

LP : Antennes radioélectriques

Alexandre Koessler

Niveau : L3

Prérequis

- potentiel scalaire et vecteur
- expression des potentiels retardés
- jauge de Lorentz
- approximation des régimes quasi-stationnaires (ARQS)
- vecteur de Poynting électromagnétique
- dipôle électrostatique

Expériences

☹ un peu compliqué d'en trouver

Références

- [1] José-Philippe Pérez, Robert Carles, and Robert Fleckinger. *Électromagnétisme : fondements et applications avec 300 exercices et problèmes résolus*. Enseignement de la physique. Masson, Paris [etc., 2e édition. edition, 1996.

Plan

1	Dipôle variable	2
1.1	Cadre de l'étude et hypothèses	2
1.2	Calcul des champs électromagnétiques	3
1.2.1	Calcul du champ magnétique B	3
1.2.2	Calcul du champ électrique E	3
1.2.3	Approximations	4
1.3	Puissance rayonnée	5
2	Rayonnement d'une antenne	6
2.1	Antenne électrique	6
2.2	Antenne réelle	6
3	Transport de l'information	8
3.1	Modulation	8
3.2	Démodulation	9

Introduction

On sait qu'une antenne est composée d'un conducteur rectiligne dans lequel circule un courant variable qui constitue le signal informatif que l'on veut transmettre. Ce courant variable implique des charges en mouvement qui doivent alors être la source d'un champ électromagnétique détectable à grande distance (télécommunication radio)

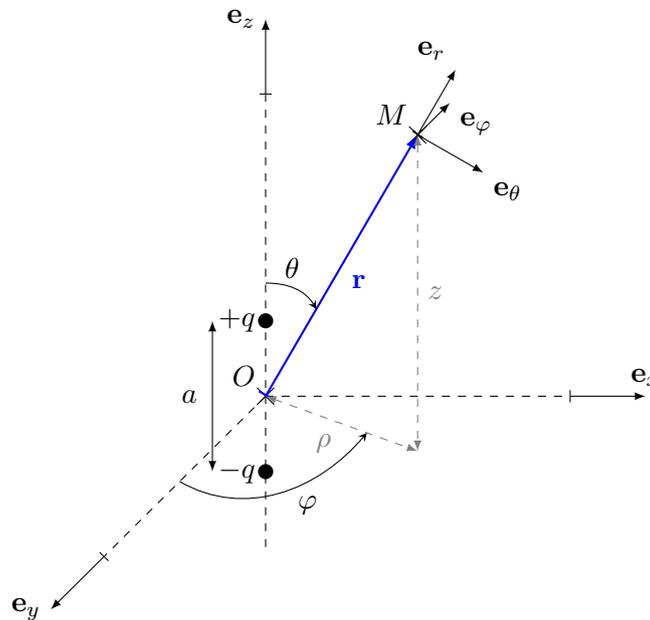
But

On va essayer de comprendre pourquoi une telle distribution de charges rayonne un champ électromagnétique et comment construire une antenne radioélectrique.

1 Dipôle variable

1.1 Cadre de l'étude et hypothèses

On considère un couple de charges électriques opposées :



q peut varier dans le temps par l'établissement d'un courant i tel que $i = \frac{dq}{dt}$. On a une symétrie de révolution autour de l'axe e_z , pour l'instant, on utilise les coordonnées polaires (r, θ) .

Pour simplifier l'étude, on fait les hypothèses suivantes :

- **Hypothèse 1** : Les charges sont non relativistes, on peut alors écrire le potentiel vecteur dans la jauge de Lorentz à partir de l'expression des potentiels retardés :

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \mathbf{e}_z \int_{-a/2}^{a/2} \frac{i \left(t - \frac{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\|}{c} \right)}{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\|} dz' \quad (1)$$

avec $\mathbf{r} = \mathbf{OM}$ et $\mathbf{r}' = \mathbf{OM}'$ avec M' un point de la distribution de courants.

- **Hypothèse 2** : approximation dipolaire, on se place en un point M suffisamment tel que $r = \|\mathbf{r}\| \gg a$, ainsi à l'ordre 1 en r , on a

$$\|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\| \approx r \quad (2)$$

- **Hypothèse 3** : ARQS des sources, en régime variable, l'intensité varie dans le circuit, mais si les dimensions de celui-ci sont faibles devant λ , longueur d'onde du régime sinusoïdal, on a alors

$$r' \leq a \ll \lambda \quad \Rightarrow \quad \tau' = \frac{r'}{c} \ll \tau = \frac{\lambda}{c} \quad (3)$$

que l'on peut mettre sous la forme "classique" de l'ARQS :

$$a \ll c\tau \quad (4)$$

on a alors dans ce cas

$$\frac{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\|}{c} \approx \frac{r}{c} \quad (5)$$

On en déduit alors directement une forme simple pour le potentiel vecteur créé par ce dipôle :

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{a}{r} i\left(t - \frac{r}{c}\right) \mathbf{e}_z \quad (6)$$

On peut enfin exprimer \mathbf{A} en fonction du moment dipolaire $p(t) = q(t)a$ et comme $i(t) = \frac{dq}{dt}(t) = \frac{1}{a} \frac{dp}{dt}(t)$ alors,

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\dot{p}}{r} \mathbf{e}_z \quad \text{avec} \quad \dot{p} = \frac{dp}{dt'}(t') \quad \text{et} \quad t' = t - \frac{r}{c} \quad (7)$$

↓ Transition

Ce qui est intéressant ce sont les champs électromagnétiques produit par ce dipôle, on va donc les calculer.

1.2 Calcul des champs électromagnétiques

1.2.1 Calcul du champ magnétique \mathbf{B}

On utilise directement $\mathbf{B} = \nabla \wedge \mathbf{A} = -\frac{\partial A_z}{\partial \rho} \mathbf{e}_\varphi$ en prenant le rotationnel dans les coordonnées cylindriques (ρ, ϕ, z) , on obtient donc :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial \rho}{\partial r} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial r}(\mathbf{r}, t) \mathbf{e}_\varphi \quad (8)$$

$$= -\sin \theta \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial r}(\mathbf{r}, t) \mathbf{e}_\varphi \quad (9)$$

$$= -\sin \theta \frac{\mu_0}{4\pi} \left(-\frac{\dot{p}}{r^2} + \frac{dt'}{dr} \frac{d\dot{p}}{dt'} \right) \mathbf{e}_\varphi \quad (10)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{\dot{p}}{r^2} + \frac{\ddot{p}}{rc} \right) \sin \theta \mathbf{e}_\varphi \quad (11)$$

1.2.2 Calcul du champ électrique \mathbf{E}

On va pas détailler le calcul car il est un peu long mais le principe et le suivant :

- on utilise la jauge de Lorentz et on calcule la divergence de \mathbf{A} dans les coordonnées cylindriques :

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial V}{\partial t} = 0 \quad (12)$$

- on calcule alors le potentiel scalaire V par intégration :

$$V(\mathbf{r}, t) = -\frac{\cos \theta}{\epsilon_0 \mu_0} \int \frac{\partial A_z}{\partial r} dt \quad (13)$$

$$V(\mathbf{r}, t) = \frac{\cos \theta}{4\pi \epsilon_0} \left(\frac{p}{r^2} + \frac{\dot{p}}{rc} \right) \quad (14)$$

- on utilise enfin la relation $\mathbf{E} = -\nabla V - \frac{d\mathbf{A}}{dt}$ et on en déduit l'expression du champ électrique suivant r et θ , celui selon φ étant nul par symétrie

$$\begin{cases} E_r &= \frac{2 \cos \theta}{4\pi \varepsilon_0} \left(\frac{p}{r^3} + \frac{\dot{p}}{r^2 c} \right) \\ E_\theta &= \frac{\sin \theta}{4\pi \varepsilon_0} \left(\frac{p}{r^3} + \frac{\dot{p}}{r^2 c} + \frac{\ddot{p}}{r c^2} \right) \end{cases} \quad (15)$$

↓ Transition

On remarque que dans l'expression des champs il y a des termes en r^{-1} , r^{-2} et r^{-3} , ces différents termes vont pouvoir être négligés selon l'endroit on se place.

1.2.3 Approximations

On en déduit deux zones en particulier en introduisant les ordres de grandeurs suivants :

$$\frac{\dot{p}}{r^2 c} \approx \frac{p}{r^2 c \tau} \quad \text{et} \quad \frac{\ddot{p}}{r c^2} \approx \frac{p}{r c^2 \tau^2} \quad (16)$$

- **zone de champ proche** : $a \ll r \ll c\tau$

On est toujours dans l'approximation dipolaire mais la distance typique parcourue par l'information sur le temps typique de variation τ est grande devant r . On alors :

$$\frac{p}{r^3} \gg \frac{\dot{p}}{r^2 c} \gg \frac{\ddot{p}}{r c^2} \quad \text{et ici} \quad \begin{cases} p \approx p(t) \\ \dot{p} \approx \frac{dp}{dt}(t) \end{cases} \quad (17)$$

On en déduit alors l'expression des champs dans cette zone :

$$\begin{cases} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\dot{p}}{r^2} \sin \theta \mathbf{e}_\varphi \\ \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \frac{p}{4\pi \varepsilon_0 r^3} (2 \cos \theta \mathbf{e}_r + \sin \theta \mathbf{e}_\varphi) \end{cases} \quad (18)$$

On retrouve alors l'expression du champ électrique créé par un dipôle électrostatique (en prenant $p = p_0 = \text{cste}$) et cela est normal puisque dans cette zone on est alors dans l'ARQS des sources.

- **zone de rayonnement** : $a \ll c\tau \ll r$

On se place ici suffisamment loin du dipôle variable, on a alors :

$$\frac{p}{r^3} \ll \frac{\dot{p}}{r^2 c} \ll \frac{\ddot{p}}{r c^2} \quad \text{et on garde} \quad \begin{cases} p = p(t') \\ \dot{p} = \frac{dp}{dt'}(t') \end{cases} \quad (19)$$

On en déduit alors l'expression des champs dans cette zone :

$$\begin{cases} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= \frac{\mu_0}{4\pi c r} \ddot{p} \sin \theta \mathbf{e}_\varphi \\ \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{4\pi \varepsilon_0 c r} \ddot{p} \sin \theta \mathbf{e}_\theta \end{cases} \quad (20)$$

On va alors s'intéresser plus précisément à ce cas (en fait c'est le cas des champs créés par une antenne et reçus à grande distance). Ces champs possèdent plusieurs caractéristiques :

- décroissance en $1/r$
- anisotropie et champ nul sur l'axe \mathbf{e}_z du moment dipolaire
- la dépendance en $t' = t - \frac{r}{c}$ indique une propagation suivant \mathbf{e}_r à la vitesse c (ce sera clair avec Poynting)
- localement on a une structure d'onde plane, \mathbf{e}_r , \mathbf{E} et \mathbf{B} forment un trièdre direct
- on a donc une structure d'onde sphérique
- les champ dépendent seulement de \ddot{p} donc sont créés seulement si les charges sont accélérées

↓ Transition

On a une expression simple des champs EM dans la zone de rayonnement mais quelle est la puissance rayonnée dans cette zone ?

1.3 Puissance rayonnée

On calcule tout d'abord le vecteur de Poynting en prenant le choix naturel $\Pi = \frac{\mathbf{E} \wedge \mathbf{B}}{\mu_0}$ car on a localement une onde plane :

$$\Pi(\mathbf{r}, t) = \frac{\ddot{p}^2 \sin^2 \theta}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3 r^2} \mathbf{e}_r \tag{21}$$

L'énergie se propage bien dans la direction \mathbf{e}_r .

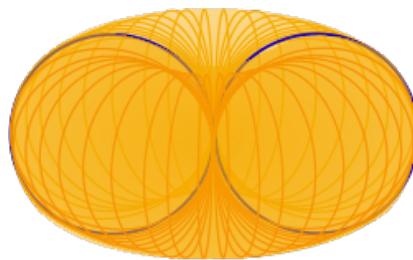
On peut tracer le diagramme de rayonnement d'un tel champ en introduisant la fonction de rayonnement :

$$\mathcal{F}(\theta, \phi) = \frac{\|\Pi(r, \theta, \varphi, t')\|}{\|\Pi_{\max}(r, \theta_{\max}, \varphi_{\max}, t')\|} \quad \text{à } r, t' \text{ fixés} \tag{22}$$

On a alors dans notre cas :

$$\mathcal{F}(\theta, \phi) = \sin^2 \theta \quad \text{pour tout } \varphi \tag{23}$$

Cette fonction ressemble à un tore :



On en déduit aussi la puissance rayonnée à travers une sphère de rayon r et de centre O :

$$\mathcal{P}(t') = \oiint \Pi(\mathbf{r}', t') \cdot d^2\mathbf{S} \tag{24}$$

$$= \frac{\ddot{p}^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \underbrace{\int_0^{2\pi} d\varphi}_{=2\pi} \underbrace{\int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta}_{=4/3} \tag{25}$$

$$\mathcal{P}(t') = \frac{\ddot{p}^2}{6\pi \epsilon_0 c^3} \tag{26}$$

On se place enfin dans le cas particulier du dipôle de Hertz (cas de l'antenne) :

$$p(t') = q a \cos(\omega t') \quad (27)$$

On en déduit la puissance moyenne rayonnée :

$$\langle \mathcal{P} \rangle = \frac{q^2 a^2 \omega^4}{12\pi \varepsilon_0 c^3} \quad (28)$$

On a bien conservation de l'énergie électromagnétique car cette expression ne dépend de r et on retrouve l'expression de la puissance rayonnée de la formule de Larmor proportionnelle à ω^4 .

↓ Transition

On va maintenant construire une antenne avec ces dipôles variable en associant plusieurs.

2 Rayonnement d'une antenne

2.1 Antenne électrique

On considère un morceau de conducteur avec des charges en mouvement au sein de celui-ci. On note l sa longueur et S sa section.

Il y a des charges q_i se déplaçant à la vitesse v_i (on oublie ici que certaines grandeurs sont vectorielles car dans le résultat final elles seront au carré donc seulement leurs normes sont intéressantes).

On peut calculer alors directement le moment dipolaire p et le vecteur densité de courant j de cette distribution de charges :

$$p = \sum_i q_i r_i \quad \text{et} \quad j = \sum_i \frac{q_i v_i}{l S} \quad (29)$$

avec $\dot{r}_i = v_i$. On en déduit le courant I qui circule dans le conducteur

$$I = j S = \sum_i \frac{q_i v_i}{l} \quad (30)$$

que l'on peut relier directement aux dérivées du moment dipolaire :

$$\dot{p} = I l \quad \text{et} \quad \ddot{p} = \dot{I} l \quad (31)$$

D'après les résultats précédents une telle antenne va alors rayonner une puissance :

$$\mathcal{P} = \frac{\dot{I}^2 l^2}{6\pi \varepsilon_0 c^3} \quad (32)$$

Ainsi, si on veut gagner de la puissance à I fixé, on va augmenter l . Mais on doit toujours rester dans l'ARQS $l \ll c\tau$ donc on est limité à une borne supérieure. En ordre de grandeur si on prend l'émission d'une onde FM $f \approx 100$ MHz alors on doit avoir $l \ll \frac{c}{f} \approx 3$ m donc $l \approx 3 - 30$ cm. Or on sait que les antennes utilisées pour l'émission d'ondes FM possède une taille de l'ordre de 1 m. Elles ne respectent donc pas l'ARQS.

↓ Transition

Comment on fait pour avoir une antenne qui fonctionne en étant hors ARQS ?

2.2 Antenne réelle

En fait on va pouvoir décomposer l'antenne de longueur L avec $L \approx c\tau$ en plusieurs morceaux de longueurs élémentaires dz . Ces petits morceaux vont alors être dans l'ARQS et on peut calculer facilement

le champ électrique $d\mathbf{E}$ créée par ces petits dipôles en reprenant l'expression (20) et en remplaçant $\ddot{\mathbf{p}}$ par $\dot{I} dz$:

$$d\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi \varepsilon_0 c^2} \dot{I} \sin \theta \frac{dz}{r} \mathbf{e}_\theta \quad (33)$$

Le champ total s'écrit alors directement par théorème de superposition :

$$\mathbf{E} = \int_{-L/2}^{L/2} d\mathbf{E} \quad (34)$$

On suppose de plus que la répartition du courant complexe au sein de cette antenne s'écrit sous la forme suivante :

$$\underline{I}(z, t') = I_0 f(z) e^{j\omega t'} \quad \text{avec} \quad f(z) = \sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(|z| - \frac{L}{2} \right) \right] \quad (35)$$

On a alors

$$\underline{\mathbf{E}} = \frac{j\omega I_0 e^{j\omega t'}}{4\pi \varepsilon_0 c^2 r} \mathbf{e}_\theta \underbrace{\int_{-L/2}^{L/2} f(z) e^{j\frac{2\pi}{\lambda} \cos \theta} \sin \theta dz}_{=\mathcal{S}(\theta)L} \quad (36)$$

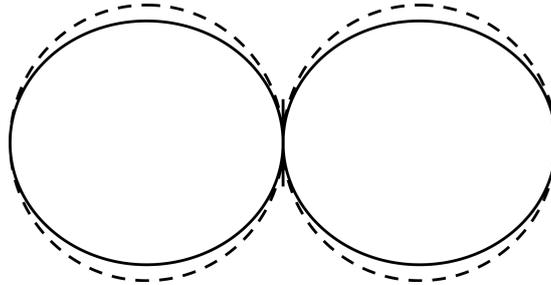
On peut alors calculer la fonction $\mathcal{S}(\theta)$ qui est relié directement à la fonction de rayonnement d'une telle antenne :

$$\mathcal{F}(\theta) = \mathcal{S}(\theta)^2 = \frac{\left[\cos \left(\frac{\pi L}{\lambda} \right) - \cos \left(\frac{\pi L}{\lambda} \cos \theta \right) \right]^2}{\sin^2 \theta} \quad (37)$$

La fonction de rayonnement est alors maximale pour $L = n\frac{\lambda}{2}$ avec $n \in \mathbb{N}^*$, c'est la résonance d'antenne. Pour une antenne demi-onde ($n = 1$), on a avec $f = 100$ MHz, $L = 1.5$ m on retrouve bien l'ordre de grandeur des antennes réelles. Pour ce type d'antenne la fonction de rayonnement s'écrit :

$$\mathcal{F}(\theta) = \frac{\cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \cos \theta \right)}{\sin^2 \theta} \quad (38)$$

Cette fonction diffère peu de celle du dipôle variable rayonnant, elle est seulement légèrement plus aplatie.



Le champ électrique complexe créé par une antenne demi-onde s'écrit sous une forme similaire au dipôle rayonnant :

$$\underline{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = \frac{\ddot{\mathbf{p}}}{4\pi \varepsilon_0 c r} \mathcal{S}(\theta) \mathbf{e}_\theta \quad \text{avec} \quad \ddot{\mathbf{p}} = j\omega I_0 L e^{j\omega t'} \quad (39)$$

↓ Transition

On a vu qu'il fallait des hautes fréquences pour transmettre des champs EM avec une antenne demi-onde. Mais alors comment on transporte l'information issu d'un son audible (20 Hz-20 kHz) ?

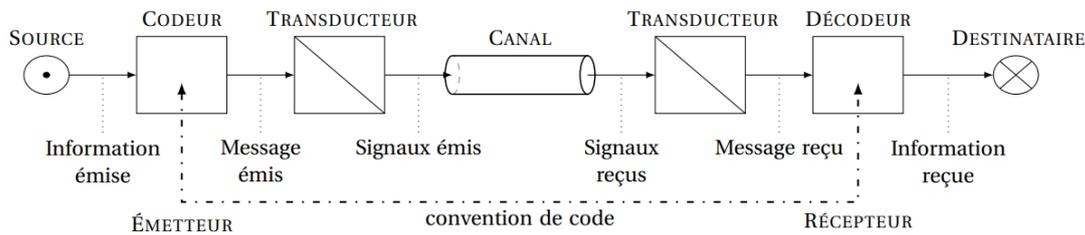
3 Transport de l'information

En vrai il y a pas vraiment le temps pour cette partie, mais c'est quand même pas mal d'en parler par exemple en conclusion.

On va surtout s'intéresser ici à la modulation/démodulation en amplitude (AM), le principe dans les deux cas est plus simple que la FM.

Pour émettre une onde électromagnétique de fréquence 1 kHz, il faudrait une antenne de l'ordre de 300 km de haut. On voit donc l'impossibilité de transmettre directement l'information dans ce cas. La modulation propose de résoudre ce problème en utilisant à la place un signal que l'on peut facilement émettre (100 MHz pour la radio par exemple), appelé la porteuse. L'information est alors encodée sur ce signal, dans son amplitude ou sa fréquence. De plus, la modulation permet le multiplexage, augmentant ainsi le débit de la ligne de transmission.

Une télécommunication typique comporte donc trois étapes : modulation, transport et démodulation.



3.1 Modulation

La porteuse est un signal sinusoïdal $v_p(t) = A_p \cos(2\pi f_p t)$. Le signal informatif est noté $v_i(t)$. Un signal modulé en amplitude est un signal pour lequel l'amplitude de la porteuse varie en fonction de $v_i(t)$. On réalise cela en multipliant les deux signaux :

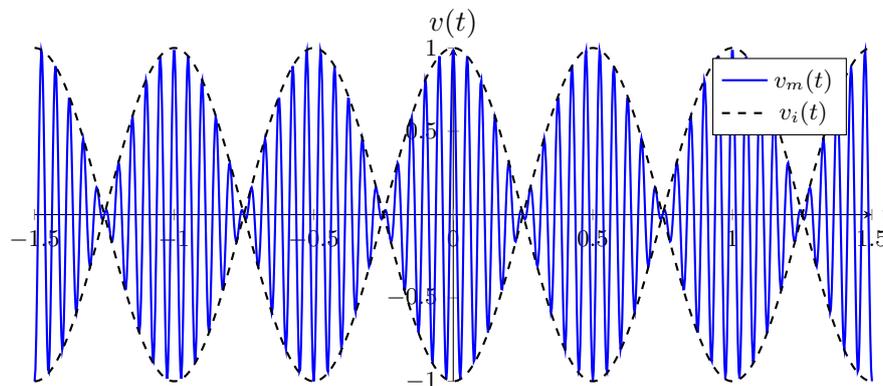
$$v_m(t) = k A_p v_i(t) \cos(2\pi f_p t) \tag{40}$$

avec k une constante en V^{-1} (en gros le gain du multiplieur analogique).

Considérons un signal informatif sinusoïdal de fréquence f : $v_i(t) = A_i \cos(2\pi f t + \varphi)$. Le signal $v_m(t)$ devient

$$v_m(t) = \frac{k A_p A_i}{2} \left[\cos \left[2\pi (f_p - f) t - \varphi \right] + \cos \left[2\pi (f_p + f) t + \varphi \right] \right] \tag{41}$$

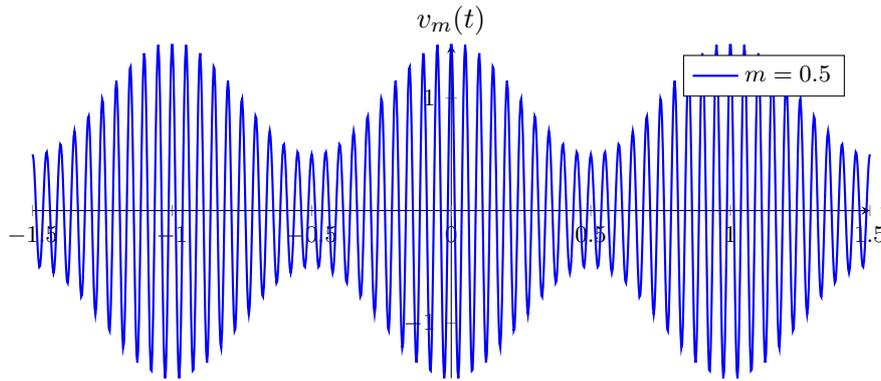
Le spectre de $v_m(t)$ a alors deux composantes : $f_p + f$ et $f_p - f$.



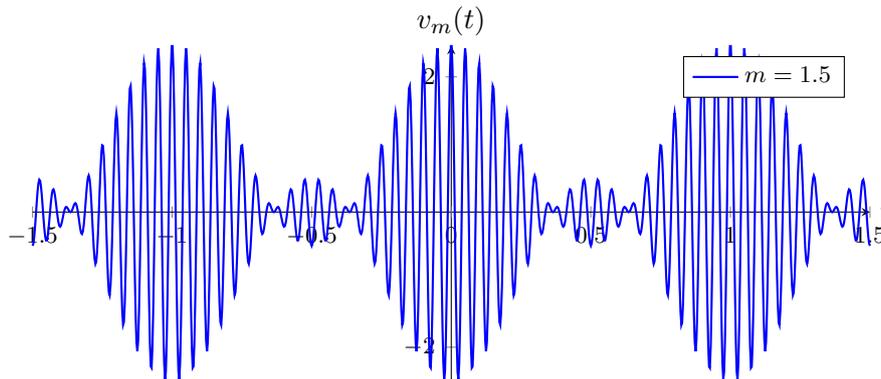
En pratique cependant, on peut avoir besoin de rajouter une composante continue à $v_i(t)$:
 $v_i(t) = A_i [1 + m \cos(2\pi f t + \varphi)]$ où m est appelé le taux de modulation. Dans ce cas

$$v_m(t) = k A_p A_i \left[\cos(2\pi f_p t) + \frac{m}{2} \cos [2\pi (f_p - f) t - \varphi] + \frac{m}{2} \cos [2\pi (f_p + f) t + \varphi] \right] \quad (42)$$

et le spectre de $v_m(t)$ a alors trois composantes f_p , $f_p + f$ et $f_p - f$. L'ajout d'une composante continue est en particulier nécessaire si la technique de démodulation est la détection d'enveloppe (et il faut alors $m < 1$).

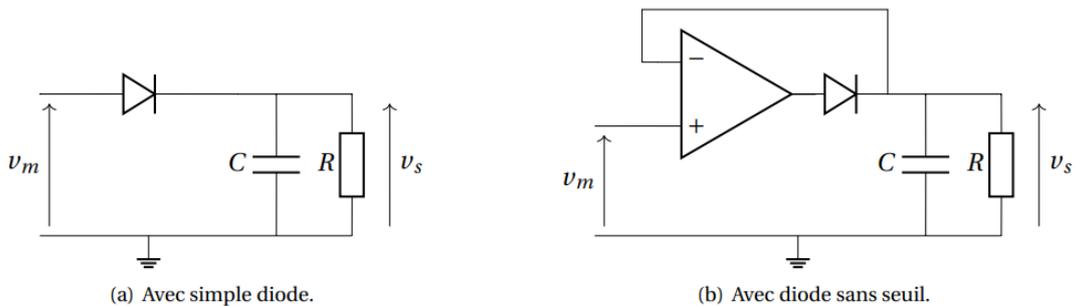


Si $m > 1$, on parle de surmodulation et l'enveloppe du signal ne permet de retrouver le signal informatif.



3.2 Démodulation

La démodulation d'un signal AM est en théorie aisée. Comme on l'a vu, si $m < 1$, il suffit de récupérer l'enveloppe du signal modulé pour retrouver le signal informatif. On utilise pour cela des détecteurs de crête :



Le temps caractéristique $\tau = RC$ du détecteur d'enveloppe doit respecter les conditions suivantes :

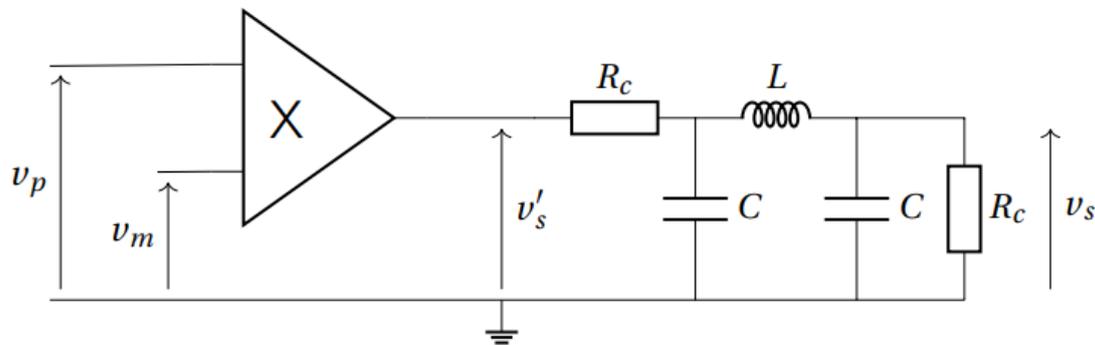
- $\tau \gg 1/f_p$, sinon le signal en sortie du détecteur de crête suit les oscillations de la porteuse, alors que nous voulons suivre l'enveloppe.

- $\tau < 1/f$, sinon le signal en sortie n'accroche pas les oscillations lentes de l'enveloppe.

Il y a donc un compromis à réaliser. Cela est d'autant plus facile que les fréquences de la porteuse et du signal informatif sont éloignées.

Il existe une autre méthode pour démoduler un signal modulé en amplitude : la détection synchrone. Celle-ci est très répandue car ses applications dépassent la démodulation : on l'utilise notamment pour réduire le bruit ou pour acquérir un signal de fréquence connue noyé dans un fort bruit (dans les "lock-in amplifiers").

Cette méthode consiste à multiplier le signal modulé par un signal de même fréquence que la porteuse, puis à filtrer passe-bas. On peut comprendre simplement ce principe dans le domaine spectral. Les fréquences d'un signal de fréquence f modulé par une porteuse f_p sont $f_p - f$ et $f_p + f$ (dans le cas où il n'y a pas de composante continue ajoutée au signal informatif). Si l'on multiplie ce signal par un sinus de fréquence f_p on obtient des pics aux fréquences suivantes : f , $2f_p - f$ et $2f_p + f$. En filtrant passe-bas de telle sorte que les fréquences de l'ordre de $2f_p$ soient supprimées, on se retrouve avec seulement la composante f du signal informatif. Notons qu'il n'y a ici aucune condition sur le taux de modulation. Il est d'ailleurs a priori inutile d'avoir une composante continue dans le signal informatif.



On utilise un filtre passe-bas d'ordre 2 pour la détection synchrone.

Conclusion

Questions

Compléments

- **Tu as préparé une 3e partie sur le transport de l'information. De quoi voulais tu parler dans cette partie** Je vous lais parler de la modulation en amplitude et de la modulation en fréquence.
- **Peux-tu parler de ces modulations** Modulation en amplitude : produit d'une porteuse HF et d'une enveloppe qui contient l'information qui nous intéresse. Avec une détecteur de crête on peut récupérer le signal d'intéret. Ou sinon par détection synchrone : on remultiplie par un autre signal de la même fréquence que la porteuse
- **C'est quoi la modulation FM** Le signal informatif est encodée dans les varaitions de fréquences de la porteuse et on démodule avec une PLL (boucle à verouillage de phase).
- **Avantages et inconvénients de ces techniques** La FM c'est à priori mieux. Avec la AM on perd vite en précision sur des bruits à hautes fréquences.
- **Intérêt pratique FM vs AM** Les radios FM on a une meilleure qualité d'audio, pour la AM.
- **Pourquoi dans une signal AM le son va se dégrader plus facilement qu'en FM** Questions d'échantillonnage

- **Pourquoi t'as utilisé un potentiel retardé?** On peut pas s'affranchir du potentiel retardé car il y a une propagation.
- **C'est quoi l'ARQS est ce qu'il y en a d'autre ARQS :** on néglige la taille du système devant la longueur d'onde. Dans l'ARQS électrique : les charges dominent les courants
- **Normal de retrouver le champ électrostatique en champ proche?** Oui on se place dans l'ARQS
- **C'est quoi les histoire de θ_{max} et ϕ_{max}** On prend θ et ϕ tel que Π est maximal pour calculer la fonction de rayonnement.
- **Tu as pris une antenne de 2m, c'est quoi la longueur d'une antenne de voiture OSEF,** la voiture elle fait que recevoir
- **Tu connais les cibis?** Non
- **Pourquoi $f(z)$ est comme ce que tu as pris** Ca se trouve par le calcul
- **C'est quoi les antennes téléphonique (genre 4G). Pourquoi elles tournent** C'est de l'arrosage

Commentaires

- Globalement tu t'en es très bien sorti c'est mieux de pas avoir parlé des la modulation démodulation, y avait des imprecisions en réponses
- Tableau bien tenu, très bien d'avoir laissé le dessin. Peut être le laisser en dessin
- Donner un objectif pour chaque partie.
- Ca manquait ptet un peu d'illustration, d'histoire
- Ptet parler de guide d'onde pour aiguiller les questions?
- AM c'est bien tu peux faire rebondir et envoyer loin (radio Londres), par contre, tu est limité par des soucis d'amplitude. FM, tu module la fréquence, tu t'en fiche de l'amplitude
- En pratique l'AM se démodule juste par détection de crête
- Interêt de la FM : Meilleure qualité sonore, mais moins bonne portée