en } x = 0 \text{ ou } x = a \\ \dfrac{\partial B_z}{\partial y} = -B_{max}\left(\dfrac{m\pi}{b}\right)\cos\left(\dfrac{n\pi}{a}x\right)\sin\left(\dfrac{m\pi}{b}y\right) = 0 \text{ en } y = 0 \text{ ou } b. \end{cases}$$

les C.L sont bien vérifiées

B.20 • D'après ③ l'amplitude $\underline{B_{0z}}$ vérifie :

$$\Delta^2 \underline{B_{0z}} = \left(k^2 - \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2\right) \underline{B_{0z}}$$

La solution proposée donne :

$$- B_{max} \left(\left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2 \right) = \left(k^2 - \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2\right) B_{max}.$$

Donc $\boxed{k^2 = \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 - \left[\left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2\right]}$ ⑦

La propagation est possible ssi k est réel $\Rightarrow k^2 > 0$

$$\Leftrightarrow \omega^2 > \frac{1}{\mu_0 \varepsilon_0} \left[\left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2\right]$$

$$\Leftrightarrow \nu^2 > \frac{1}{4\pi^2 \mu_0 \varepsilon_0} \left[\left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2\right]$$

$$\Leftrightarrow \nu > \nu_{nm} \text{ t.q } \underline{\nu_{nm} = \frac{c}{2}\sqrt{\left(\frac{n}{a}\right)^2 + \left(\frac{m}{b}\right)^2} \text{ où } c = \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0}}}$$ ⑧

• Si $k^2 < 0$, on a affaire à une <u>onde évanescente</u>

B.21 Soit $\boxed{\lambda = \frac{c}{\nu}} = \underline{0{,}122 \text{ m}}$

B.22 Pour les $\neq (n,m)$ on a : $\nu_{0,0} = 0$ MHz. | $\nu_{1,0} = 4410$ MHz

$\nu_{0,1} = 2080$ MHz | $\nu_{1,1} = 4880$ MHz

$\nu_{0,2} = 4170$ MHz

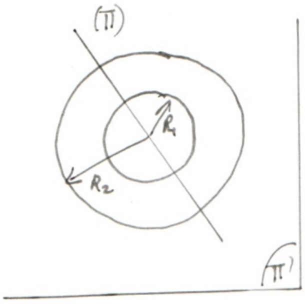
Seul $\nu_{01} < \nu$ donc c'est le seul mode qui puisse se propager (Erreur dans l'énoncé avec $(n,m) \in \mathbb{N}^{*2}$)

Partie B – Le câble coaxial (CCP 2011 – PSI)

I) Modélisation

A - Capacité linéique C

1)



. Π et Π' sont plans de symétrie $\Rightarrow \vec{E} = E\vec{u_r}$

. Symétrie cylindrique : $E = E(r)$

$\boxed{\vec{E} = E(r)\vec{u_r}}$

2) Pour $R_1 < r < R_2$: $E . 2\pi r l = Q/\varepsilon_0$ Surface de Gauss : cylindre de rayon r longueur l

$$\Rightarrow \boxed{\vec{E} = \frac{Q}{2\pi\varepsilon_0 r l}\vec{u_r}}$$

3) On a $dV = -\vec{E}.\vec{dOM} \Rightarrow \boxed{V_1 - V_2 = \frac{Q}{2\pi\varepsilon_0 l}\ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)}$

4) D'où $C_l = \frac{Q}{V_1 - V_2} \Leftrightarrow C_l = \frac{2\pi\varepsilon_0 l}{\ln(R_2/R_1)} \Rightarrow \boxed{C = \frac{2\pi\varepsilon_0}{\ln(R_2/R_1)}}$

5) Soit $\boxed{C = \frac{2\pi\varepsilon_0\varepsilon_r}{\ln(R_2/R_1)}} \simeq 1{,}1.10^{-10}\ F.m^{-1}$

B) - Inductance linéique L :

6) j_{s2} s'exprime en $A.m^{-1}$

7) Π est plan de symétrie $\Rightarrow \vec{B} = B\vec{u_\theta}$, symétrie cylindrique : $B = B(r) \Rightarrow \boxed{\vec{B} = B(r)\vec{u_\theta}}$

8) Contour cercle de rayon r t.q : $B \times 2\pi r = \mu_0 I_0 \Rightarrow \boxed{\vec{B} = \frac{\mu_0 I_0}{2\pi r}\vec{u_\theta}}$

(9) Soit $W_m = \iiint \frac{B^2}{2\mu_0} d\mathcal{V}$

$$= \frac{(\mu_0 I_0)^2}{4\pi^2} \iiint \frac{r\,dr\,d\theta\,dz}{2\mu_0 r^2}$$

$$= \frac{\mu_0 I_0^2}{8\pi^2} \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right) . \ell . 2\pi$$

$$\Rightarrow \boxed{W_m = \frac{\mu_0 I_0^2}{4\pi} \ell . \ln\left(R_2/R_1\right)}$$

(10) Or $W_m = \frac{1}{2} L I_0^2 \Rightarrow \boxed{\frac{L}{\ell} = \frac{\mu_0 \ell}{2\pi} \ln\left(R_2/R_1\right)}$

(11) D'où : $L = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(R_2/R_1\right) \simeq 3{,}2.10^{-7}\,H.m^{-1}$

(II) Onde en et impédance du câble coaxial

(12) L'onde est progressive suivant les z croissants ; elle n'est pas plane car E dépend de r

(13) E_0 s'exprime en $V.m^{-1}$, E_0 est maximal en $r = R_1$ d'où

$$\underline{\vec{E}}(r,z,t) = \frac{E_0 R_1}{r} \cos(\omega t - kz)\vec{u}_r$$

$$= E_0 \cos(\omega t - kz)\vec{u}_r \text{ en } r = R_1$$

$$\Rightarrow \boxed{\alpha = E_0 R_1}$$

(14)

Soit . $\text{div}\,\vec{E} = 0 \Leftrightarrow \iint \vec{E}.\vec{dS} = 0$

. $\text{div}\,\vec{B} = 0 \Leftrightarrow \iint \vec{B}.\vec{dS} = 0$

. $\vec{\text{rot}}\,\vec{E} = -\frac{dB}{dt} \Leftrightarrow e = -d\phi/dt$

. $\vec{\text{rot}}\,\vec{B} = \varepsilon_0\mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{dt}$ (Maxwell-Ampère qui couple les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$)

(15) . Soit $\vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}}\,\vec{E}) = -\frac{d}{dt}(\vec{\text{rot}}\,\vec{B}) \Leftrightarrow -\vec{\Delta}\vec{E} = -\varepsilon_0\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{dt^2}$

$$\Leftrightarrow \boxed{\vec{\Delta}\vec{E} = \frac{1}{c^2} \partial^2\vec{E}/dt^2}$$

. Donc $k^2 = \omega^2/c^2$ milieu non dispersif t.q $\boxed{\omega = kc}$

(16) Soit $\overrightarrow{rot}\,\underline{\vec{E}} = -\dfrac{\partial \underline{\vec{B}}}{\partial t}$

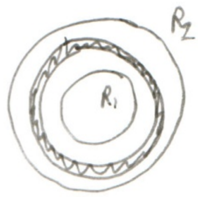
$$\Leftrightarrow \begin{vmatrix} \frac{\partial}{\partial r} \\ \frac{\partial}{\partial \theta} \\ \partial/\partial z \end{vmatrix} \wedge \begin{vmatrix} E_r(r,z) & (\vec{u_r}) \\ rE_\theta = 0 & (r\vec{u_\theta}) \\ E_z = 0 & (\vec{u_z}) \end{vmatrix} - jk \cdot \frac{\alpha}{r} e^{j(\omega t - kz)} \, \vec{u_\theta} = -\frac{\partial \underline{\vec{B}}}{\partial t} = -j\omega \, \underline{\vec{B}}.$$

D'où $\boxed{\underline{\vec{B}} = \dfrac{\alpha}{rc} e^{j(\omega t - kz)} \vec{u_\theta} \quad \text{où } \alpha = E_0 R_1}$

(B) Puissance transportée

(17) On le calcule en "réels" $\Rightarrow$ $\boxed{\vec{\Pi} = \dfrac{\alpha^2}{r^2 c \mu_0} \cos^2(\omega t - kz) \, \vec{u_z}}$

(18) Soit $\langle dP \rangle = \langle \vec{\Pi} \rangle . dS$



$$\Rightarrow \langle dP \rangle = \frac{\alpha^2}{2r^2 c \mu_0} \cdot 2\pi r \, dr.$$

$$\Rightarrow \langle dP \rangle = \frac{\alpha^2 \pi}{\mu_0 c} \cdot \frac{dr}{r}$$

$$\Rightarrow \boxed{\langle P \rangle = \frac{\alpha^2 \pi}{\mu_0 c} \ln R_2/R_1}$$

Si $\langle P \rangle = 10\,W$ alors $\underline{E_0 = 109\,kV.m^{-1}}$

(C) Etude de l'interface $r = R_1$

(19) Soit $E_n(R_1^+) - E_n(R_1^-) = \sigma/\varepsilon_0$

$$\Leftrightarrow E_0 \cos(\omega t - kz) = \sigma/\varepsilon_0$$

$$\Leftrightarrow \boxed{\sigma = \varepsilon_0 E_0 \cos(\omega t - kz)}$$

(20) On a $B_t(R_1^+) - B_t(R_1^-) = \mu_0 j_{s1} \Leftrightarrow \dfrac{E_0}{c} \cos(\omega t - kz) = \mu_0 j_{s1}$

$$\Leftrightarrow \boxed{\vec{j_{s1}} = \frac{E_0}{\mu_0 c} \cos(\omega t - kz) \, \vec{u_z}}$$

D) Impédance du câble coaxial.

(21) Soit $\underline{u} = \underline{V_1} - \underline{V_2}$

Si on pose $\vec{\underline{B}} = \vec{rot}\,\vec{\underline{A}}$ alors $\vec{rot}\,\vec{\underline{E}} = -\frac{\partial}{\partial t}(\vec{rot}\,\vec{\underline{A}})$

d'où $\vec{\underline{E}} = -\vec{grad}\,\underline{V} - \frac{\partial \vec{\underline{A}}}{\partial t}$

Donc $\int_{R_1}^{R_2} \vec{E}\cdot\vec{dl} = -(V_2 - V_1) - 0.$

d'où $\underline{u} = \int_{R_1}^{R_2} E\,dr \Leftrightarrow \boxed{\underline{u} = \alpha \ln(R_2/R_1)\, e^{j(\omega t - kz)}}$

(22) Soit $di = j_s \cdot dl \Rightarrow \underline{i} = 2\pi R_1 \underline{j_{s1}}$

$\Rightarrow \boxed{\underline{i} = 2\pi R_1 \frac{E_0}{\mu_0 c} e^{j(\omega t - kz)}}$

(23) Soit $\underline{Z_c} = \underline{u}/\underline{i} = \frac{\alpha \ln(R_2/R_1)\mu_0 c}{2\pi \alpha}$.

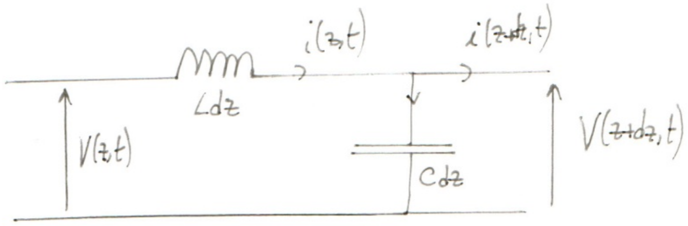
$\Rightarrow \boxed{\underline{Z_c} = \frac{\mu_0 c \ln(R_2/R_1)}{2\pi}}$

or $\frac{L}{C} = \frac{\frac{\mu_0}{2\pi}\ln(R_2/R_1)}{\frac{2\pi\varepsilon_0}{\ln(R_2/R_1)}} = \frac{\mu_0}{4\pi^2\varepsilon_0}(\ln R_2/R_1)^2 = \mu_0^2 c^2 \frac{1}{4\pi^2}\ln^2(R_2/R_1)$

$\Rightarrow \boxed{\underline{Z_c} = \frac{\mu_0 c}{2\pi}\ln(R_2/R_1) = \sqrt{\frac{L}{C}}}$ où $\mu_0 c = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$.

(24) Soit $\boxed{\underline{Z_c} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0\varepsilon_r}}\ln(R_2/R_1)} = \underline{\underline{55\,\Omega}}$

III) Propagation et réflexion des ondes dans le câble coaxial



(25) On néglige l'aspect résistif des matériaux

(26) Soit $i_z = i_{z+dz} + C\,dz.\dfrac{\partial V}{\partial t}$. Et $V_z = V_{z+dz} + L\,dz\,\dfrac{\partial i}{\partial t}$.

$\Leftrightarrow \boxed{C\dfrac{\partial V}{\partial t} = -\dfrac{\partial i}{\partial z}}$ $\Leftrightarrow \boxed{-\dfrac{\partial V}{\partial z} = L\dfrac{\partial i}{\partial t}}$

(27) Donc $C\dfrac{\partial}{\partial z}\left(\dfrac{\partial V}{\partial t}\right) = -\dfrac{\partial^2 i}{\partial z^2}$ et $-\dfrac{\partial}{\partial t}\left(\dfrac{\partial V}{\partial z}\right) = L\dfrac{\partial^2 i}{\partial t^2}$

donc $-\dfrac{1}{C}\dfrac{\partial^2 i}{\partial z^2} = -L\dfrac{\partial^2 i}{\partial t^2}$ d'où $\boxed{\dfrac{1}{c^2}\dfrac{\partial^2 i}{\partial t^2} = \dfrac{\partial^2 i}{\partial z^2} \text{ où } c^2 = \dfrac{L}{C}}$

De m̂ $\dfrac{\partial^2 V}{\partial t^2}\times\dfrac{1}{c^2} = \dfrac{\partial^2 V}{\partial z^2}$

La solution générale est $\boxed{V(z,t) = V_i(t - z/c) + V_r(t + z/c)}$

(28) Les CL sont $\begin{cases} V(0,t) = V_0 \\ V(l,t) = 0 \end{cases}$

D'où $\boxed{\begin{cases} \underline{V}_{im} + \underline{V}_{rm} = V_0 \\ \text{et} \\ \underline{V}_{im}\,e^{-jkl} + \underline{V}_{rm}\,e^{jkl} = 0 \end{cases}}$

Donc $\underline{V}_{im}\,e^{-jkL} + (V_0 - \underline{V}_{im})\,e^{jkL} = 0 \Leftrightarrow \underline{V}_{im}\left(e^{-jkL} - e^{jkl}\right) = -V_0\,e^{jkl}$

$\Leftrightarrow \boxed{\underline{V}_{im} = \dfrac{V_0\,e^{jkl}}{e^{jkL} - e^{-jLk}}}$

et $\boxed{\underline{V}_{rm} = -\dfrac{V_0\,e^{-jkl}}{e^{jkl} - e^{-jLk}}}$

29) Soit $r = \dfrac{\underline{V}_r(l,t)}{\underline{V}_i(l,t)} = -1$ si $R=0$

30) Cette fois $\underline{i}(l,t) = 0 \Rightarrow r = 1$

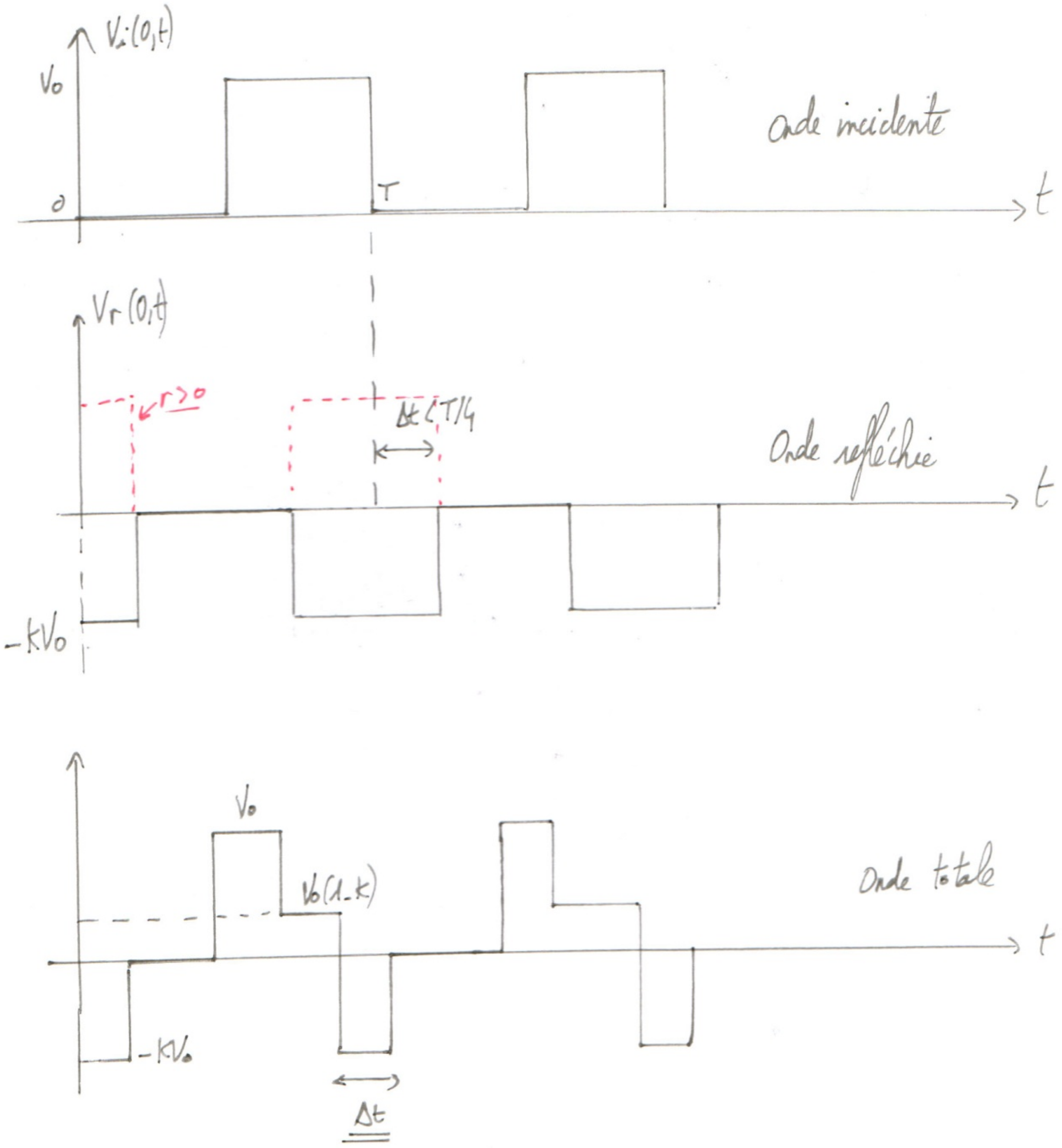
31) On a la fonction $r(R)$ t.q $\begin{cases} r(0) = -1 \\ r(\infty) = 1 \end{cases}$ continue $\Rightarrow$ il existe valeur $r(R_c) = 0$

t.q $R_c = \sqrt{\dfrac{L}{C}}$

IV) Etude expérimentale

32) Z_{int} (GBF) $= 50\,\Omega$

32)



(34)

On mesure $\Delta t = 1{,}2\,\mu s$. or $\Delta x = 200\,m$

$$\Rightarrow c = \frac{200}{1{,}2.10^{-6}} = \boxed{1{,}7.10^{8}\,ms^{-1}}$$

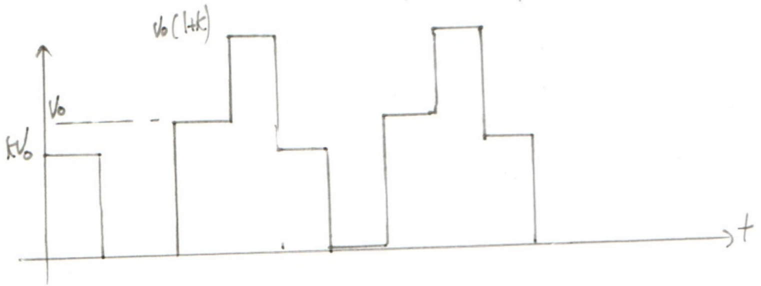
Or $c = \sqrt{\frac{L}{C}} \simeq 1{,}7.10^{8}\,ms^{-1}$ (on vérifie aussi $c = \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon_r}}$ avec $\varepsilon_r = 3{,}1$)

(35) En repérant bien le 0V on obtient : $\frac{KV_0}{V_0} = \frac{3}{3{,}5} \simeq 0{,}85 \Rightarrow \boxed{K \simeq 0{,}85}$ ou $r = -0{,}85$

(36) Pour $R = 20\,\Omega$, on obtient $K = 8/19 \Rightarrow K \simeq 0{,}42$ ou $r = -0{,}42$

Pour $R = 40\,\Omega$, —— $K = 2/20 \Rightarrow K \simeq 0{,}1$ ou $r = -0{,}10$.

Les graphes suivants correspondent à r positif d'où la forme suivante



Pour $R = 60\,\Omega$ on obtient $K = 2/20 \Rightarrow r = +0{,}10$

Pour $R = 80\,\Omega$ —— $K = 4/18 \Rightarrow r = +0{,}22$.

(37)
- Pour $R_c = 50\,\Omega$ ce qui est logique car $r = 0$ est compris entre $R = 40\,\Omega$ et $60\,\Omega$.
- Quand l'onde de retour revient sur le GBF, la résistance vue est la résistance interne du GBF qui est égale à la résistance critique.