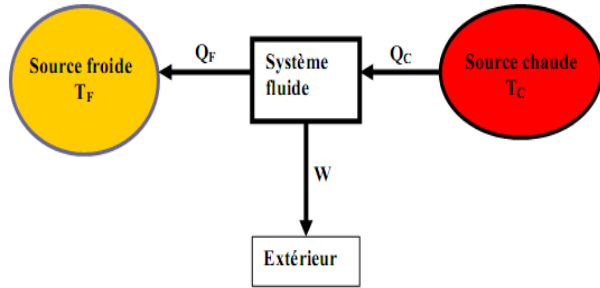


1^{er} Problème : Thermodynamique

1^{ère} partie : étude d'une cogénération

1.1 Généralités sur les moteurs thermiques

1.1.1



Les quantités $Q_F < 0, Q_C > 0$ et $W < 0$.

1.1.2

Le rendement est $\eta = \left| \frac{\text{ce qu'on gagne}}{\text{ce qu'on perd}} \right| = -\frac{W}{Q_C}$ Compte tenu du premier principe sur le cycle : $W = -(Q_C + Q_F)$ donc :

$$\eta = 1 + \frac{Q_F}{Q_C}$$

1.1.3

Dans le cycle de Carnot le fluide subit des transformations réversibles constituées de :

- Deux isothermes T_C température de la source chaude et T_F température de la source froide.
- Deux adiabatiques

Le fluide fournit à l'extérieur le travail W .

Un bilan entropique au cours du cycle fournit :

$$\frac{Q_C}{T_C} + \frac{Q_F}{T_F} = 0 \Rightarrow \eta_{max} = 1 - \frac{T_F}{T_C}$$

1.1.4

à T_F et T_C données il existe le moteur réversible de Stirling qui a le même rendement

1.2 Second principe de la thermodynamique

1.2.1

Lors de l'évolution infinitésimale d'un système fermé, la variation d'une fonction d'état extensive appelée entropie S du système est donnée par :

$$dS = \frac{\delta Q}{T_e} + \delta S^c$$

δQ : la quantité de chaleur élémentaire échangée avec le milieu extérieur et T_e : température du système à sa frontière. δS^c : entropie élémentaire créée à l'intérieur du système.

Pour une transformation réelle : $\delta S^c > 0$. Ainsi pour un système calorifugé $\Delta S = S^c > 0$: Le système évolue dans le sens où il y a augmentation de son entropie.

1.2.2

L'identité thermodynamique et pour un gaz parfait : $dU = -PdV + TdS = C_V dT$

$$dS = C_V \frac{dT}{T} + \frac{P}{T} dV \Rightarrow \boxed{dS = C_V \frac{dT}{T} + \frac{nR}{V} dV}$$

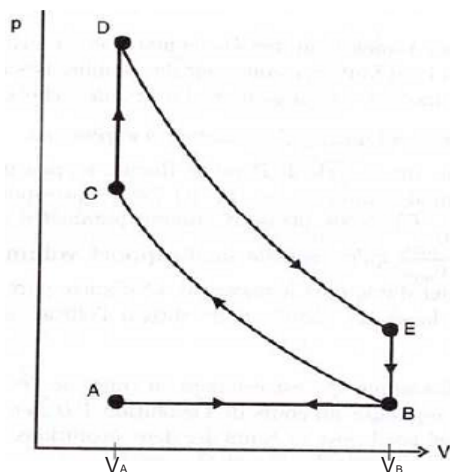
1.2.3

Pour une transformation quasi-statique adiabatique d'un gaz parfait : $dS = C_V \frac{dT}{T} + \frac{nR}{V} dV = 0$ et $C_V = \frac{nR}{\gamma-1}$ ce qui donne : $nR \left(\frac{dT}{T} + (\gamma-1) \frac{dV}{V} \right) = 0$ on

intègre : $\ln T + (\gamma-1) \ln V = K \Rightarrow \boxed{TV^{(\gamma-1)} = cte}$

1.3 Etude du moteur thermique

1.3.1



Le cycle est décrit dans le sens horaire : $W < 0$

1.3.2

un cycle correspond à deux tours, donc la vitesse de rotation de l'arbre du moteur $\omega = 750 \text{ cycles/min}$ la durée d'un cycle est : $\tau_c = \frac{60}{750} = 80 \text{ ms}$

1.3.3

L'air est assimilé à un gaz parfait qui occupe la cylindrée de volume $(V_B - V_A)$:

$$P_B(V_B - V_A) = \frac{m_{air}RT_B}{M_{air}} \Rightarrow m_{air} = \frac{P_B(V_B - V_A) \cdot M_{air}}{RT_B} \quad \text{A.N } m_{air} = 165 \text{ g}$$

Le débit massique de l'air est $d_{air} = \frac{m_{air}}{\tau_c} = 2,062 \text{ kg.s}^{-1}$

1.3.4

Bilan de masse : $m_{air} + m_{gn} = m_{gé} \Rightarrow d_{air} + d_{gn} = d_{gé}$ ce qui donne $d_{air} = d_{gé} - d_{gn} = 2,06 \text{ Kg.s}^{-1}$ On retrouve le même résultat que lorsque on néglige la masse du gaz

1.3.5

La transformation du mélange (gaz parfait) $A \rightarrow B$ est quasi-statique et adiabatique :

$$T_B V_B^{(\gamma-1)} = T_C V_C^{(\gamma-1)} \Rightarrow T_C = T_B \left(\frac{V_B}{V_A} \right)^{(\gamma-1)} \quad \text{qu'on peut écrire encore : } T_C = T_B \cdot r_{cv}^{(\gamma-1)} \quad \text{A.N } T_C = 659 \text{ K}$$

1.3.6

De la définition : $n_{gn} = \frac{m_{gn}}{M_m} = \frac{d_{gn}\tau_c}{M_m}$ A.N $n_{gn} = 39.10^{-2} \text{ mol}$
 De même : $n_{air} = \frac{m_{air}}{M_{air}} = \frac{d_{air}\tau_c}{M_{air}}$ A.N $n_{air} = 5,68 \text{ mol}$

1.3.7

La transformation est adiabatique, 1er Principe ; $\Delta U = \frac{(n_{air} + n_{gn})R}{\gamma-1} (T_C - T_B) = W_{BC}$ A.N $W_{BC} = 56,7 \text{ kJ} > 0$: le mélange reçoit du travail lors de la compression

1.3.8

1.3.8.1 le rendement est : $\eta = -\frac{W_{BC} + W_{DE}}{Q} = \frac{W_{BC} + W_{DE}}{P_C \cdot \tau_c}$ A.N $\eta = 35,4\%$

1.3.8.2 $\eta_{CE} = \frac{P_E}{P_C}$ A.N $\eta_{CE} = 34,6\%$

1.4 Étude des échanges thermiques

1.4.1

On part de $\delta Q = m \cdot c \cdot dT$ le transfert thermique est $Q = m_e c_e (\theta_s - \theta_e)$

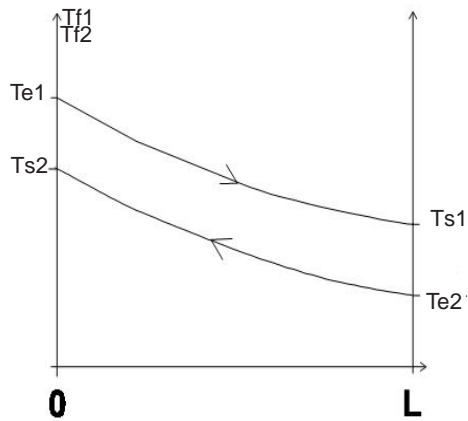
La puissance thermique : $P_{th} = \frac{Q}{\Delta t} = \frac{m_e \cdot c_e}{\Delta t} \cdot (\theta_s - \theta_e) = D_m \cdot c_e (\theta_s - \theta_e)$

Comme le débit volumique est : $D_m = \mu_e D_e$

donc : $D_e = \frac{P_{th}}{\mu_e \cdot c_e \cdot (\theta_s - \theta_e)}$ A.N $D_e = 16,2 \text{ L.s}^{-1}$

1.4.2

L'échangeur à plaques à contre courant présente une grande surface d'échange par rapport à l'échangeur à co courant.



À La sortie de l'échangeur de longueur L, le fluide 2 voit sa température augmenter et le fluide 1 voit sa température diminuer.

1.4.3

Le rendement est : $\eta_e = \frac{P_C}{P_{th} + P'_{th}}$ A.N $\eta_e = 46,7\%$

2^{ème} Problème :
Électromagnétisme

1 Dipôle électrostatique

1.1

$\vec{p}_0 = q\vec{NP} = qa\vec{e}_z$ l'unité est C.m

1.2 (1pt)

$V_+(M) = \frac{+q}{4\pi\epsilon_0 PM} + cte$, On fixe le potentiel $V(+\infty)=0$ alors $V_+(M) = \frac{+q}{4\pi\epsilon_0 PM}$

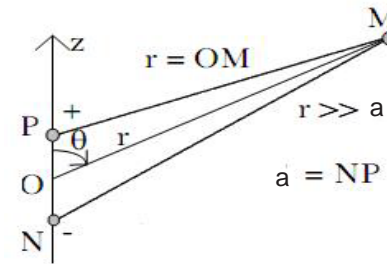
1.3

Par superposition : $V(M) = V_+(M) + V_-(M) = \frac{+q}{4\pi\epsilon_0 PM} + \frac{-q}{4\pi\epsilon_0 NM} \Rightarrow$
 $V(M) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \left(\frac{1}{PM} - \frac{1}{NM} \right)$

1.4

Le plan $(M, \vec{e}_r, \vec{e}_\theta)$ est un plan de symétrie de la distribution de charge donc $\vec{E}(M)$ est contenu dans ce plan. En plus la distribution est invariante par rotation autour de de l'axe des z suivant φ donc les effets sont indépendants de φ
 Conclusion : $\vec{E}(M) = \vec{E}(r, \theta)$ et $V(M) = V(r, \theta)$

1.5



On a :

$PM = \sqrt{r^2 + (-a/2)^2 - \frac{a \cdot \cos \theta}{2}} = r \left(1 + (-a/2r)^2 - (a \cos \theta / r) \right)^{1/2}$ et

$NP = \sqrt{r^2 + (a/2)^2 + \frac{a \cdot \cos \theta}{2}} = r \left(1 + (-a/2r)^2 + (a \cos \theta / r) \right)^{1/2}$

On effectue un D.L de $\frac{1}{PM}$ et $\frac{1}{NM}$, on se limite à l'ordre 1 en a/r On trouve :

$$V(M) = \frac{p_0 \cdot \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 \cdot r^2}$$

1.6

$V(M)$ est indépendant de φ Les surfaces équipotentielles sont de révolution autour de Oz : $V(M) = V_0 \Rightarrow$ ce qui donne : $r^2 = C \cos \theta$ où C est une constante.

1.7

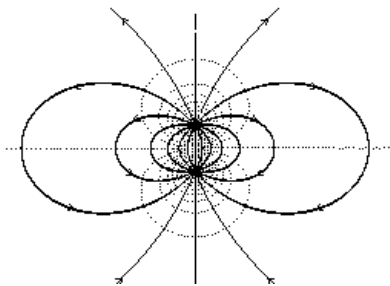
$\vec{E}(M) = -\vec{grad}V(M)$ En coordonnées sphériques : $E_r = -\frac{\partial V}{\partial r}$ et $E_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta}$

On trouve :
$$\begin{cases} E_r = \frac{2p_0 \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 \cdot r^3} \\ E_\theta = \frac{p_0 \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 \cdot r^3} \end{cases}$$

1.8

L'équation des lignes de champ : $\frac{dr}{E_r} = \frac{rd\theta}{E_\theta} \Rightarrow \frac{dr}{2\cos\theta} = \frac{rd\theta}{\sin\theta}$ ce qui s'écrit aussi : $\frac{dr}{r} = \frac{2d(\cos\theta)}{\sin\theta}$ Après intégration :

$$r = K \sin^2 \theta$$

1.9

Les lignes de champ sont perpendiculaires aux surfaces équipotentielles et orientées de +q à -q.

2 Dipôle électrique oscillant**2.1**

$r \gg a$: On s'intéresse au champ électromagnétique rayonné à grande distance : approximation dipolaire.

$\lambda \gg a$: C'est l'approximation des régimes quasistationnaires pour le circuit électrique formé par le dipôle.

2.2

le terme $kr = \frac{\omega r}{c}$ représente le terme dû à la propagation du signal : il contient un temps de retard

2.3

Les charges en mouvement engendrent un courant $i(t)$ suivant l'axe Oz : Le plan $(M, \vec{e}_r, \vec{e}_\theta)$ est un plan de symétrie de la distribution de charge et de courant donc $\vec{E}(M)$ est contenu dans ce plan et $\vec{B}(M)$ est perpendiculaire à ce plan. En plus la distribution est invariante par rotation suivant φ donc les effets sont indépendants de φ

Conclusion : $\vec{E}(M) = E_r(r, \theta)\vec{e}_r + E_\theta(r, \theta)\vec{e}_\theta$ et $\vec{B}(M) = B_\varphi(r, \theta)\vec{e}_\varphi$

2.4

En régime quasi-stationnaire : On néglige le temps de propagation : soit $r \ll \lambda$ soit $r\omega/c \ll 2\pi$ les expressions complexes se simplifient :

$$\begin{cases} E_r = \frac{2p_0 \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 \cdot r^3} \exp(-j\omega t) \\ E_\theta = \frac{p_0 \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 \cdot r^3} \exp(-j\omega t) \end{cases}$$

$$\underline{B}_\varphi = -j \frac{\mu_0 \cdot \omega p_0 \cdot \sin \theta}{4\pi r^2} \exp(-j\omega t)$$

2.5

En régime stationnaire indépendant du temps : Les charges sont fixes (ou $\omega = 0$) :

$$\begin{cases} E_r = \frac{2p_0 \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 \cdot r^3} \\ E_\theta = \frac{p_0 \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 \cdot r^3} \end{cases}$$

$$B_\varphi = 0$$

On retrouve le champ créé par un dipôle électrostatique calculée à la question 1.7

2.6 Dipôle électrique oscillant**2.6.1**

Avec les considérations de symétrie :

$$\underline{\vec{E}}(M) = -\frac{\mu_0 p_0 \omega^2}{4\pi r} \sin(\theta) \exp[-j(\omega t - kr)] \vec{e}_\theta; \text{ et; } \underline{\vec{B}}(M) = -\frac{\mu_0 p_0 \omega^2}{4\pi \cdot r \cdot c} \sin(\theta) \exp[-j(\omega t - kr)] \vec{e}_\varphi$$

2.6.2

$$E_m(r, \theta) = \|\vec{E}(M)\| = \frac{\mu_0 p_0 \omega^2}{4\pi r} \sin(\theta) > 0 \text{ car } \theta \in [0, \pi]$$

2.6.3

$\frac{E}{B} = c$ Les vecteurs \vec{E} , \vec{B} et \vec{e}_r forment un trièdre orthogonal : La structure locale est celle d'une onde plane transversale dont le plan d'onde est tangent à la sphère, de rayon r , centré en O :

de direction définie par \vec{e}_r et de polarisation rectiligne suivant \vec{e}_θ

2.6.4

$\vec{\Pi}_e = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} = \frac{E^2}{\mu_0 c} = \frac{\mu_0^2 p_0^2 \omega^4 \sin^2(\theta)}{16\pi^2 r^2 c} \cos^2(\omega t - k.r) \vec{e}_r$ comme la valeur moyenne de $\langle \cos^2(\omega t - k.r) \rangle = 1/2$

donc :

$$\langle \vec{\Pi}_e \rangle = \frac{\mu_0^2 p_0^2 \omega^4 \sin^2(\theta)}{32\pi^2 r^2 c} \vec{e}_r .$$

En utilisant la relation $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$ et En posant $I_m.a = p_0 \omega$; unite de I_m est A.

On obtient la relation demandée :

$$\langle \vec{\Pi}_e \rangle = \frac{1}{8} \mu_0 c \left(\frac{I_m a \sin(\theta)}{\lambda r} \right)^2 \vec{e}_r$$

le module $\langle \Pi_e \rangle$ varie en $1/r^2$ et en $\sin^2 \theta$: le rayonnement est donc nul pour $\theta = 0$ ou $\theta = \pi$ et maximal pour $\theta = \pi/2$

2.6.5

La puissance rayonnée : $\langle P_e \rangle = \iint_S \langle \vec{\Pi}_e \rangle \cdot d\vec{S}$, Comme : $dS = r d\theta r \sin \theta d\varphi \vec{e}_r$, $\int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta = 4/3$, $0 \leq \theta \leq \pi/2$, $0 \leq \varphi \leq \pi$

Soit :

$$\langle P_e \rangle = \iint_S \frac{1}{8} \mu_0 c \left(\frac{I_m a \sin(\theta)}{\lambda r} \right)^2 r^2 \sin \theta d\theta d\varphi = \frac{1}{3} \pi \cdot \mu_0 c \left(\frac{I_m a}{\lambda} \right)^2$$

Or $E_m(r, \theta = \pi/2) = \frac{\mu_0 p_0 \omega^2}{4\pi r}$ et $\omega \lambda = 2\pi c$ On trouve :

$$\langle P_e \rangle = \frac{4}{3} \pi \frac{(r E_m(r))^2}{\mu_0 c}$$

2.6.6

$$\langle P_e \rangle = \frac{R_e I_m^2}{2} = \frac{1}{3} \pi \cdot \mu_0 c \left(\frac{I_m a}{\lambda} \right)^2 \implies \text{soit } R_e = \frac{2}{3} \pi \cdot \mu_0 c \left(\frac{a}{\lambda} \right)^2$$

2.6.7

$$\langle P_e \rangle = \frac{4}{3} \pi \frac{(r E_m(r))^2}{\mu_0 c}$$

r(Km)	10	1000
$\langle P_e \rangle$ (W)	1,1	11, 1.10 ³

3 Application**3.1**

$\Delta \vec{E}_i(M, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}_i(M, t)}{\partial t^2} = 0$ avec $c^2 \mu_0 \varepsilon_0 = 1$ Comme l'onde incidente est $\vec{E} = E_0 \exp -j(\omega_i t - k_i.x) \vec{e}_y$ sachant qu'en notation complexe : $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -j\omega$ et $\vec{\nabla} \rightarrow j\vec{k}_i$

On remplace dans l'équation de propagation

on trouve : $k_i = \pm \frac{\omega_i}{c}$ On retient le signe + car il s'agit d'une onde progressive.

3.2

L'onde incidente est polarisée rectilignement suivant \vec{e}_y et direction de propagation \vec{e}_x

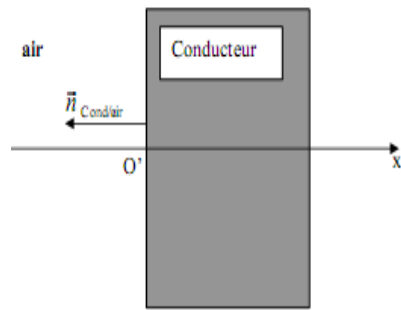
3.3

la relation de structure d'une onde plane : $\vec{B}_i = \frac{\vec{k}_i}{\omega} \wedge \vec{E}_i = \frac{E_0}{c} \exp [-j(\omega t - \vec{k}_i \cdot \vec{r})] \vec{e}_z$

3.4

Un conducteur est parfait si sa conductivité γ est infinie, de la loi d'ohm locale on a : $\vec{E} = \vec{0}$ et d'après l'équation de Maxwell-Faraday $\vec{B} = \vec{0}$ on exclu le champ stationnaire.

3.5



Les relations de passage : $\vec{E}_{air}(O'^-, t) - \vec{E}_{cond}(O'^+, t) = \frac{\sigma(O', t)}{\epsilon_0} \vec{n}_{cond/air}$,
 $\vec{B}_{air}(O'^-, t) - \vec{B}_{cond}(O'^+, t) = \mu_0 \vec{j}_s(O', t) \wedge \vec{n}_{cond/air}$, comme $\vec{E}_{cond} = \vec{0}$ et $\vec{B}_{cond} = \vec{0}$
 on aura

$$\vec{E}_{air}(O'^+, t) = \frac{\sigma(O', t)}{\epsilon_0} \vec{n}_{cond/air}$$

et

$$\vec{B}_{air}(O'^+, t) = \mu_0 \vec{j}_s(O', t) \wedge \vec{n}_{cond/air}$$

3.6

Supposons qu'il n'y a pas d'onde réfléchie, donc $\vec{E}_i(X, t) = -\frac{\sigma(X, t)}{\epsilon_0} \vec{e}_x$
 et $\vec{B}_i(X, t) = -\mu_0 \vec{j}_s(X, t) \wedge \vec{e}_x$
 Projections sur \vec{e}_y donne $\vec{E}_i(X, t) \cdot \vec{e}_y = 0$ impossible car $\vec{E}_i(X, t) \neq \vec{0}$
 Donc ; Il existe un champ électromagnétique réfléchi telle que :

$$\vec{E}_i(O', t) + \vec{E}_r(O', t) = -\frac{\sigma(X, t)}{\epsilon_0} \vec{e}_x$$

et

$$\vec{B}_i(O', t) + \vec{B}_r(O', t) = -\mu_0 \vec{j}_s(X, t) \wedge \vec{e}_x$$

Les relations de passage donnent en O'

$$\vec{E}_{air}(O', t) = \vec{E}_i(O', t) + \vec{E}_r(O', t) = \frac{\sigma(O', t)}{\epsilon_0} \vec{n}_{cond/air} = -\frac{\sigma(O', t)}{\epsilon_0} \vec{e}_x \quad (1)$$

Comme l'onde réfléchi vérifie l'équation de propagation donc c'est une onde plane : $\vec{E}_{0r} \cdot \vec{e}_z = 0$ ce qui donne : $\vec{E}_0 \exp -j(\omega_i t - \vec{k}_i \cdot \vec{r}) + \vec{E}_{0r} \exp -j(\omega_r t - \vec{k}_r \cdot \vec{r}) = \vec{0}$:

$$\forall t, \forall \vec{r} \Rightarrow \underbrace{\exp -j(\omega_i t - \vec{k}_i \cdot \vec{r})}_{\neq 0} \left(\vec{E}_0 + \vec{E}_{0r} \exp -j((\omega_r - \omega_i)t - (\vec{k}_r - \vec{k}_i) \cdot \vec{r}) \right) = \vec{0}$$

Soit donc :

$$\vec{E}_0 + \vec{E}_{0r} \exp -j((\omega_r - \omega_i)t - (\vec{k}_r - \vec{k}_i) \cdot \vec{r}) = \vec{0}$$

Valable $\forall t, \forall \vec{r}$ donc

$\vec{E}_{0r} = -\vec{E}_0; \omega_i = \omega_r$ et $\vec{k}_r = \pm \vec{k}_i$ L'onde réfléchi est de direction $-\vec{e}_z$ donc $\vec{k}_r = -\frac{\omega}{c} \vec{e}_z$

Le champ magnétique réfléchi : $\vec{B}_r = \frac{\vec{k}_r}{\omega_i} \wedge \vec{E}_r = \frac{E_0}{c} \exp -j(\omega_i t - \vec{k}_r \cdot \vec{r}) \vec{e}_z$

Remarque :

En arrivant sur le conducteur, le champ électrique de l'onde incidente met en mouvement les électrons du conducteur dans une direction qui lui est parallèle. Ces charges en mouvement donnent naissance à un champ réfléchi se propageant dans le sens des x décroissants et avec la même pulsation

3.7

Formule de transformation non relativiste des champs :

$$\begin{cases} \vec{E}'(M, t) = \vec{E}(M, t) + \vec{v}_e \wedge \vec{B}(M, t) \\ \vec{B}'(M, t) = \vec{B}(M, t) \end{cases}$$

Comme $\vec{v}_e = \vec{v}(O'/R) = v \cdot \vec{e}_x$

Donc : $\vec{E}'_i(M, t) = \vec{E}_i(M, t) + v \cdot \vec{e}_x \wedge \frac{E_0}{c} \exp -j(\omega_i t - \vec{k}_i \cdot \vec{r}) \vec{e}_z = (1 - \frac{v}{c}) \vec{E}_O \exp -j(\omega_i t - \vec{k}_i \cdot \vec{r})$ Finalement :

$$\vec{E}'_i(M, t) = \left(1 - \frac{v}{c}\right) \vec{E}_i(M, t)$$

de la même manière on trouve :

$$\vec{E}'_r(M, t) = \left(1 + \frac{v}{c}\right) \vec{E}_r(M, t)$$

3.8

R' est en translation rectiligne uniforme : $X = v \cdot t + X_0$ On choisit à t=0 $X = X_0 = 0$ ce qui donne : $X = v \cdot t$

3.9

La relation de passage du champs électrique dans R', Comme les champs incident et réfléchi sont transverses ; $\vec{E}'_i(O', t) + \vec{E}'_r(O', t) = \vec{0}$

On remplace : $(1 - \frac{v}{c})\vec{E}'_i(O', t) + (1 + \frac{v}{c})\vec{E}'_r(O', t) = \vec{0} \Rightarrow$
 $(1 - \frac{v}{c})\vec{E}_O \exp -j [\omega_i t - k_i X] + (1 + \frac{v}{c})r_a \vec{E}_O \exp -j [\omega_i t + k_r X] = 0 \forall t, \forall X$

$$\left\{ \begin{aligned} (1 - \frac{v}{c}) + (1 + \frac{v}{c})r_a &= 0 \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} \omega_i t - k_i X &= \omega_i t + k_r X \end{aligned} \right.$$

On remplace $X=vt$ et $k_i = \frac{\omega_i}{c}$ et $k_r = \frac{\omega_r}{c}$ On obtient :

$$r_a = -\frac{1 - \frac{v}{c}}{1 + \frac{v}{c}}$$

et

$$\omega_r = \omega_i \frac{1 - \frac{v}{c}}{1 + \frac{v}{c}}$$

comme $v \ll c$ l'approximation au premier ordre en v/c donne : $r_a = -(1 - 2\frac{v}{c})$

et $f_r = f_i(1 - 2\frac{v}{c})$

Le coefficient de réflexion du champs électrique est en fonction de la vitesse de la cible.

La fréquence de l'onde réfléchi est liée à la vitesse de la cible/ propriété utilisée en Radar.

3.10

De la relation : $f_r = f_i(1 - 2\frac{v}{c})$ on déduit : $\frac{f_i - f_r}{f_i} = 2\frac{v}{c}$

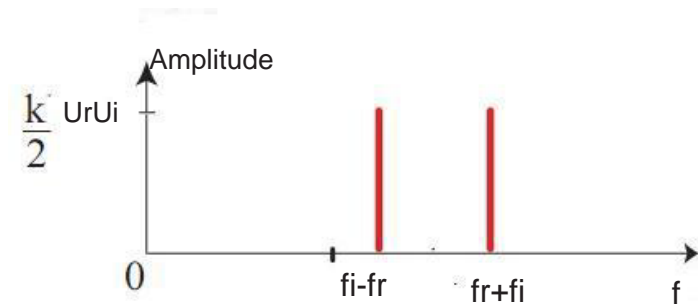
3.11

3.11.1

La tension de sortie du multiplieur :

$$u_s = k' U_r U_i \cos(2\pi f_r t + \Phi) \cdot \cos(2\pi f_i t)$$

$$\text{finalement : } u_s = \frac{k' U_r U_i}{2} \left[\cos(2\pi(f_i + f_r)t + \Phi) + \cos(2\pi(f_i - f_r)t - \Phi) \right]$$

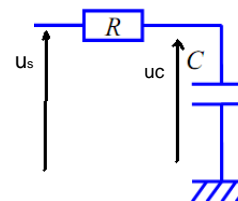


3.11.2

Le multiplieur est un composant non linéaire car il gènère ,à la sortie, des fréquences autres que celles des signaux d'entrés .

3.12

On utilise un filtre passe-bas simple RC où la tension u_s est appliquée à son entrée :



de fréquence de coupure $f_c = \frac{1}{2\pi \cdot RC}$

Le cricuit RC est utilisé dans les conditions : $f_i - f_r \ll f_c \ll f_i + f_r$ à la sortie ,on recupère le signal u_c de fréquence $f_i - f_r$

3.13

D'après la relation $f_r = f_i(1 - 2\frac{v}{c})$ comparée à la relation donnée, on tire :
 $2 \cdot f_i \frac{v}{c} = 2500 \Rightarrow \frac{v}{c} = 5, 18 \cdot 10^{-8}$

ce qui donne :

$$v = 55, 59 Km.h^{-1} \approx 56 Km.h^{-1}$$

Le véhicule est en règle car la vitesse est inférieure à 60Km/h