

BOBINAGES ET CONDENSATEURS EN COURANT ALTERNATIF

(Suite voir N° 1548, N° 1553 et N° 1557)

UN CONDENSATEUR CHARGÉ ET UN BOBINAGE

Puisque le moment est venu de parler d'oscillation, nous allons supposer que nous prenons un condensateur, de capacité C , initialement chargé à la tension E_M . A l'instant pris comme origine du temps ($t = 0$); nous branchons ce condensateur aux bornes d'un bobinage, de coefficient de self-induction L , dont nous supposons

tout d'abord la résistance ohmique (en courant continu) négligeable.

Le tout est donc disposé comme l'indique la figure 10 juste avant que l'on ferme l'interrupteur K .

Après la fermeture de K (fig. 11), nous voulons connaître l'évolution dans le temps de la tension v aux bornes de C et de l'intensité i qui passe dans C et L .

Représentons graphiquement ce qui va se passer (fig. 12). Nous allons avoir, dès le début du phénomène, un courant qui va provenir de

la décharge de C , or nous savons déjà que ce courant peut s'exprimer par la formule :

$$i = - C \frac{dv}{dt}$$

formule dans laquelle le terme

$$\frac{dv}{dt}$$

« dérivée » de la tension v aux bornes du condensateur par rapport au temps t , exprime simplement la vitesse instantanée de variation de v par rapport au temps (en volts par seconde).

Mais cette intensité i ne peut absolument pas augmenter à toute allure car le bobinage s'y oppose, du fait de son « inertie ».

En effet, la vitesse de variation de l'intensité i en fonction du temps t (qui s'exprimera sous la forme de la « dérivée de i par rapport à t » et qui se notera di/dt).

est donnée, en fonction de la tension v aux bornes du bobinage par la formule :

$$v = L \frac{di}{dt}$$

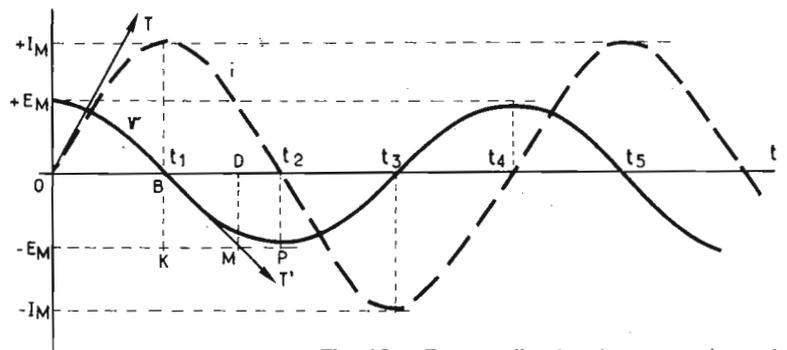
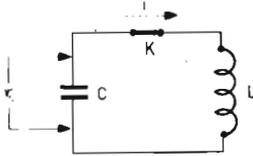
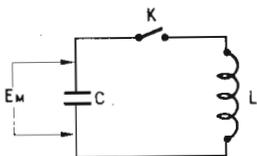


Fig. 10. - Juste avant la fermeture de K , le condensateur C , chargé à la tension E_M , contient une certaine énergie.

Fig. 11. - Juste après la fermeture de K , il y a échange d'énergie entre C et L sous forme d'une oscillation.

Fig. 12. - Formes d'ondes de courant (en pointillé) et de tension (en trait plein) dans le circuit de la figure 11 après la fermeture de l'interrupteur (nous supposons le bobinage parfait, il n'y a aucune perte).

(le signe résulte de la convention utilisée pour les sens des tensions et courants).

Ce n'est pas par hasard que nous avons pris la même notation v pour désigner la tension aux bornes du bobinage et la tension aux bornes du condensateur : dès que l'interrupteur K est fermé, ces tensions sont évidemment les mêmes.

Dès la fermeture de K , le courant dans L , nul au début, va croître progressivement.

Au début, comme ce courant est très faible, le condensateur C se décharge à peine : la courbe représentant la variation de v en fonction du temps part donc avec une tangente parallèle à l'axe des temps.

Il y a donc une tension quasi-constante, au début, aux bornes de L : il en résulte, comme nous avons déjà eu l'occasion de le voir, une croissance quasi-linéaire du courant dans L .

Si nous traçons la tangente OT à la courbe donnant la variation de i en fonction du temps, à l'origine O de cette courbe, elle doit donc avoir une pente :

$$\frac{di}{dt} = \frac{e_M}{L}$$

puisque la tension initiale aux bornes de L est e_M .

La tension aux bornes de C , pratiquement constante et égale à e_M au début, va se mettre à diminuer, puisque le condensateur se trouve déchargé par un courant croissant. Elle va même diminuer de plus en plus vite, ce qui signifie que la courbe de variation de tension « plonge » vers la droite, avec une pente croissante en valeur absolue, autrement dit que la concavité de la courbe en trait plein (variation de la tension aux bornes de C) est tournée vers le bas.

Puisque la tension aux bornes du bobinage diminue, la vitesse d'accroissement du courant dans le bobinage en fait autant. Le courant ne cesse de croître, bien sûr, mais il croît de moins en moins

vite : la concavité de la courbe en pointillé (variation du courant dans L en fonction du temps) est, elle aussi, tournée vers le bas, puisque la pente de cette courbe ne cesse de diminuer, cette pente

$$\frac{di}{dt}$$

étant, à chaque instant, proportionnelle à la tension v (décroissante) aux bornes de C .

En particulier, lorsque le condensateur sera complètement déchargé, la tension v étant arrivée à zéro, la pente de la courbe en pointillé sera nulle : nous aurons une tangente horizontale à cette courbe : elle est arrivée à son point le plus haut.

Comme toute l'énergie

$$\frac{1}{2} C (e_M)^2$$

du condensateur est passée dans le bobinage et que l'énergie contenue dans un bobinage où il circule une intensité i est

$$\frac{1}{2} L i^2$$

on peut en conclure que le courant maximal I_M dans le bobinage, atteint au temps t_1 où la tension v s'est annulée, est tel que :

$$\frac{1}{2} L (I_M)^2 = \frac{1}{2} C (e_M)^2$$

soit :

$$\left(\frac{I_M}{e_M}\right)^2 = \frac{C}{L}$$

ou :

$$I_M = e_M \sqrt{\frac{C}{L}}$$

EST-CE FINI ?

Le condensateur étant complètement déchargé, on pourrait penser que les choses vont en rester là. Ce serait compter sans le bobinage, qui contient de l'énergie et va

immédiatement commencer à la restituer au condensateur.

Ce dernier est déchargé, et le courant continue à passer dans le même sens : le condensateur va donc se recharger en sens inverse : la tension à ses bornes va devenir négative.

Arrêtons-nous un instant sur ce qui se passe juste au temps t_1 , quand la tension aux bornes de C est nulle et que le courant est maximal et égal à I_M .

Ce courant est égal à :

$$-C \frac{dv}{dt}$$

On en déduit que, si l'on trace la tangente BT' à la courbe en trait plein au point B , on lui trouve une pente :

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dt} &= \frac{-I_M}{C} = \frac{-e_M}{C} \sqrt{\frac{C}{L}} \\ &= -e_M \sqrt{\frac{C}{LC^2}} = -e_M \sqrt{\frac{1}{LC}} \end{aligned}$$

soit :

$$\frac{dv}{dt} = \frac{-e_M}{\sqrt{LC}}$$

La courbe en trait plein est presque droite autour du point B : comme le courant i est voisin de son maximum, il varie peu, donc la pente de la courbe varie peu également, et la courbe est proche d'une droite.

Au fur et à mesure que le condensateur se charge en sens inverse, l'énergie contenue dans le bobinage diminue, tandis que celle qui contient C augmente.

L'intensité ne peut que diminuer, ce qui fait que la pente de courbe en trait plein devient de plus en plus faible en valeur absolue. Comme cette pente est négative, on en conclut que la concavité de la courbe en trait plein est maintenant tournée vers le haut. Le courant de charge diminuant, C se charge de moins en moins vite.

Finalement, au temps t_2 , le bobinage a restitué la totalité de l'énergie qu'il avait stockée, le condensateur a donc

tout récupéré : il est chargé à une tension égale à e_M , mais dans le sens opposé à la charge initiale.

C'est là que nous supposons une résistance ohmique nulle dans le bobinage : sinon, il y aurait eu de l'énergie perdue en chaleur dans cette résistance et l'énergie renvoyée au condensateur serait plus faible que celle que ce dernier avait fournie initialement.

A partir de l'instant t_2 , nous allons retrouver les mêmes phénomènes qu'initialement, mais inversés. Le courant va devenir négatif (il passera dans le sens opposé à celui de la flèche de la figure 11).

Le condensateur aura donc à ses bornes une tension qui remonte de $-e_M$ vers zéro, la concavité de la courbe étant toujours tournée vers le haut. L'intensité, négative, tend vers un maximum en valeur absolue, qui sera également I_M (mais négatif). Cette valeur extrême $-I_M$ sera atteinte au moment où la tension aux bornes de C s'annule. Nous serons alors au temps t_3 .

A partir de cet instant, le courant qui recharge le condensateur va amener la tension aux bornes de ce dernier à une valeur croissante, tendant vers le maximum e_M , atteint au temps t_4 , à l'instant précis où le courant s'est annulé.

A l'instant t_4 , tout est exactement comme au temps zéro, et tout va recommencer identiquement.

ANALOGIE MÉCANIQUE

Ce système dans lequel il y a perpétuellement échange d'énergie entre une forme « dynamique » (l'intensité dans un bobinage) et « statique » (la charge d'un condensateur) est l'équivalent exact du fonctionnement du pendule de la figure 13, constitué par une masse pesante, accro-

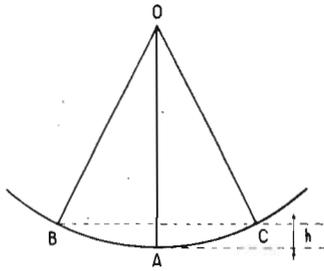


Fig. 13. - Le fonctionnement du circuit oscillant est analogue à celui d'un pendule où il y a constamment échange d'énergie entre la forme cinétique (due au mouvement de la masse M) et la forme potentielle (due à l'élévation de la dite masse d'une hauteur h).

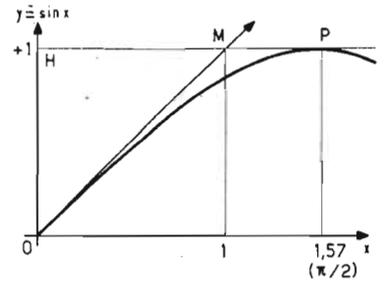


Fig. 14. - Construction de la tangente à l'origine d'une sinusoïde, pour montrer qu'on trouve la période de la sinusoïde en multipliant l'abscisse de M par 2π .

chée au bout d'un fil qui a un point fixe O.

Si l'on écarte la masse de sa position d'équilibre A normale (juste à la verticale du point O) et que l'on abandonne cette masse, sans vitesse, au point B par exemple, l'énergie potentielle que l'on aura accumulée dans cette masse, en la faisant remonter de la hauteur h, va passer progressivement en énergie cinétique : la masse va accélérer et se diriger vers le point A, avec une vitesse croissante (mais l'accroissement de la vitesse sera de plus en plus lent au fur et à mesure que l'on se rapproche de A).

La vitesse de cette masse sera maximale quand elle passera au point A. Son élan lui fera continuer son mouvement en direction du point C, avec une vitesse décroissante, l'énergie cinétique de la masse se transformant progressivement en énergie potentielle, au fur et à mesure que la masse s'élève.

La masse atteindra C avec une vitesse nulle, repartira en sens inverse, passera au point A avec une vitesse maximale, mais en sens opposé de la vitesse qu'elle avait lors de son premier passage en A, tendra vers le point B qu'elle atteindra avec une vitesse nulle... etc.

EST-CE UN MOUVEMENT SINUSOIDAL ?

Dans le cas du pendule, on peut le démontrer, on n'aura un mouvement du type sinu-

soïdal que si l'amplitude est très petite, pour que l'on puisse confondre l'angle de déviation du fil par rapport à la verticale avec son sinus.

Dans le cas du circuit L-C de la figure 11, on voit, en examinant les courbes de la figure 12 que la variation de tension et la variation d'intensité ont toutes les deux une allure qui ressemble bien à des sinusoïdes.

Comme la démonstration du fait qu'il s'agit réellement de sinusoïdes nécessiterait une équation différentielle (pas trop compliquée d'ailleurs), nous sauterons allègrement à la conclusion du calcul en affirmant que ces variations sont effectivement sinusoïdales l'une et l'autre. Il y a même mieux : contrairement au cas du pendule, la loi de variation de l'intensité dans le circuit reste parfaitement sinusoïdale même si la tension e_M au début est élevée : on a le droit d'écarter beaucoup le système de sa position d'équilibre au début.

Il nous reste quelque chose de fort important : trouver la fréquence de cette variation sinusoïdale.

Nous utiliserons pour cela une loi assez simple : la pente de la tangente à une sinusoïde.

Sur la figure 14, nous avons tracé un quart de période d'une loi sinusoïdale, amplitude unité, représentant tout simplement la fonction :

$$y = \sin x$$

En abscisse, l'angle est donné en radians ; c'est la seule unité que l'on utilise

pour les calculs théoriques. Rappelons que le radian vaut environ 57,296 degrés (ou 57° 17' 45") : c'est l'angle qui, sur un cercle ayant son centre au sommet de l'angle, intercepte sur le cercle un arc ayant une longueur égale au rayon du cercle. Comme la circonférence entière vaut 6,28 fois (2π fois) le rayon, il y a 6,28 radians dans 360°, d'où la valeur donnée plus haut.

Il faut que x prenne la valeur :

1,571 radians (soit $\pi/2$ radians) qui correspond à un angle droit, pour que le sinus vaille l'unité.

Comme nous avons utilisé le radian comme unité d'angle, pour les petites valeurs de x, la ressemblance entre $\sin x$ et x (en radians) est remarquable : que l'on en juge sur le tableau ci-dessous où, en fonction de x en radians, on donne l'erreur relative :

$$d = \frac{x - \sin x}{x}$$

x	d
0,05	0,04 %
0,1	0,17 %
0,15	0,37 %
0,2	0,66 %
0,25	1,04 %

On voit donc bien que, pour les points de la sinusoïde près de l'origine O, la sinusoïde se confond pratiquement avec une droite de pente 1 (bissectrice des axes).

C'est cette bissectrice qui est donc la tangente à l'origine à la sinusoïde.

Cette tangente OT va donc couper la parallèle à l'axe Ox d'ordonnée 1 en un point M dont l'abscisse est égale à l'unité.

Le point P, sommet de la sinusoïde, a une abscisse de $\pi/2 = 1,571$.

On en conclut que la période complète de la sinusoïde, vaut :

$$2\pi \times \text{abscisse du point M.}$$

LA PÉRIODE DE L'OSCILLATION

Reprenons la figure 12, dans laquelle nous admettons que les courbes sont des sinusoïdes. Pour la courbe en trait plein (tension aux bornes de C), nous prendrons l'origine en B pour appliquer ce que nous avons trouvé sur la figure 14.

Le sommet bas de la sinusoïde a pour ordonnée $-e_M$.

La pente de la tangente en B à la sinusoïde est, on l'a vu :

$$\frac{-e_M}{\sqrt{LC}}$$

Elle est aussi égale à DM/BD ; or, DM, compté algébriquement, est l'ordonnée de M, soit $-e_M$.

On arrive donc à la valeur de BD (abscisse de M avec l'origine en B) en égalant les valeurs de pente :

$$\frac{DM}{BD} = \frac{-e_M}{BD} = \frac{-e_M}{\sqrt{LC}}$$

d'où l'on tire :

$$BD = \sqrt{LC}$$

D'après le résultat trouvé sur la figure 14, nous avons la période de la sinusoïde en multipliant l'abscisse de D par 2π ; la période T est donc :

$$T = 2\pi \sqrt{LC}$$

Nous venons de démontrer la « formule de Thomson », fondamentale dans ce domaine, sans utiliser la moindre équation différentielle.

QUELQUES ORDRES DE GRANDEUR

Nous allons prendre quelques exemples pratiques de valeurs de L et de C pour voir à quelle période (donc à quelle fréquence) cela nous conduit :

1) Nous supposons un bobinage de 10 H et un condensateur de $22 \mu\text{F}$, soit : $L = 10$, $C = 2,2 \cdot 10^{-5}$, on trouve :

$$T = 2\pi \sqrt{LC} = 9,32 \cdot 10^{-2} \text{ d'où : } F = 1/T = 10,73 \text{ Hz, soit une très basse fréquence.}$$

2) Supposons maintenant un bobinage de 5 mH et un condensateur de $0,1 \mu\text{F}$, soit : $L = 5 \cdot 10^{-3}$, $C = 10^{-7}$, on trouve :

$$T = 2\pi \sqrt{LC} = 1,40 \cdot 10^{-4} \text{ (140 } \mu\text{s), d'où : } F = 1/T = 7,12 \text{ kHz.}$$

3) Nous supposons maintenant un bobinage de $3 \mu\text{H}$ et un condensateur de 470 pF, soit $L = 3 \cdot 10^{-6}$, $C = 4,7 \cdot 10^{-10}$, on trouve :

$$T = 2\pi \sqrt{LC} = 2,36 \cdot 10^{-7} \text{ (0,236 } \mu\text{s), d'où : } F = 1/T = 4,24 \text{ MHz.}$$

4) Pour terminer, prenons un bobinage de $0,2 \mu\text{H}$ et un condensateur de 15 pF, soit $L = 2 \cdot 10^{-7}$ et $C = 1,5 \cdot 10^{-11}$; on trouve :

$$T = 2\pi \sqrt{LC} = 1,088 \cdot 10^{-8} \text{ (10,88 ns), d'où : } F = 1/T = 91,9 \text{ MHz.}$$

On voit que l'on peut réaliser une gamme de fréquences considérable, allant de quelques hertz à une centaine de mégahertz.

Signalons une manière sim-

ple de trouver approximativement la valeur de L et C correspondant à une fréquence donnée.

On convertit la fréquence en longueur d'onde (exprimée en mètres) et l'on prend une valeur de C (en picofarads) et de L (en microhenrys) égales, l'une et l'autre, à la moitié de la longueur d'ondes en mètres.

Par exemple, on désire une fréquence de 2 MHz, soit une longueur d'onde de $3 \cdot 10^8 / 2 \cdot 10^6 = 150 \text{ m}$ (la vitesse des ondes est de $3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$).

On prend la moitié de cette longueur d'onde, soit $150/2 = 75$. Nous prendrons $C = 75 \text{ pF}$ et $L = 75 \mu\text{H}$ (en réalité, cela donne 2,12 MHz).

Il est, bien sûr, possible de diviser la capacité par un nombre et de multiplier la self-induction par le même nombre. Au lieu de 75 pF et $75 \mu\text{H}$, on peut prendre $75/3 = 25 \text{ pF}$ et $75 \times 3 = 225 \mu\text{H}$.

Cette formule est approximative, mais le calcul est si simple que cela vaut la peine de le signaler : on le fait facilement de tête.

L'AMORTISSEMENT

Evidemment, il est un peu utopique de dire que, si l'on branche un condensateur chargé sur un bobinage, on

aura une oscillation de période $2\pi \sqrt{LC}$ qui va continuer indéfiniment.

En réalité, il y a toujours une certaine résistance R qui se trouve en série avec le bobinage L. Il y aura donc une petite énergie perdue sous forme de chaleur à chaque période, donc une diminution progressive de l'amplitude.

La forme réelle de l'oscillation, par exemple de la variation de tension en fonction du temps sera celle qu'illustre la courbe de la figure 15.

On trouve donc une fonction analogue à une sinusoïde, mais multipliée par une fonction lentement décroissante du temps. La période n'est plus exactement $2\pi \sqrt{LC}$, elle est un peu plus grande que cette valeur.

La fonction qui intervient pour multiplier l'amplitude est une fonction dite « exponentielle ». Il en résulte que chaque amplitude maximale est le produit de la précédente par une constante, que l'on appelle le « décrétement logarithmique ».

Après un certain nombre d'oscillations, l'amplitude devient si faible que l'on peut considérer le phénomène oscillant comme terminé.

Il convient toutefois de préciser que l'on peut parfaitement réaliser un amortissement très faible : la diminution d'amplitude d'une période à l'autre peut très bien

être inférieure à 1%. On se rapproche alors beaucoup des formes d'ondes de la figure 12.

UTILISATION DE LA RÉSONANCE

Nous venons donc d'établir qu'un condensateur chargé branché sur un bobinage engendre une oscillation qui peut être à peine amortie. Sans aucun apport d'énergie extérieure, juste en utilisant celle qui était au départ dans le condensateur, le circuit va être le siège d'un phénomène oscillant important : une intensité alternative élevée va circuler dans ce circuit presque « toute seule », consommant lentement la faible énergie initialement apportée par le condensateur.

On conçoit donc très bien qu'en ouvrant ce circuit et en appliquant aux bornes de cette « ouverture » une tension alternative e (fig. 16) on puisse faire passer une intensité alternative considérable, si la fréquence de la tension e est justement celle à laquelle le circuit aurait oscillé par lui-même.

Cette fréquence est, on l'a vu :

$$F = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}}$$

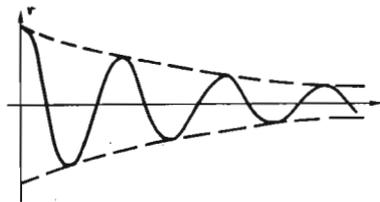


Fig. 15. - Si le circuit oscillant comporte un terme résistif, il y a « amortissement » des oscillations, dont l'amplitude décroît suivant une loi exponentielle (chaque élancement maximale est égale au produit de la précédente par un facteur constant).

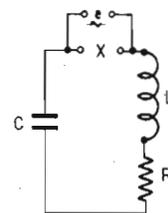


Fig. 16. - Dans le circuit oscillant de la figure 11, nous avons coupé le fil pour injecter aux bornes de la coupure une tension alternative e.

Elle correspond donc à une pulsation $\omega = 2\pi F$, soit :

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

Or, à la pulsation ω , l'impédance Z_L du bobinage est, en module :

$$Z_L = \omega L = \frac{L}{\sqrt{LC}} = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

et, à cette même pulsation ω , le module de l'impédance de C est :

$$Z_C = \frac{1}{C\omega} = \frac{\sqrt{LC}}{C} = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

Nous retrouvons bien le résultat précédent, à savoir que la résonance correspond à la fréquence pour laquelle les impédances de L et de C ont la même valeur arithmétique (mais elles sont, en réalité, opposées, ce qui fait qu'elles

se « neutralisent » l'une l'autre dans le circuit).

Donc, avec une tension e de bonne fréquence, mais de petite amplitude, puisque plus rien ne va gêner le passage du courant, nous aurons un courant alternatif de grande amplitude. Il en résultera une forte valeur de tension aux bornes de L, une forte tension aux bornes de C, ces tensions, en opposition de phase se retranchant l'une de l'autre, pour donner la petite tension e, qui serait presque nulle si la résistance parasite du bobinage était presque éliminée.

On trouve donc une tension de valeur efficace $e_M/\sqrt{2}$ aux bornes de C, par exemple (ou de L), alors que l'on applique seulement une tension efficace e comme l'indique la figure 16.

Il y a une « surtension » importante due à la résonance. On définit le coeffi-

cient de surtension (ou coefficient de qualité) que l'on désigne par Q comme le rapport de la tension aux bornes de L et de la tension alternative appliquée au circuit.

On peut démontrer que ce rapport est :

$$Q = \frac{\omega L}{R}$$

ω étant la pulsation qui correspond à la résonance, soit

$$\frac{1}{\sqrt{LC}}$$

on peut donc transformer cette expression pour arriver à :

$$Q = \frac{\sqrt{L/C}}{R}$$

soit le quotient de la valeur de l'impédance commune de L et de C à la résonance par la résistance R.

Notons bien que l'on doit tenir compte ici uniquement

de la « résistance parasite » du bobinage L. Sur la figure 16, on l'a représentée comme s'il s'agissait d'un résistor introduit en série avec le bobinage, en fait il s'agit d'une résistance répartie dans le bobinage.

Pour être plus précis, on doit même tenir compte de certaines autres causes d'amortissement (par exemple les pertes dans le noyau magnétique, si le bobinage en a un). On peut toujours les considérer comme venant d'une résistance parasite, qui serait celle d'un résistor en série avec L.

J.-P. OEHMICHEN
Ingénieur E.P.C.I.

(à suivre)

BIBLIOGRAPHIES

CONSTRUISEZ VOS RÉCEPTEURS TOUTES GAMMES

Par B. FIGHIERA

APPRENEZ la Radio, a permis de porter à la connaissance du public les principes fondamentaux de l'électronique appliquée à la réception des ondes électromagnétiques, en suivant une méthode d'initiation chère à l'auteur qui consiste à ponctuer les notions théoriques énoncées par des montages pratiques simples.

Le succès remporté par ce titre a conduit l'auteur à présenter un ouvrage essentiellement pratique et réservé à la construction des radio-récepteurs.

Chacun sait que la réalisation de tels montages constitue le cheval de bataille de l'amateur débutant. Dans ces conditions l'auteur a recher-

ché un maximum de détails pratiques qu'il a traduit à l'aide de très nombreux croquis et photographies.

A) PRATIQUE

Les circuits imprimés et leur réalisation - La méthode traditionnelle - Une autre méthode par produit de transfert - L'opération de soudure - Comment réussir les montages.

B) INITIATION

Tous les composants en photographie.

C) LES MONTAGES

Amplificateur pour écoute au casque - Amplificateur pour écoute sur haut-parleur - Préamplificateurs d'antenne - Récepteur à amplification directe (1 transistor) - Un tuner grandes ondes - Un récepteur reflex à deux transistors - Récepteur PO/GO/OC à deux transistors - Récepteur à accord électronique - Récepteur OC à un

transistor - Récepteur PO/GO et bande « chalyt » - Un adaptateur convertisseur ondes courtes - Récepteur antique, une lampe - Récepteur OC très sensible - Convertisseur pour la réception du trafic aviation - Récepteur VHF à transistor FET - Récepteur VHF + préampli + amplificateur.

D) ACHATS

Liste d'adresses de vente des pièces détachées.

INITIATION A LA RADIOCOMMANDE DES MODÈLES RÉDUITS.

Par C. PERICONE
Ingénieur Arts et Métiers
3^e Edition

L'AUTEUR s'adresse aux débutants désirant réaliser la radiocommande des petits modèles de bateaux, avions, automobiles. Ce livre leur apprendra à

réaliser tous les dispositifs électroniques de radiocommande. Ils trouveront également tous les renseignements concernant le matériel commercial nécessaire ainsi que des notions suffisantes sur les procédés de commande à distance.

Extrait du sommaire

Généralités sur la radiocommande. Principe de l'émission-réception. L'électronique des montages de radiocommande. Le matériel et les composants. Comment débiter en radiocommande. Les appareils de mesure et de contrôle. Réalisations pratiques d'émetteurs et de récepteurs. Les formalités administratives.

Un volume broché, format 15 x 21, 80 pages, couverture quadrichromie, pelliculée. Nombreux schémas. Prix : 18 F.

En vente à : Librairie Parisienne de la Radio, 43, rue de Dunkerque, 75010 Paris.