

CCP 2011 PC Physique II

PROBLÈME I PROPAGATION LE LONG D'UNE LIGNE ÉLECTRIQUE

A Préliminaires

A.1 Capacité du câble par unité de longueur

A.1.1 Par définition, le vecteur densité volumique de courant est défini par $\vec{j}_D = n.e.\vec{v}$, par conséquent

$$\vec{j}_D = n.e.\frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t} = n.e.\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\epsilon}{n.e} \vec{E} \right) = \epsilon.\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

A.1.2 $Q = n.e.2.\pi.r.h.\xi$ avec $\xi = \frac{\epsilon}{n.e}.E$ donc $Q = n.e.2.\pi.r.h.\frac{\epsilon}{n.e}.E = 2.\pi.\epsilon.h.(r.E)$

A.1.3 La charge en mouvement Q doit donc être indépendante de r , par conséquent $r.E = C^{te}$

A.1.4 On peut désigner cette constante par A , alors $E = \frac{A}{r}$.

$$\int_b^a dV = V_a - V_b = - \int_{r=b}^a \frac{A}{r}.dr = -A.[\ln r]_b^a = A.\ln \frac{b}{a}$$

Au final, $V = E.r.\ln \frac{b}{a}$

A.1.5 $C = \frac{Q}{V.h} = 2.\pi.\epsilon.h.(r.E) \cdot \frac{1}{E.r.\ln \frac{b}{a}.h}$, soit $C = \frac{2.\pi.\epsilon}{\ln \frac{b}{a}}$

A.2 Auto-inductance du câble par unité de longueur

A.2.1 En supposant la densité volumique des courants électromoteurs uniforme dans l'âme, tout plan contenant l'axe OX est alors plan de symétrie pour les distributions de charges et courant du système.

Le champ magnétique en M , orthogonal aux plans de symétrie contenant M , sera donc **orthoradial**.

Par application du théorème d'ampère le long d'un cercle Γ d'axe Ox et de rayon r sur lequel prend appui un disque de surface S :

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0.I_{entrelacé} + \mu_0.\underbrace{\iint \vec{j}_D \cdot d\vec{S}}_{=0}$$

$$2.\pi.r.B = \mu_0.I, \text{ soit } B = \frac{\mu_0.I}{2.\pi.r}$$

A.2.2 $dV = \frac{\partial}{\partial x} \left(E.r.\ln \frac{b}{a} \right).dx$. Comme $E = E(x, r, t)$ et que a, b et r sont

indépendants de x , on en déduit que $dV = r.\ln \frac{b}{a} \cdot \frac{\partial E}{\partial x}.dx$

A.2.3 $\vec{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$

A.2.4 On peut donc écrire que $dV = -r.\ln \frac{b}{a} \cdot \frac{\partial B}{\partial t}.dx$ avec $\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{\mu_0}{2.\pi.r} \cdot \frac{\partial I}{\partial t}$, ce qui donne :

$$dV = -r.\ln \frac{b}{a} \cdot \frac{\mu_0}{2.\pi.r} \cdot \frac{\partial I}{\partial t}.dx. \text{ Par identification à la forme proposée, il vient}$$

que $l = \frac{\mu_0}{2.\pi} \ln \frac{b}{a}$

B Ligne coaxiale sans perte à constantes réparties

B.1 $\underline{V}(x) = \frac{\frac{V(x-dx)}{j.l.\omega.dx} + \frac{V(x+dx)}{j.l.\omega.dx} + 0.j.\omega.\gamma.dx}{\frac{1}{j.l.\omega.dx} + \frac{1}{j.l.\omega.dx} + j.\omega.\gamma.dx}$

Comme $\left| \begin{array}{l} \underline{V}(x-dx) \simeq \underline{V}(x) - \left(\frac{dV}{dx} \right)_x .dx + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2V}{dx^2} \right)_x .dx^2 \\ \underline{V}(x+dx) \simeq \underline{V}(x) + \left(\frac{dV}{dx} \right)_x .dx + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2V}{dx^2} \right)_x .dx^2 \end{array} \right|$, on en déduit

que $\underline{V}(x-dx) + \underline{V}(x+dx) \simeq 2.\underline{V}(x) + \left(\frac{d^2V}{dx^2} \right)_x .dx^2$, ce qui donne

$$\underline{V}(x) \cdot \left(\frac{2}{j.l.\omega.dx} + j.\omega.\gamma.dx \right) = \frac{1}{j.l.\omega.dx} \cdot \left(2.\underline{V}(x) + \left(\frac{d^2 \underline{V}}{dx^2} \right)_x .dx^2 \right)$$

$$\text{Soit } \left(\frac{d^2 \underline{V}}{dx^2} \right)_x + \gamma.l.\omega^2.\underline{V}(x) = 0$$

B.2 La solution proposée correspond à une ED de forme canonique $\left(\frac{d^2 \underline{V}}{dx^2} \right)_x + (k)^2.\underline{V}(x) = 0$, donc par identification, $k = \sqrt{\gamma.l.\omega}$

B.3 La loi d'Ohm appliquée à l'inductance s'écrit $(\underline{V}(x) - \underline{V}(x+dx)).e^{j\omega t} = j.l.\omega.dx.\underline{I}(x).e^{j\omega t}$.

Par un développement limité à l'ordre 1, on peut en déduire que

$$\underline{I}(x) \simeq \frac{-1}{j.l.\omega.dx} \left(\frac{d\underline{V}}{dx} \right)_x .dx. \text{ Alors}$$

$$\underline{I}(x) = \frac{j.k}{l.\omega} (-\underline{A}.\sin(k.x) + \underline{B}.\cos(k.x)) \text{ et } \underline{Z}(x) = \frac{l.\omega}{j.k} \frac{\underline{A}.\cos(k.x) + \underline{B}.\sin(k.x)}{\underline{B}.\cos(k.x) - \underline{A}.\sin(k.x)}$$

En $x = 0$, on obtient donc $\underline{Z}_e = \frac{l.\omega}{j.k} \frac{\underline{A}}{\underline{B}}$. Vu l'expression de k , cela donne

$$\underline{Z}_e = -j.\sqrt{\frac{l}{\gamma}} \frac{\underline{A}}{\underline{B}}$$

B.4 Par un pont diviseur de tension : $\underline{V}_e = \frac{\underline{Z}_e}{\underline{Z}_e + R_0} .V_0$. Or $\underline{V}_e = \underline{V}(x = 0) = \underline{A}$, ce qui donne

$$\underline{A} \cdot \left(-j.\sqrt{\frac{l}{\gamma}} \frac{\underline{A}}{\underline{B}} + R_0 \right) = -V_0.j.\sqrt{\frac{l}{\gamma}} \frac{\underline{A}}{\underline{B}}$$

Dans le cas particulier où $R_0 = \sqrt{\frac{l}{\gamma}}$, on a la relation

$$\underline{B} - j.\underline{A} = -j.V_0$$

B.5 Avec le court-circuit, $\underline{V}(H) = \underline{A}.\cos(k.H) + \underline{B}.\sin(k.H) = 0$, soit

$$\tan(k.H) = \frac{-\underline{A}}{\underline{B}}$$

Le système de deux équations à deux inconnues obtenu donne alors :

$$\underline{B} = \frac{-j.V_0}{1 + j.\tan(kH)} \text{ et } \underline{A} = \frac{j.V_0.\tan(kH)}{1 + j.\tan(kH)}$$

Donc $\underline{V}(x) = \frac{j.V_0}{1 + j.\tan(kH)} .(\tan(k.H).\cos(k.x) - \sin(k.x))$, avec

$$\|\underline{V}(x)\| = \frac{V_0}{\sqrt{1 + \tan^2(kH)}} .(\tan(k.H).\cos(k.x) - \sin(k.x))$$

B.6 D'après la question B.3, $\underline{I}_e = \frac{j.k}{l.\omega} .\underline{B}$

Or pour obtenir $\underline{B} = 0$, il faut avoir $\tan(k.H) \rightarrow \infty$, soit $k.H = \frac{\pi}{2} + p.\pi$.

La valeur minimum de H permettant cela est donc $H_{min} = \frac{\pi}{2.k}$

La longueur d'onde est déduite de la relation $\lambda = c.T = \frac{2.\pi.c}{\omega} = \frac{2.\pi}{k}$. On

remarque donc que $H_{min} = \frac{\lambda}{4}$

Qualitativement : On voulait obtenir un nœud de courant en $x = 0$, ayant un nœud de tension en $x = H_{min}$. La plus petite distance entre ces 2 nœuds correspond bien à $\frac{\lambda}{4}$

B.7 On a dans ce cas $\underline{V}_e = \underline{A} = \frac{j.V_0.\tan(kH_{min})}{1 + j.\tan(kH_{min})}$

Les pulsations ω_p coupées seront telles que $\tan(\sqrt{\gamma.l}.\omega_p.H_{min}) = 0$ ce qui correspond à $\omega_p = \frac{p.\pi}{H_{min}.\sqrt{l.\gamma}}$

B.8 L'équation obtenue en B.1 peut s'écrire sous la forme

$$\left(\frac{\partial^2 \underline{V}(x,t)}{\partial x^2} \right)_x - \underbrace{\gamma.l}_{\frac{1}{c^2}} . \underbrace{(j\omega)^2 \underline{V}(x,t)}_{\frac{\partial^2 \underline{V}(x,t)}{\partial t^2}} = 0. \text{ On reconnaît alors l'équation d'Alembert avec}$$

$$c = v = \frac{1}{\sqrt{l.\gamma}} = 2.10^8 \text{ m.s}^{-1}.$$

La relation de dispersion correspondante $k = \frac{\omega}{c}$ correspond à un milieu non dispersif. La vitesse de groupe correspond alors à la vitesse de phase, indépendante de ω . Les paquets d'onde ne sont donc pas déformés.

Pour avoir une durée de propagation $\tau = 100 \mu s$, on doit choisir $L = v \cdot \tau = 10^{-4} \cdot 2 \cdot 10^8 = 20 \text{ km}$

Afin de réduire cette longueur, on doit réduire la vitesse de propagation de l'onde et par conséquent augmenter le produit $\gamma \cdot l$

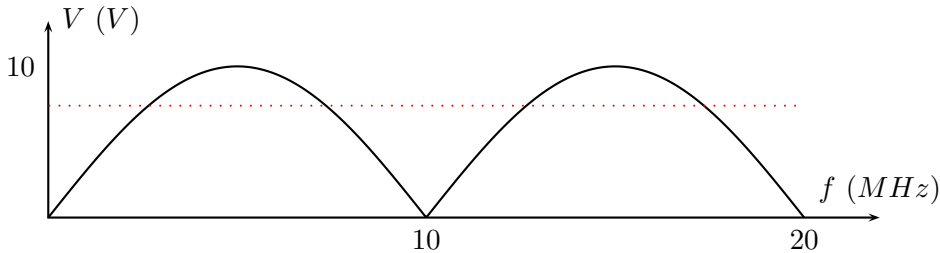
B.9 $V_0 = 10 \text{ V}$. Pour la ligne étudiée, $R_0 = \sqrt{\frac{l}{\gamma}} = \sqrt{\frac{10^{-6}}{4 \cdot 10^{-10}}} \cdot R_0 = 50 \Omega$

Les fréquences pour lesquelles la tension mesurée sera nulle sont $f_p = \frac{\omega_p}{2 \cdot \pi} = \frac{p}{2 \cdot H_{min} \cdot \sqrt{l \cdot \gamma}} = 10 \cdot p \text{ Mhz}$

La tension mesurée sera nulle pour $f = 10 \text{ Mhz}$

En $x = 0$, $\|V(x = 0)\| = \frac{V_0}{\sqrt{1 + \tan^2(kH)}} \cdot \tan(kH) = V_0 \cdot |\sin(kH)|$

On obtient donc la représentation ci-dessous :



On observe donc deux bandes passantes à -3 dB centrées sur les fréquences 5 et 15 Mhz .

C Ligne sans perte, à constantes localisées

C.1 Condition de propagation

C.1.1 La loi d'Ohm s'écrit $V(t + \tau) - V(t) = L \cdot \frac{d}{dt} [I(t + \tau)]$

C.1.2 De même, on a $V(t) - V(t - \tau) = L \cdot \frac{d}{dt} [I(t)]$

C.1.3 La loi des noeuds donne $I(t + \tau) - I(t) - J(t) = 0$, soit $\frac{d}{dt} [I(t + \tau)] - \frac{d}{dt} [I(t)] - \frac{d}{dt} [J(t)] = 0$, ce qui donne l'expression demandée :

$$V(t + \tau) + V(t - \tau) - 2 \cdot V(t) = L \cdot \frac{d}{dt} [J(t)]$$

Or pour la capacité : $J(t) = C \cdot \frac{d}{dt} ([V(t) - 0])$, ce qui donne donc en terme de potentiels :

$$V(t + \tau) + V(t - \tau) - 2 \cdot V(t) = LC \cdot \frac{d^2}{dt^2} [V(t)]$$

C.2 Étude en régime linéaire

C.2.1 La relation précédente se traduit alors pour cette solution harmonique par la relation :

$$\underbrace{\cos(\omega[t - \tau]) + \cos(\omega[t + \tau])}_{2 \cdot \cos \omega t \cdot \cos \omega \tau} - 2 \cdot \cos \omega t = -\omega^2 \cdot LC \cdot \cos \omega t, \text{ soit}$$

$$-4 \cdot \sin^2 \frac{\omega \tau}{2} = -\omega^2 \cdot LC, \text{ qui implique donc que } \omega^2 \cdot 4 \cdot LC < 1.$$

La pulsation doit donc vérifier la condition $\omega < \frac{1}{2 \cdot \sqrt{LC}}$

C.2.2 D'après le résultat précédent, on s'aperçoit que la durée τ correspondant à une propagation sur la distance ξ dépend de ω . Le milieu est donc dispersif.

Seules les signaux de basse fréquence pourront se propager d'après la relation précédente. On reconnaît donc un filtrage de type passe-bas. Dans le cas où $\omega \tau \ll 1$, on peut effectuer un développement limité de $\sin \frac{\omega \tau}{2} \simeq \frac{\omega \tau}{2}$. On obtient dans ce cas $2 \cdot \frac{\omega \tau}{2} \simeq \omega \cdot \sqrt{l \cdot \gamma} \cdot \xi$

La vitesse de propagation de l'onde est définie telle que $v = \frac{\xi}{\tau} \simeq \frac{1}{\sqrt{l \cdot \gamma}}$

On retrouve bien l'expression de la vitesse. Si on note Δt le retard :

Application numérique : $L = \frac{(\Delta t)^2 \cdot \xi^2}{d^2 \cdot C} = \frac{10^{-8} \cdot 10^{-4}}{1.5 \cdot 10^{-10}} = 2 \text{ mH}$

C.3 Étude en régime non linéaire : cas particulier du soliton

$$\begin{aligned}
S &= V_0 \int [2.th^2(\nu t) - th^2[\nu(t - \tau)] - th^2[\nu(t + \tau)]] .dt \\
&= \frac{V_0}{\nu} . [-2.th(\nu t) + th[\nu(t - \tau)] + th[\nu(t + \tau)]] + C^{te} \\
\text{C.3.1} \quad &= 2. \frac{V_0}{\nu} . th(\nu t) . th^2(\nu \tau) . \frac{th^2(\nu \tau) - 1}{1 - th^2(\nu t) th^2(\nu \tau)}
\end{aligned}$$

On avait montré que $S = L.J(t)$. Or on nous a donné la relation $J(t) =$

$$\Gamma . \frac{dV}{dt}, \text{ ce qui permet d'écrire que } S = \Gamma . L . \frac{dV}{dt}$$

En exploitant cette relation :

$$2. \frac{V_0}{\nu} . th(\nu t) . th^2(\nu \tau) . \frac{th^2(\nu \tau) - 1}{1 - th^2(\nu t) th^2(\nu \tau)} = \Gamma . L . [-2. \nu . V_0 . th(\nu t) . [1 - th^2(\nu t)]]$$

$$\text{Ce qui donne après simplification } L . \Gamma . \nu^2 = R$$

C.3.2 On a pour l'impulsion considérée $V(t) = V_0 . [1 - th^2(\nu t)]$, ce qui donne $th^2(\nu t) = 1 - \frac{V(t)}{V_0}$. Alors d'après la question précédente :

$$\begin{aligned}
\Gamma &= \frac{1}{L . \nu^2} . \frac{th^2(\nu \tau)}{1 - \left(1 - \frac{V(t)}{V_0}\right) . th^2(\nu \tau)} \\
&= \frac{1}{L . \nu^2} . \frac{\frac{sh^2(\nu \tau)}{1 + sh^2(\nu \tau)}}{1 - \left(1 - \frac{V(t)}{V_0}\right) . \frac{sh^2(\nu \tau)}{1 + sh^2(\nu \tau)}} \\
&= \frac{1}{L . \nu^2} . \frac{sh^2(\nu \tau)}{1 + sh^2(\nu \tau) - \left(1 - \frac{V(t)}{V_0}\right) . sh^2(\nu \tau)} \\
&= \frac{1}{L . \nu^2} . \frac{sh^2(\nu \tau)}{1 + \frac{V(t)}{V_0} . sh^2(\nu \tau)}
\end{aligned}$$

Par identification à la forme proposée, on obtient donc :

$$C_0 = \frac{1}{L . \nu^2} . sh^2(\nu \tau) \text{ et } sh^2(\nu \tau) = \frac{V_0}{2}$$

C.3.3 Ce qui donne

$$\nu = \sqrt{\frac{V_0}{2.L.C_0}}$$

C.3.4 On doit alors lui attribuer la valeur $\nu = \sqrt{\frac{0,1}{2.2.10^{-3}.5.10^{-10}}} = 220 \text{ kHz}$

Δt est défini tel que $V\left(\frac{\Delta t}{2}\right) = \frac{V_0}{ch^2\left(\frac{\nu \Delta t}{2}\right)} = \frac{V_0}{10}$, donc $\Delta t = \frac{2}{\nu} . ach\sqrt{10} =$

16,5 μs

On peut alors obtenir un débit maximum $D = \frac{1}{\Delta t} = 60 \text{ kbits.s}^{-1}$

PROBLÈME II DÉCONVENUES EXPÉRIMENTALES**1 Surchauffe ?**

1.1 Il n'est pas demandé ici d'exprimer le potentiel $V...$

$$\mathcal{P} = \frac{(15 - V)^2}{R_1} + \frac{(V + 15)^2}{R_2} + \frac{(V - 0)^2}{R_0}$$

1.2 On cherche à obtenir $\frac{d\mathcal{P}}{dV} = 0$, donc

$$-2. \frac{(15 - V)}{R_1} + 2. \frac{(V + 15)}{R_2} + 2. \frac{V}{R_0} = 0$$

V doit vérifier la relation $\frac{(15 - V)}{R_1} - \frac{(V + 15)}{R_2} - \frac{V}{R_0} = 0$

1.3 On va écrire cette loi des noeuds en terme de potentiel :

$$\frac{15 - V}{R_1} + \frac{0 - V}{R_0} + \frac{(-15 - V)}{R_2} = 0$$

Ces deux relations sont donc identiques

1.4 On peut déduire de la relation précédente que $V = \frac{\frac{15}{680} - \frac{15}{56}}{\frac{1}{680} + \frac{1}{56} + \frac{1}{10}} =$

-2,06 V

Alors $\mathcal{P}_1 = \frac{17,06^2}{10} = 0,42 \text{ W}$, $\mathcal{P}_2 = \frac{12,94^2}{56} = 3 \text{ W}$ et $\mathcal{P}_2 = \frac{2,06^2}{10} = 0,42 \text{ W}$

La résistance R_2 risque la surchauffe

2 Gain hâtivement estimé ?

2.1 Il s'agit d'un montage amplificateur inverseur pour lequel $v_s = \frac{-R_2}{R_1} \cdot v_e = -10 \cdot v_e$ en régime linéaire.

Cette expression montre que v_s dépassera la valeur de saturation en sortie de l'AO.

Il y aura saturation en sortie

2.2 Avant raccordement, les résistances sont en série, le pont diviseur de

tension donne
$$v'_e = \frac{v_e}{1+1} = \frac{v_e}{2}$$

2.3 Par ce raisonnement physiquement incohérent, on obtiendrait un gain global $G = \frac{1}{2} \cdot (-10) = -5$, ainsi pour $v_e = 2 \text{ V}$, on obtiendrait $v_s = -10 \text{ V}$

2.4 On fait alors l'étude du système global :

On applique Milmann en A :
$$V_A = \frac{\frac{v_e}{1} + \frac{V_-}{1} + \frac{0}{1}}{3}$$

L'AO étant considéré comme idéal fonctionnant en régime linéaire, $V_- = V_+ = 0$ de sorte que :

$$v'_e = V_A = \frac{v_e}{3}$$

Alors le montage amplificateur inverseur donne $v_s = -10 \cdot v'_e = \frac{-10}{3} \cdot v_e$

On mesurera alors en sortie de l'AO $v_s = -3,33 \text{ V}$

L'impédance d'entrée du filtre actif (amplificateur non inverseur) n'étant pas infinie, il perturbe le pont diviseur.

3 Fonction de transfert rebelle à l'expérimentation ?

3.1 Ne confondons pas AO idéal et régime linéaire. Or ici les rétroactions sur les entrées E^+ et E^- ne nous permettent pas de considérer le fonctionnement en régime linéaire. Il semble pourtant que dans cette question il faille effectuer cette hypothèse.....

Milmann en E^- :
$$\underline{V_-} = \frac{\frac{v_e}{R} + jC\omega \cdot \underline{v_s}}{\frac{1}{R} + jC\omega}$$

Milmann en E^+ :
$$\underline{V_+} = \frac{1}{2} \cdot v_s$$

AO idéal en régime linéaire : $\underline{V_-} = \underline{V_+}$, soit
$$\frac{\frac{v_e}{R} + jC\omega \cdot \underline{v_s}}{\frac{1}{R} + jC\omega} = \frac{1}{2} \cdot v_s$$

On en déduit la fonction de transfert :
$$\underline{H} = \frac{2}{1 - jRC\omega}$$

3.2

3.2.a Sachant que pour le régime harmonique $j\omega \cdot \underline{x} = \frac{dx}{dt}$, la fonction de transfert donne :

$\underline{v_s} - R \cdot C \cdot \frac{dv_s}{dt} = 2 \cdot v_e$. Or cette ED est valable quelque soit le type de signal, par conséquent $v_s(t)$ vérifie l'équation différentielle :

$$v_s - R \cdot C \cdot \frac{dv_s}{dt} = 2 \cdot v_e$$

La forme générale de la solution est alors $v_s(t) = A \cdot e^{\frac{t}{RC}} + 2 \cdot v_e$

La continuité de la tension aux bornes du condensateur impose $(v_s - V_-)_{(t=0^+)} = 0$

Comme on est toujours dans l'hypothèse d'un fonctionnement en régime linéaire, $V_- = V_+ = \frac{1}{2} \cdot \underline{v_s}$, ce qui donne $v_s(t = 0^+) = 0$ et par conséquent $A = -2 \cdot v_e$.

On a donc
$$v_s(t) = 2 \cdot v_e \cdot \left(1 - e^{\frac{t}{RC}}\right)$$

La solution est alors une exponentielle croissante, le régime sera donc rapidement saturé

Un GBF n'aura jamais une valeur moyenne nulle mais celle-ci pourra être de l'ordre de quelques μV . Cette petite perturbation amènera donc l'AO à fonctionner en régime saturé.

4 Quel trajet pour la lumière

4.1 Nous supposons que le prisme baigne dans l'air d'indice 1....

Que faut-il montrer ? peut-être qu'un rayon émerge bien, dans ce cas on doit vérifier qu'une valeur i' est bien définie. Un fois la question posée, tentons d'y répondre :

On considère les angles non orientés, ainsi $0 < i < \frac{\pi}{2}$ Pour le second dioptré : $n \cdot \sin r' = \sin i' < 1$ afin que le rayon ne soit pas totalement réfléchi.

Les angles r et r' sont reliés par : $A + \left(\frac{\pi}{2} + r\right) + \left(\frac{\pi}{2} - r'\right) = \pi$, soit $A + r - r' = 0$

Pour le premier dioptré : $\sin i = n \cdot \sin r$

Par conséquent $\sin r' < \frac{1}{n}$ donc $\sin(A + r) < \frac{1}{n}$ ou $A + r < \arcsin\left(\frac{1}{n}\right)$

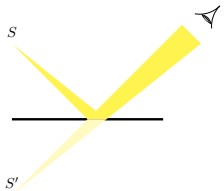
Par conséquent $\sin r < \sin\left[\arcsin\left(\frac{1}{n}\right) - A\right]$, ce qui donne comme condition :

$$\sin i < n \cdot \sin\left[\arcsin\left(\frac{1}{n}\right) - A\right]$$

L'application numérique donne $i < 0$, ce qui ne correspond pas à l'hypothèse de départ correspondant au schéma. Il faudrait reprendre les calculs avec un rayon incident de l'autre côté de la normale au dioptré.

La représentation semble donc incohérente

4.2



4.2.a

Le cerveau de l'observateur considère la propagation rectiligne des rayons lumineux. Ainsi il "voit" la source dans le prolongement des rayons arrivant à l'œil, donc en S' .

Les chemins optiques (SO) et ($S'O$) sont identiques.

Corrigé proposé par Eric Ouvrard - Professeur de Physique en PC - Lycée dupuy de Lôme - Lorient
Merci à Jean-Noël Briffaut (PC - Lycée Brizeux - Quimper) pour la relecture et ses conseils avisés.

4.2.b

$$\begin{aligned}\delta &= SM + n \cdot MP + n \cdot PQ = SM + 2 \cdot n \cdot MP \\ &= \frac{D}{\cos i} + 2 \cdot n \cdot \frac{e}{\cos r} = \frac{D}{\cos i} + 2 \cdot n \cdot \frac{e}{\sqrt{1 - \sin^2 r}} \\ &= \frac{D}{\cos i} + 2 \cdot n \cdot \frac{e}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2} \sin^2 i}}\end{aligned}$$

$$\delta = \frac{D}{\cos i} + 2 \cdot n^2 \cdot \frac{e}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}$$

Afin de déterminer la position de S' , commençons par calculer KQ :

$$KQ = D \cdot \tan i + 2 \cdot e \cdot \tan r.$$

L'application des lois de Descartes montre que le rayon émergent sort fait un angle i avec la normale au miroir, par conséquent :

$$S'Q = \frac{KQ}{\sin i}, \text{ soit } S'Q = \frac{D}{\cos i} + \frac{2 \cdot e}{n \cdot \cos r}$$

On remarque que la différence de marche $\delta - \delta' \neq 0$

S' est bien l'image géométrique de S par le système { lame + miroir } dans les conditions de Gauss, mais elle ne pourra pas être utilisée dans les études interférentielles.

4.3

4.3.a Les phénomènes de diffraction deviennent observables si les obstacles ont des dimensions $s < 10 \cdot \lambda$ environ. En diaphragmant pour "isoler" un rayon lumineux, on sera donc de plus en plus confronté au phénomène de diffraction.

4.3.b Cours

Il faut utiliser des sources ponctuelles collimatées (placées dans le plan focal objet d'une lentille.)

4.3.c (P) ne constitue pas un plan d'onde car les ondes associées aux rayons lumineux ne sont pas dans le même état à un instant donné. ((P) serait un plan d'onde pour une source placée à l'infini émettant des rayons en sens opposé.)

?