

composants



Les diodes sont des composants d'emploi quasi-universel et il ne se trouve pas beaucoup de montages qui n'en utilisent. Si l'on conçoit très bien que la diode puisse servir à redresser le courant alternatif, on est parfois étonné de la présence de ces composants à d'autres endroits, comme par exemple dans les amplificateurs.

Diodes et diodes zener

Dans cet article, nous expliquerons le fonctionnement d'une jonction, puis nous passerons en revue les divers circuits de redressement. Dans notre prochain numéro, nous envisagerons d'autres applications (commutation, détection, écrêteur, amplificateur logarithmique, etc.).

THEORIE

Les semi-conducteurs

a) Notion de bande :

Les électrons d'un atome isolé se répartissent selon différentes couches et différentes sous-couches, chacune d'entre elles correspondant à un niveau d'énergie bien déterminé. En approchant de l'atome précédemment isolé un deuxième atome de ce même corps, on constate que la répartition des niveaux d'énergie se modifie de manière à ce que les électrons occupant des mêmes niveaux d'énergie, soient maintenant placés sur des niveaux très voisins mais distincts. On dit qu'il y a dédoublement des niveaux d'énergie. Ce phénomène se poursuit à chaque approche d'un autre atome et si l'on envisage un cristal de dimensions infinies, on trouve une infinité de niveaux d'énergie distincts.

✧ En simplifiant la théorie, on peut admettre que ces niveaux d'énergie se répartissent en trois zones appelées bandes; la bande de valence correspond aux faibles énergies; la bande de conduction contient des électrons pouvant se déplacer facilement, et de forte énergie; enfin, les deux bandes sont séparées par la zone interdite, c'est-à-dire par une bande dans laquelle il n'y a aucun électron. (fig. 1).

Un matériau conducteur se particularise par une bande de conduction partiellement occupée. Par contre, un isolant place tous ses électrons dans la

bande de valence et la bande interdite est large. Il s'ensuit que la probabilité pour qu'un électron passe de la bande de valence à la bande de conduction reste très faible car cela nécessiterait une énergie importante. Enfin, un semi-conducteur a une bande de conduction vide, mais par contre, la bande interdite est étroite et un électron peut facilement passer de la bande de valence à la bande de conduction.

b) Agitation thermique

Lorsque la température augmente, la probabilité de libération d'un électron croit également, et pour une température suffisamment grande (supérieure à 1 000 °K), le nombre d'électrons libres est tel que le cristal de semi-conducteur perd ses propriétés pour devenir métal. A un électron libre, il convient d'associer une place correspondante dans l'ion alors formé, appelé lacune ou trou. On considère qu'un trou correspond à une charge fictive positive et qu'un trou peut se déplacer (fig. 2).

c) Les semi-conducteurs dopés

Après avoir réalisé un cristal très pur semi-conducteur (ce qui nécessite l'emploi d'atomes à 4 électrons sur leur dernière couche, de manière à toujours avoir quatre liaisons covalentes), on le dope en lui ajoutant un très petit nombre d'impuretés, celles-ci étant constituées d'atomes situés soit dans

type P. Les électrons sont minoritaires, les trous majoritaires (fig. 4).

Dans un cristal extrinsèque, il faut insister sur le fait que les éléments minoritaires sont en très petit nombre devant les éléments majoritaires.

La jonction P - N

On obtient une jonction par la mise en contact de deux semi-conducteurs dopés, de types différents (P et N). Pour comprendre l'effet redresseur créé par une jonction PN, commençons par l'étude de la jonction seule, non raccordée à un générateur.

a) Jonction seule

En examinant la figure 5, on pourrait penser que les électrons majoritaires de la zone dopée N vont aller à la rencontre des trous majoritaires de la zone dopée P, et que l'ensemble tendra ainsi vers l'équilibre d'un cristal intrinsèque. En réalité, ce phénomène se produit effectivement aux abords de la jonction mais il s'arrête rapidement ; en effet, la zone P et la zone N, prises séparément, sont globalement neutres ; si donc un électron venant de la zone N diffuse dans la zone P, il laisse derrière lui une charge d'espace positive. De même, un trou quittant la zone P, diffusant dans la zone N, laissera derrière lui une charge d'espace négative. En conséquence, la recombinaison trou-électron s'effectuant au niveau de la jonction, devient de plus en plus difficile au fur et à mesure que l'opération avance. En effet, les trous de la zone P ne pourront plus se diriger vers la zone N car ils sont repoussés par la charge d'espace négative de la zone N. Il en est de même pour les électrons de la zone N vis-à-vis de la zone P et il se crée donc, au niveau de la jonction, une barrière de potentiel, tandis que la recombinaison naturelle des majoritaires s'arrête. On dit qu'il y a équilibre.

Cependant, bien que la jonction ne soit soumise à aucune polarisation, elle est traversée par deux courants de trous et par deux courants d'électrons.

I_{1t} est créé par les trous libres de la zone P arrivant à traverser la jonction malgré la barrière de potentiel, et ce, parce qu'ils ont une énergie légèrement supérieure à la normale.

I_{2t} est créé par des trous apparaissant spontanément en zone N, (en raison de l'agitation thermique), aux abords immédiats de la jonction ; ils sont attirés par la barrière de potentiel.

De même, on parle de I_{1e} , courant créé par les électrons libres de la zone N arrivant à traverser la jonction malgré la barrière de potentiel, et de I_{2e} ,

courant créé par des électrons devenant libres en zone P, aux abords immédiats de la jonction.

Lorsque la jonction n'est pas polarisée par une source extérieure, ces courants s'équilibrent, et la jonction reste bien sûr globalement neutre (fig. 6).

b) Jonction polarisée en inverse

Connectons une source de courant continu à la jonction, de manière à relier le pôle + du générateur à la zone N de la jonction (fig. 7).

Un champ électrique interne, créé par le générateur, vient favoriser le passage des trous de la zone N à la zone P, et celui des électrons de la zone P à la zone N : I_{2t} et I_{2e} augmentent tandis que I_{1t} et I_{1e} restent constants.

L'application d'un champ électrique orienté de N vers P favorise donc les phénomènes minoritaires, en gênant davantage la recombinaison naturelle électron-trou. Cela revient à dire que la barrière de potentiel s'est élargie.

Un faible courant circule dans le circuit ; il correspond à la somme de I_{2t} et de I_{2e} diminuée de I_{1t} et de I_{1e} . La somme de I_{2t} et de I_{2e} s'appelle I_s (courant de saturation) car il ne dépend que très peu de la tension appliquée à la jonction.

Si l'on veut quantifier cela, on obtient :

$$I_s = q \cdot a \cdot e^{-\epsilon/KT} \cdot \left(\frac{D_p}{N L_p} + \frac{D_n}{P L_n} \right) \cdot A$$

où q est la charge de l'électron ; a , une constante ; K , la constante de Boltzmann ; T , la température absolue en °K ; ϵ , l'énergie nécessaire pour capturer un électron (1,1 eV pour le silicium, 0,72 eV pour le germanium) ; D_p , le coefficient de diffusion dans la zone P (6,5 cm²/s pour le silicium, 43 pour le germanium) ; D_n , le coefficient de diffusion dans la zone N (30 cm²/s pour le silicium, 93 pour le germanium) ; L_p la longueur de diffusion dans la zone P (distance moyenne parcourue par les porteurs minoritaires avant recombinaison) ; L_n la longueur de diffusion dans la zone N ; N , la concentration d'impuretés dans la zone N ; P , la concentration d'impuretés dans la zone P ; et A , la surface de la jonction.

D'autre part, en appelant V_0 la hauteur de la barrière de potentiel et I_0 , l'intensité du courant qui passerait dans la jonction s'il n'y avait pas de barrière de potentiel, on obtient :

$$(1) \quad I_{1t} + I_{1e} = I_0 \cdot e^{-qV_0/KT}$$

$$(2) \quad I_{2t} + I_{2e} = I_s = I_0 \cdot e^{-qV_0/KT}$$

(1) et (2) sont égaux puisque la jonction est neutre lorsqu'elle est isolée. En polarisant en inverse, la barrière de

potentiel augmente de v et le courant I_{inv} passant dans le circuit extérieur s'écrit :

$$I_{inv} = I_s - (I_{1t} + I_{1e}) \\ = I_0 \cdot e^{-\frac{qV_0}{KT}} - I_0 \cdot e^{-\frac{q(V_0 + v)}{KT}}$$

$$I_{inv} = I_0 \cdot e^{-\frac{qV_0}{KT}} \left(1 - e^{-\frac{qv}{KT}} \right)$$

$$I_{inv} = I_s \left[1 - e^{-\frac{qv}{KT}} \right]$$

Ce courant est très faible (quelques microampères) et l'on démontre qu'il double quand la température augmente de 6° (dans le cas du silicium).

c) Jonction polarisée en direct

En reliant le pôle + du générateur à la zone P de la jonction, on favorise cette fois, la recombinaison naturelle électron-trou (fig. 8). La barrière de potentiel diminue de v et, en conséquence, I_{1t} et I_{1e} augmentent rapidement.

Le courant circulant dans le circuit, appelé courant direct I_{dir} , s'écrit :

$$I_{dir} = (I_{1t} + I_{1e}) - I_s = I_s \left(e^{\frac{qv}{KT}} - 1 \right)$$

$$I_{dir} = I_s \left(e^{\frac{qv}{KT}} - 1 \right)$$

On constate que I_{dir} croît exponentiellement et peut atteindre très vite des valeurs importantes. En résumé, une jonction laisse passer un courant important en direct, très faible en inverse. Elle permet donc de redresser un courant comme le faisait la valve.

Caractéristiques

a) Claquage d'une jonction

Lorsqu'on polarise une jonction en inverse, un courant faible circule et son intensité est à peu près indépendante de la tension appliquée. Cependant, pour une tension inverse élevée, le champ électrique est tel que les porteurs minoritaires en transit sont tellement accélérés que lors d'un choc, ils libèrent plusieurs paires électron-trou ; le phénomène est cumulatif, on parle d'avalanche. Le courant croît alors brutalement. Une diode normale est détruite à ce moment. Par contre, une diode zener est prévue pour fonctionner dans cette zone de fort courant inverse, dans le but de stabiliser la tension à ses bornes. Nous reviendrons plus loin sur la diode zener et sur ses particularités.

La figure 9 donne l'allure de la caractéristique complète d'une diode. On constate que pour une polarisation en direct et pour une diode au silicium, la courbe ne démarre que pour une tension supérieure à environ 0,6 V. Ce phénomène de seuil s'explique par le fait que la barrière de potentiel doit

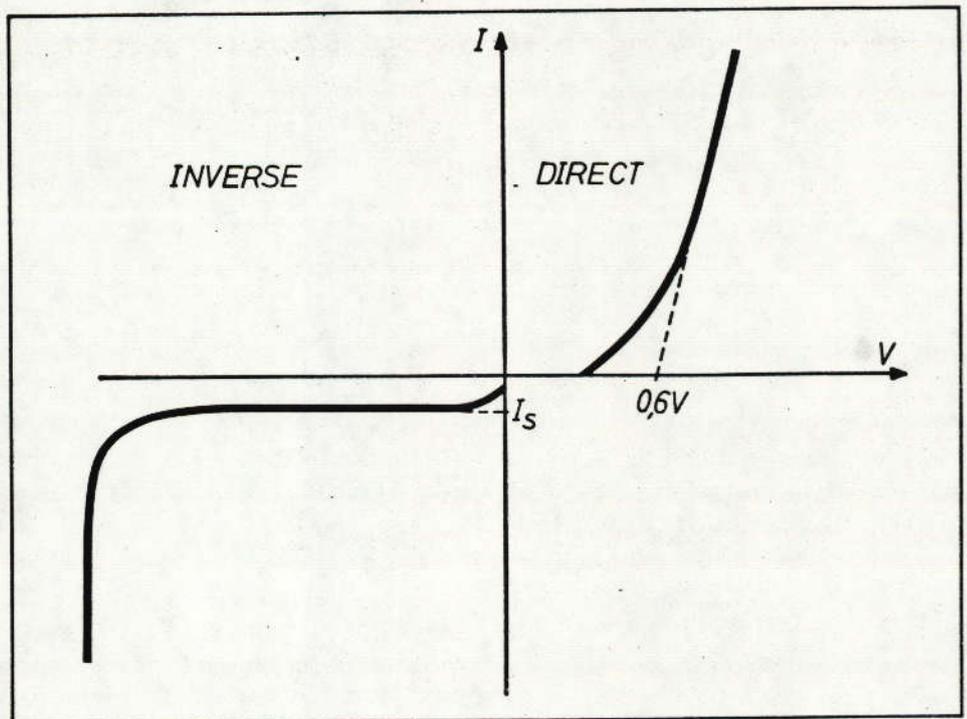


Fig. 9

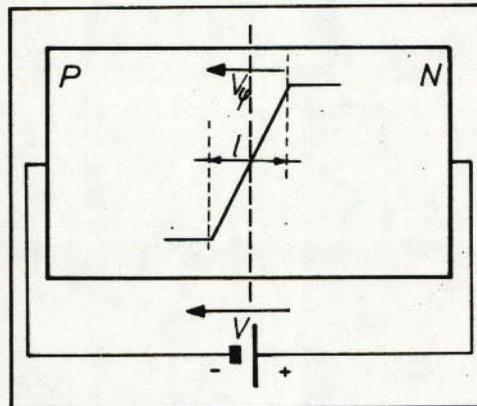


Fig. 10

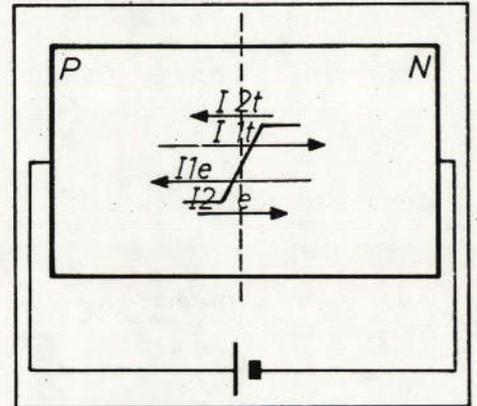


Fig. 8

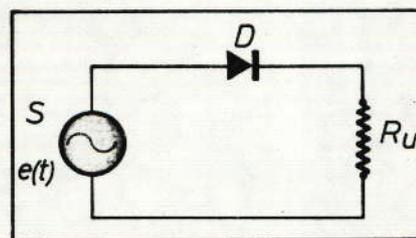


Fig. 13

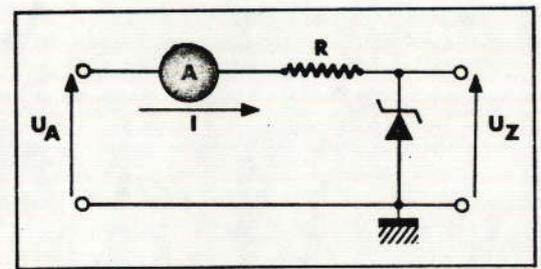


Fig. 12

être suffisamment réduite pour permettre une augmentation sensible du courant direct. De quelques microampères, ce courant direct croît très peu jusqu'au moment où la barrière de potentiel se laisse facilement passer par les majoritaires. Ce phénomène de seuil est la cause de la distorsion de raccordement dans les amplificateurs BF classe B; par contre, il est utilisé avec profit en associant une diode et un transistor pour en faire un générateur de courant constant.

b) Capacité inverse

On démontre que la capacité inverse d'une jonction s'exprime par la formule :

$$C = \frac{K \cdot K_0 \cdot A}{4 \cdot \pi \cdot l}$$

$$= A \sqrt{\frac{K \cdot K_0 \cdot q}{8 \pi \cdot (V + V_p)} \cdot \frac{N \cdot P}{N + P}}$$

avec K , constante diélectrique du matériau; K_0 , constante diélectrique du vide ($10^{-9}/9$ MKS); A , surface de la

jonction; l , longueur de la barrière de potentiel; V , tension appliquée à la jonction; V_p , tension interne aux bornes de la barrière de potentiel en absence de polarisation (fig. 10).

Cette capacité est d'autant plus faible que les matériaux utilisés sont plus purs et l'on notera que la capacité varie comme $1/\sqrt{V}$ dès que la tension inverse est supérieure à V_p . Cela permet donc d'utiliser une jonction comme capacité variable, d'où le nom de varactor ou de varicap (C a une

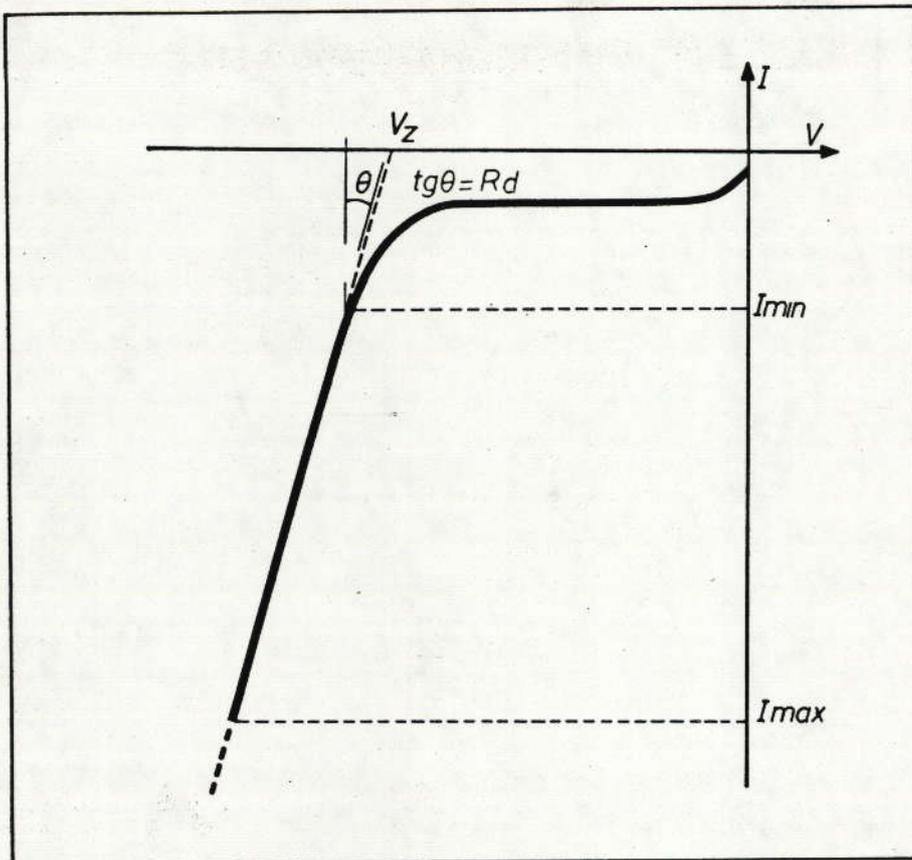


Fig. 11

valeur de quelques dizaines de picofarads).

c) Capacité directe

Dans le sens direct, la capacité ci-dessus augmente car I décroît, mais il s'y ajoute une capacité dynamique très supérieure, due au fait que la jonction est en réalité beaucoup plus impure d'un côté que de l'autre, ce qui implique une augmentation de la concentration d'un des majoritaires (trous pour la zone P, électrons pour la zone N) au niveau de la jonction. La jonction polarisée en directe se comporte donc comme un condensateur de valeur

$$C = \frac{\delta Q}{\delta V'}$$

ce qui donne :

$$C = \frac{1}{2} \cdot \frac{q \cdot l}{k \cdot t} \cdot \frac{L_n^2}{D_n}$$

avec : I , courant passant dans la diode ; L_n , longueur de diffusion des électrons dans la zone P ; D_n , coefficient de diffusion des trous.

C peut atteindre 1 nF. Ces capacités parasites gênent lorsque la diode est utilisée en commutation.

Cas particulier de la diode zener

Une diode zener se distingue d'une diode ordinaire par le fait qu'elle est prévue pour fonctionner polarisée en

inverse, dans la zone de claquage. En effet, à cet endroit de la caractéristique, on observe que la tension aux bornes de la diode ne varie que peu en fonction du courant ; et c'est justement l'effet recherché dans une stabilisation. Une diode zener a un dopage plus important qu'une diode ordinaire, ceci afin d'abaisser le seuil de claquage à la valeur désirée. Signalons qu'une zener polarisée en direct se comporte comme une diode ordinaire. Passons maintenant en revue les caractéristiques définissant une diode zener.

a) Tension de zener V_z

C'est la tension inverse située au-delà du coude, dans la zone de claquage. Si la caractéristique était verticale à cet endroit, la tension de zener serait indépendante du courant circulant dans la diode. Malheureusement, la caractéristique est légèrement oblique, ce qui explique que les constructeurs donnent souvent V_z pour un courant donné. La tolérance généralement admise sur V_z est de l'ordre de 5 à 10%.

b) Puissance P_z

On conçoit très bien que le courant inverse ne peut pas tendre vers l'infini ; il y a donc une limite imposée par la température maximale que peut supporter la jonction, et le constructeur indique toujours la puissance maximale dissipable. Remarquons que pour une même puissance, plus la tension

de zener est faible, plus le courant inverse peut être grand. Les zener utilisées habituellement dissipent 0,25 W à 5 W ; dans l'industrie, on peut aller jusqu'à une centaine de watts environ.

c) Courant minimal I_{min}

En observant la caractéristique, on constate que le coude est franchi pour une tension et un courant suffisants. Le courant minimal indique la valeur du courant devant toujours passer dans la diode zener pour assurer le fonctionnement au-delà du coude. Malheureusement, en raison de la dispersion des caractéristiques lors de la fabrication, le coude peut être plus ou moins serré ; il s'ensuit que le courant minimal reste mal défini. Généralement, on prend en considération le courant pour lequel V_z a été mesurée par le constructeur.

d) Résistance dynamique R_d

La résistance dynamique est définie comme étant le rapport $\Delta V_z / \Delta I_z$, ΔV_z représentant les variations de la tension de zener pour un ΔI_z représentant les variations du courant passant dans la diode (ΔI_z a provoqué ΔV_z). Plus la résistance dynamique est proche de zéro, meilleur sera l'effet stabilisateur, et la zone de fonctionnement inverse deviendra de plus en plus verticale.

e) Bruit

Au voisinage du coude, une diode zener génère un bruit important venant se superposer à la tension continue. Ce phénomène est utilisé dans des générateurs de bruit blanc, des synthétiseurs et des boîtes de rythmes. Heureusement, lorsqu'une polarisation convenable est établie, c'est-à-dire lorsqu'on dépasse le coude et que la diode conduit, le bruit s'effondre pour devenir insignifiant. Cependant, si l'on a besoin d'atténuer davantage ce bruit, on peut connecter en parallèle sur la diode une petite capacité de quelques dizaines de nanofarads.

f) Point de fonctionnement

Pour bénéficier pleinement des avantages d'une diode zener, on doit faire passer dans cette diode un cou-

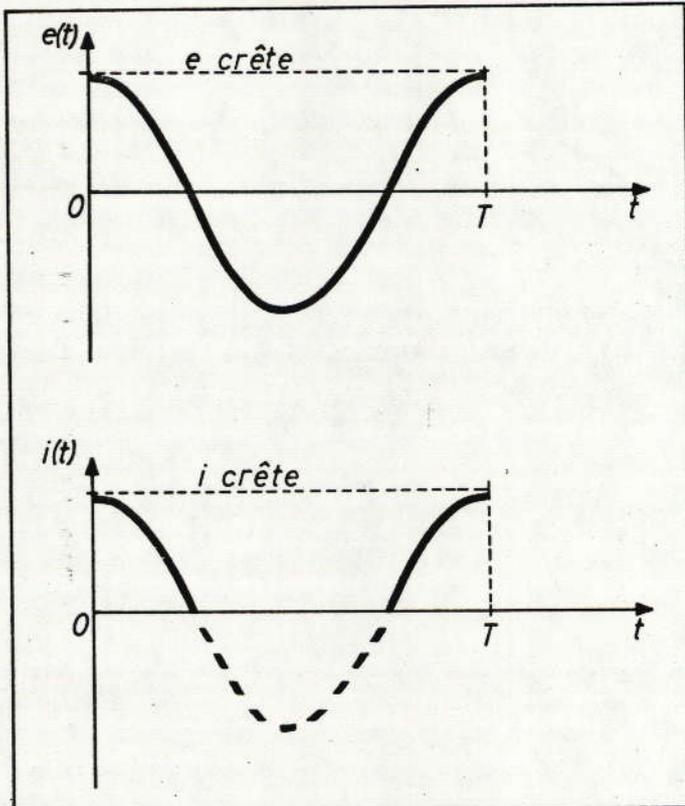


Fig. 14

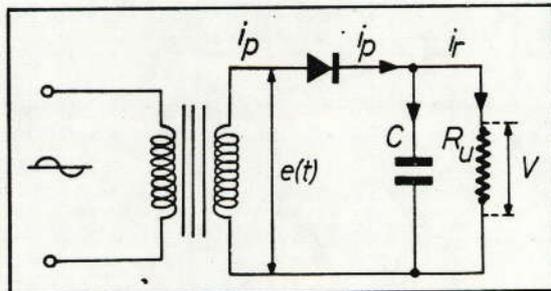


Fig. 18

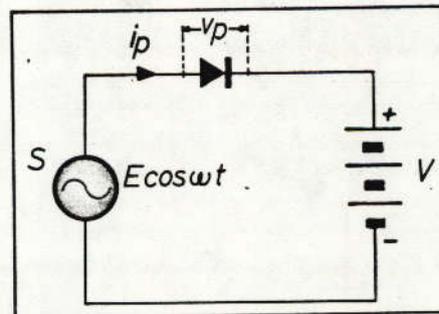


Fig. 15

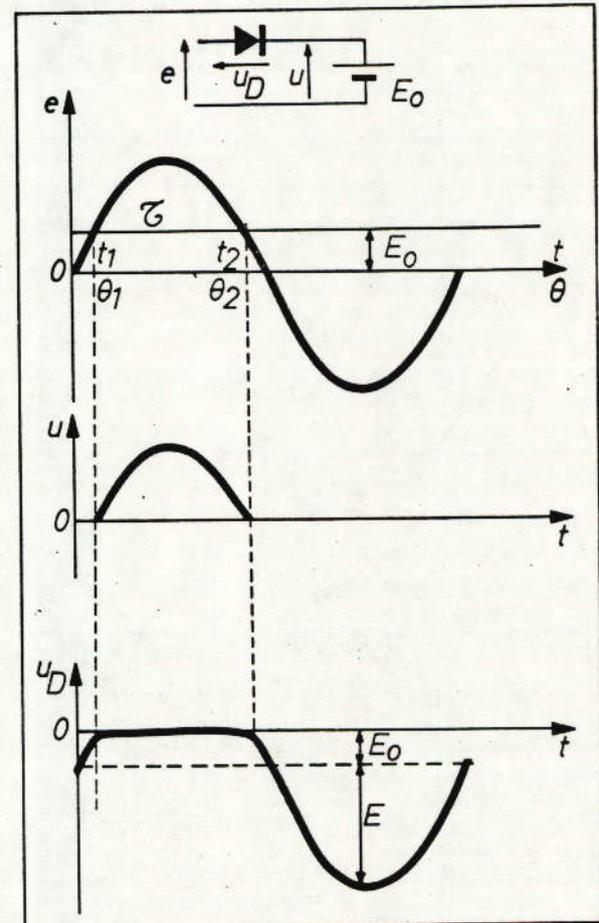


Fig. 17

rant tel que l'on soit suffisamment éloigné du coude sans toutefois dépasser la puissance maximale. Un bon principe consiste à faire circuler un courant I :

$$I = \frac{I_{z \max} + I_{z \min}}{2}$$

$I_{z \max}$ étant donné par le calcul $P_{z \max} / V_z$, ces deux caractéristiques se trouvant dans tous les catalogues de caractéristiques.

g) Mise en série et mise en parallèle de diodes zener

On peut mettre en série des diodes zener de tensions V_z différentes. Celles-ci s'ajoutent et l'on peut ainsi obtenir une tension zener globale importante. Il ne faudra pas oublier de tenir compte de la dissipation maximale que chaque

diode peut supporter ; mais, malheureusement, une telle mise en série de diodes zener donne un ensemble relativement sensible à la température. On peut améliorer cela en utilisant des diodes zener identiques (même puissance et même tension de zener). Si le constructeur indique le coefficient de température de chaque type de diode (en $mV/^\circ C$), on peut également chercher à former un ensemble dont le coefficient de température soit proche de 0 (le coefficient de température est généralement positif pour V_z supérieur à 6 V, et négatif pour V_z inférieur à 5 V). Ces solutions ne reflètent cependant pas la perfection, et pour obtenir une bonne stabilité indépendante de la température, des montages plus élaborés doivent être étudiés.

Le montage en parallèle de diodes zener permet d'obtenir des puissances

maximales supérieures à ce que l'on obtiendrait avec une seule diode. Cependant, en raison des dispersions trop grandes de fabrication sur V_z , P_{\max} et I_{\min} , ce montage n'est pas à conseiller car la stabilité serait illusoire.

Enfin, pour terminer cette étude théorique, la figure 12 donne le schéma permettant de tracer la caractéristique. R variera de $2 M\Omega$ à $10 k\Omega$. On commencera la mesure par la plus forte valeur de R afin d'être sûr que l'on n'endommagera pas la diode. L'ampèremètre doit avoir la plus faible résistance possible sur les petits calibres ($50 \mu A$, 1 mA, 10 mA) ; éventuellement, on pourra le remplacer par une résistance de $1 k\Omega$ à grande précision aux bornes de laquelle on connectera un voltmètre électronique. D'autre part, on mesurera V_z obligatoirement

avec un voltmètre électronique, V_A variera de 0 à 30 V.

CIRCUITS DE REDRESSEMENT

Redressement monoalternance sur résistance morte

Nous nous proposons d'étudier maintenant le circuit de la figure 13. La source alternative S délivre un courant sinusoïdal pur, c'est-à-dire sans composante continue. R_u représente la résistance d'utilisation. Une diode D est mise en série dans le circuit.

Prenons comme hypothèse le fait que la source S délivre une tension $e(t)$ de la forme :

$$e(t) = E \cdot \cos \omega t$$

avec E = tension crête

et $\omega = 2 \pi f$

On travaille sur des tensions crêtes suffisamment grandes pour que l'on puisse négliger la tension de seuil existant lorsque la diode est polarisée en direct. En se rappelant la courbe caractéristique de la diode, on peut prévoir que si $e(t) > 0$, un courant i_p va circuler dans la maille. Si $e(t) \leq 0$, la résistance dynamique de la diode devient très grande et le courant i_p s'annule (fig. 14).

Quantifions ce phénomène et pour cela introduisons quelques grandeurs de plus. On appellera $u(t)$ la tension aux bornes de la résistance d'utilisation R_u , v_p la tension aux bornes de la diode et i_p le courant passant dans le circuit. Rappelons que i_p est une fonction de v_p (caractéristique de la diode) : $i_p = f(v_p)$, que l'on considère ici comme une droite faisant un angle α avec l'axe des intensités de courant. Or, par définition, la résistance dynamique R_d de la diode est déterminée par :

$$R_d = \frac{d v_p}{d i_p}$$

donc :

$$\text{tg } \alpha = R_d$$

Reprenons maintenant notre étude ; on peut écrire les relations suivantes :

$$u(t) = R_u \cdot i_p(t)$$

Si $e(t) > 0$:

$$e(t) = (R_d + R_u) \cdot i_p(t)$$

en introduisant la résistance interne de la diode ;

et si : $e(t) < 0$:

$$i_p(t) = 0$$

d'où :

$$i_p(t) = \frac{E \cdot \cos \omega t}{R_d + R_u}$$

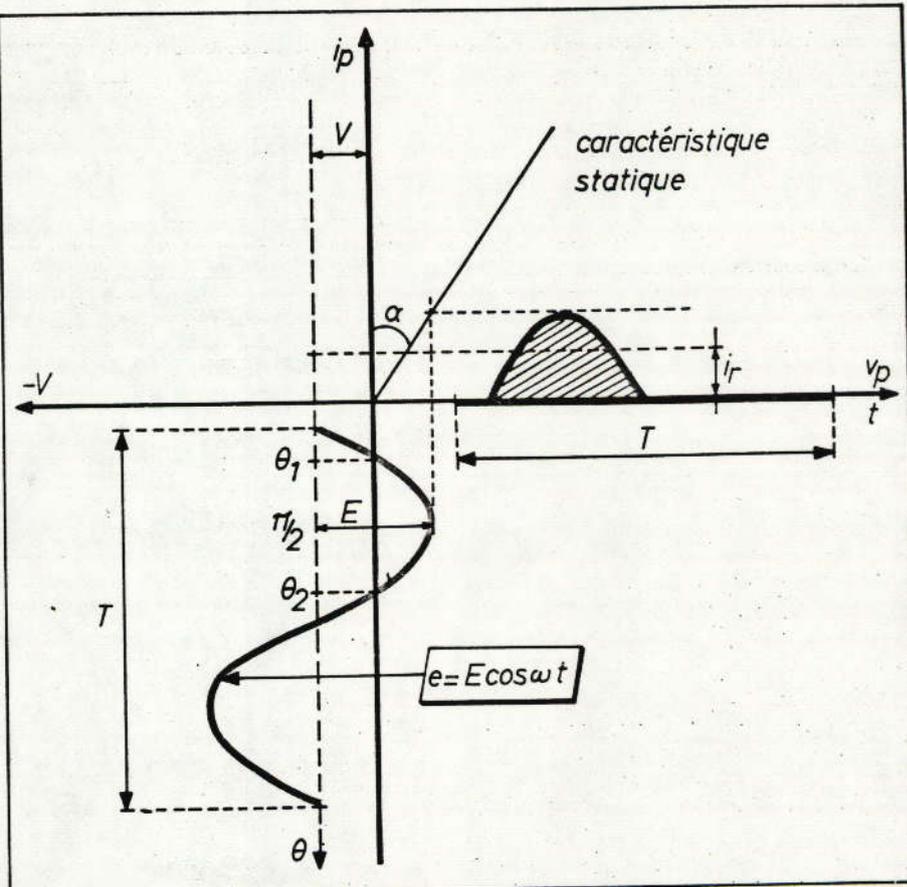


Fig. 16

avec $-\frac{\pi}{2} \leq \omega t \leq +\frac{\pi}{2}$

Si l'on décompose $i_p(t)$ en série de Fourier, on obtient une composante continue i_r appelée courant redressé :

$$i_r = \frac{1}{T} \int_0^T i_p(t) dt = i_p \text{ moyen}$$

$y = \cos \omega t$ étant une fonction paire, on peut écrire :

$$i_r = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{E \cdot \cos \omega t}{R_d + R_u} \cdot d(\omega t)$$

soit :

$$i_r = \frac{E}{\pi (R_d + R_u)}$$

La tension u_r s'écrit :

$$u_r = R_u \cdot i_r = \frac{E}{\pi} \cdot \frac{R_u}{R_d + R_u}$$

La série de Fourier permet de trouver les expressions du fondamental et des harmoniques :

fondamental :

$$i_{p1} = \frac{1}{2} \cdot \frac{E}{R_d + R_u}$$

soit la moitié de l'intensité de crête i_c :

$$i_c = \frac{E}{R_d + R_u}$$

harmonique :

$$i_{pk} = \frac{2 E}{\pi (R_d + R_u)} \cdot \frac{1}{(k+1)(k-1)}$$

avec $k = 2, 4, 6, 8, \dots$

Le calcul montre en effet que les harmoniques impaires sont toutes nulles. En multipliant par R_u ces expressions, on obtient immédiatement la valeur de chaque composante de la tension $u(t)$. Les harmoniques impaires étant absentes, on redémontre ainsi le résultat, à savoir que seule une alternance de la tension est utilisée.

Débit d'un redresseur monoalternance sur un récepteur à F.C.E.M.

Le circuit se représente par le schéma de la figure 15.

Appelons comme précédemment $e(t)$ la tension délivrée par la source alternative S ; posons que le récepteur à f.c.é.m. délivre une tension continue V sans composante alternative. La seule résistance à considérer est la résistance dynamique R_d de la diode ; on suppose en effet que la résistance de la source est nulle.

La diode conduira, c'est-à-dire qu'un courant circulera, imposé par la source S, si v_p est positive c'est-à-dire si $(e - V)$ est positive. Cela apparaît sur le graphe de la figure 16. V est négative par rapport à v_p . A cette tension V s'ajoute algébriquement (e) et c'est la courbe en couleur qui représente la

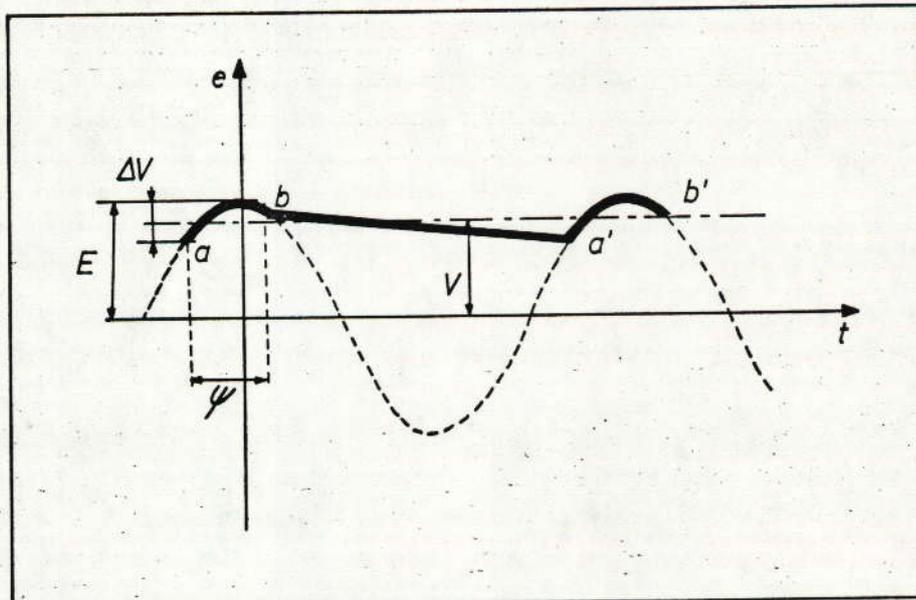


Fig. 19

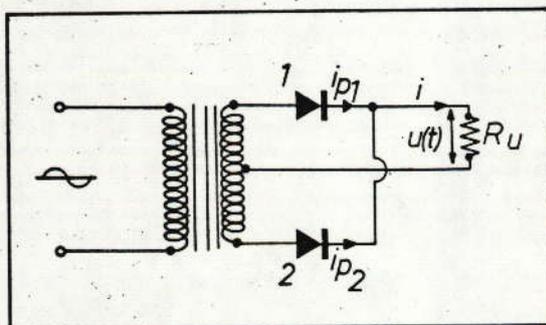


Fig. 20

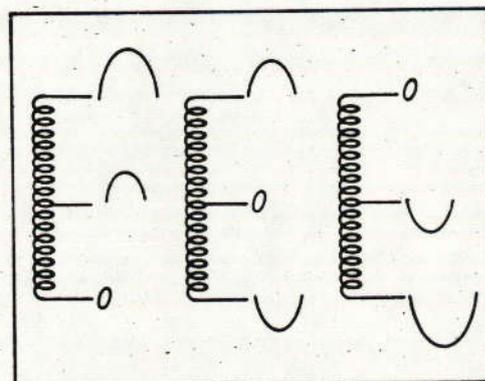


Fig. 21

tension appliquée réellement aux bornes de la diode. En négligeant le seuil, on constate que seules les parties de la courbe en couleur dépassant vers la droite, l'axe des i_p provoquent le passage d'un courant dans le circuit. La figure 17 donne une autre présentation du même phénomène.

Au vu des figures 16 et 17, on peut définir t_1 , le moment où la diode commence à conduire, et t_2 , le temps où elle s'arrête de conduire; on appelle $\tau = t_2 - t_1$, le temps de conduction.

A ces temps t_1 et t_2 correspondent des angles de phase θ_1 et θ_2 ($\theta_1 = \omega t_1$, $\theta_2 = \omega t_2$) qui ne sont que les solutions de l'équation $e(t) = V$, c'est-à-dire $\cos \omega t = V/E$. Ces solutions sont symétriques par rapport à $\pi/2$ et leur somme donne π (fig. 16). Elles déterminent l'angle $2\theta_0 = \theta_2 - \theta_1$; θ_0 est appelé angle de passage ou angle d'ouverture du courant, et nous avons donc

$$\cos \theta_0 = \frac{V}{E} \quad (1)$$

Le temps de conduction τ peut s'écrire :

$$\tau = t_2 - t_1 = 2 t_0 = \frac{2 \theta_0}{\omega}$$

ce qui représente une fraction de la période T .

Le courant instantané i_p s'écrit :

$$i_p = \frac{v_p}{R_d} = \frac{e(t) - V}{R_d} \\ = \frac{E (\cos \theta - \cos \theta_0)}{R_d}$$

Le courant continu i_r est égal à la valeur moyenne de i_p :

$$i_r = \frac{1}{T} \int_{-\theta_0}^{+\theta_0} \frac{E}{R_d} (\cos \omega t - \cos \theta_0) dt$$

soit, en introduisant $\theta = \omega t$:

$$i_r = \frac{1}{2\pi} \int_{-\theta_0}^{+\theta_0} \frac{E}{R_d} (\cos \theta - \cos \theta_0) d\theta$$

ce qui donne :

$$i_r = \frac{E}{\pi R_d} (\sin \theta_0 - \theta_0 \cos \theta_0)$$

$$\text{avec } \cos \theta_0 = \frac{V}{E}$$

Cette étude sert en pratique lorsqu'on veut charger une batterie. On remarque que plus la batterie se charge, plus devient petit et donc le courant de charge diminue. Dans ce cas d'utilisation de la diode, il faut veiller à ce que $E + V$ ne dépasse pas la

tension inverse maximale autorisée pour la diode car c'est en effet cette tension qui se trouve appliquée aux bornes de la diode avant la conduction.

Redressement monoalternance sur résistance-capacité

Le schéma correspondant est donné à la figure 18. Une force électromotrice $e(t)$ provoque le passage d'un courant i_p dont les composantes alternatives après redressement passeront dans C et dont la composante continue circulera dans R_u . C joue donc le rôle d'un filtrage à condition de choisir sa valeur suffisamment grande pour que son impédance soit proche de 0, ce que nous supposons.

On peut utiliser les expressions obtenues dans le cas d'un redresseur débitant sur un récepteur à f.c.é.m.

$$V = R_u \cdot i_r$$

avec :

$$i_r = \frac{E}{\pi R_d} (\sin \theta_0 - \theta_0 \cos \theta_0)$$

$$\text{et } V = E \cos \theta_0$$

soit :

$$i_r = \frac{E}{\pi R_d} (\sin \theta_o - \theta_o \cos \theta_o) = \frac{V}{R_u}$$

d'où :

$$\frac{1}{R_u} = \frac{1}{\pi R_d} (\operatorname{tg} \theta_o - \theta_o) \quad (2)$$

En connaissant R_u et R_d , on peut donc connaître et calculer ainsi V par la formule $V = E \cos \theta_o$.

Si l'on considère un montage où R_u est très grand devant R_d , l'équation (2) donne :

$$\frac{R_d}{R_u} = \frac{1}{\pi} (\operatorname{tg} \theta_o - \theta_o) \neq 0$$

d'où $\theta_o \neq 0$

Dans ce cas, la tension continue V est pratiquement égale à E , tension de crête fournie par le générateur.

Si l'on se place maintenant du côté du générateur, il peut être intéressant de connaître la charge équivalente à la diode et au circuit RC. Appelons P_f la puissance moyenne fournie par la source alternative et R_{eq} la charge équivalente que l'on cherche.

$$P_f = \frac{E^2}{2 R_{eq}}$$

or la puissance instantanée s'écrit :

$$p = e(t) \cdot i_p$$

$$= E \cos \omega t \cdot \frac{E}{R_d} (\cos \omega t - \cos \theta_o)$$

d'où :

$$P_f = \frac{1}{T} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} [E \cos \omega t \cdot \frac{E}{R_d} (\cos \omega t - \cos \theta_o)] dt$$

D'où, en posant $\theta = \omega t$, tout calcul fait, cela donne :

$$P_f = \frac{E^2}{2 \pi R_d} (\theta_o - \sin \theta_o \cos \theta_o) = \frac{E^2}{2 R_{eq}}$$

d'où :

$$R_{eq} = \frac{\pi R_d}{\theta_o - \sin \theta_o \cos \theta_o}$$

soit, en faisant apparaître R_u en utilisant (2) :

$$R_{eq} = \frac{R_u (\operatorname{tg} \theta_o - \theta_o)}{\theta_o - \sin \theta_o \cos \theta_o}$$

Nous remarquons que si θ_o est petit (c'est-à-dire si la résistance d'utilisation R_u est très grande devant la résistance de la diode R_d), par les développements limités à l'ordre 3, on trouve :

$$R_{eq} = \frac{1}{2} R_u$$

Cependant, tous ces résultats ont été trouvés en prenant comme hypothèse que C présentait une impédance nulle aux composantes alternatives. En pratique, ce n'est pas le cas et la tension redressée n'est pas parfaitement

lissée ; il s'y superpose des composantes alternatives d'ondulation (fig. 19). Appelons Δv l'ondulation résiduelle en valeur crête à crête et cherchons à déterminer cette valeur.

Lorsque la tension $e(t)$ passe de a à b , la charge de la capacité augmente de : $\Delta Q = C \Delta v$.

De b à a , la capacité restitue la charge emmagasinée de a à b .

$$\Delta Q = i_r \cdot \Delta t = i_r \cdot T \cdot \frac{2\pi - \Psi}{2\pi}$$

Ψ étant l'angle de conduction entre les points a et b . Ψ est légèrement différent de $2\theta_o$ car les instants a et b sont légèrement différents des temps t_1 et t_2 précédents ($2\pi - \Psi$) 2π correspond au temps de décharge du condensateur).

Donc :

$$C \Delta v = i_r \cdot T \cdot \left(\frac{2\pi - \Psi}{2\pi} \right)$$

$$d'où \Delta v = i_r \cdot \frac{\pi - \theta_o}{C f \pi}$$

avec f : fréquence de la source (en admettant $\Psi = 2\theta_o$).

Soit, lorsque θ_o est petit :

$$\Delta v \approx \frac{i_r}{C f}$$

On peut encore exprimer Δv par :

$$\frac{\Delta v}{V} = \frac{\Delta v}{R_u \cdot i_r} \approx \frac{1}{R_u \cdot C \cdot f} = \frac{T}{R_u \cdot C}$$

Δv sera d'autant plus grand que le courant i_r sera grand, ce qui se comprend car dans ce cas, la capacité joue moins son rôle de régulateur : elle se vide presque entièrement pendant la décharge ; Ψ augmente légèrement. D'autre part, on ne peut pas augmenter C indéfiniment car le courant de crête détruirait la diode. En effet, nous avons déjà signalé au paragraphe précédent la tension inverse de crête comme une cause de destruction de la diode. A cette tension, il faut ajouter les dangers du courant de crête. Celui-ci peut atteindre des valeurs très importantes dues à l'appel de courant du condensateur au moment de la remise en conduction de la diode.

En conclusion, ce type de filtrage n'est intéressant que si la résistance d'utilisation R_u est grande devant la résistance R_d de la diode.

Redressement bi-alternance sur résistance

Le schéma correspondant à ce circuit est proposé à la figure 20. L'enroulement secondaire du transformateur utilise un point milieu ; lorsque la diode D_1 conduit, la diode D_2 est blo-

quée car par rapport au point milieu, les tensions apparaissent aux extrémités du bobinage en opposition de phase (fig. 21).

La figure 22 représente les courants i_{p1} dans D_1 , i_{p2} dans D_2 , i dans R_u , et $u(t)$ tension aux bornes de R_u .

En raisonnant de la même manière qu'au premier paragraphe, on trouve :

$$i_r = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{E}{R_d + R_u}$$

$$u_r = R_u \cdot i_r = \frac{2 E}{\pi} \cdot \frac{R_u}{R_d + R_u}$$

Si l'on a R_u très grand devant la résistance R_d de la diode, l'expression de la tension redressée se simplifie et devient :

$$u_r = \frac{2 E}{\pi}$$

Par rapport au redressement monoalternance, on constate que toutes les valeurs sont doublées.

En reprenant l'étude des tensions alternatives superposées à la tension continue, on pose :

$e_1 = E \cos \omega t$, tension appliquée à la diode D_1

$e_2 = -E \cos \omega t$, tension appliquée à la diode D_2

soit : $e_2 = E \cos (\omega t + \pi)$

et : $i = i_{p1} + i_{p2}$

On décompose i_{p1} et i_{p2} selon Fourier, ce qui donne finalement :

$$i = 2 i_p + 2 \sum (-1)^{k/2+1} \cdot i_{pk} \cos k \omega t \text{ avec } k = 2, 4, 6, 8, \dots$$

On constate qu'il n'y a plus de composante à la fréquence fondamentale. Seules subsistent les harmoniques paires.

Redressement bi-alternance sur résistance-capacité

Le schéma de ce circuit est donné à la figure 23. Dans ce circuit, le condensateur se trouve chargé alternativement par D_1 ou par D_2 , à une cadence double de celle du redressement monoalternance.

Le premier avantage de cette solution est que la tension de crête d'ondulation est plus faible (pour une même capacité et une même résistance d'utilisation) (fig. 24). Dans le cas où θ_o est très petit pour chaque diode, on obtient :

$$\frac{\Delta v}{V} = \frac{T}{2 C R_u} = \frac{1}{2 C R_u f}$$

f étant la fréquence de la tension d'alimentation. La fréquence de l'ondulation se trouve bien évidemment dou-

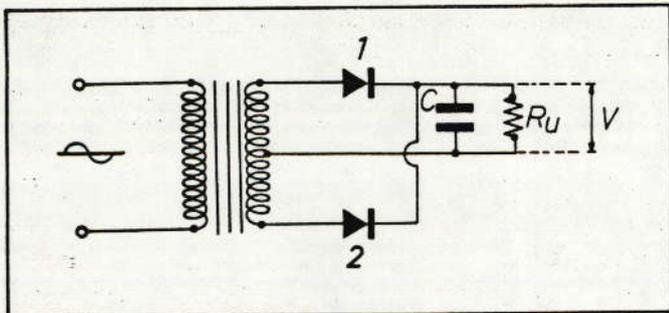


Fig. 23

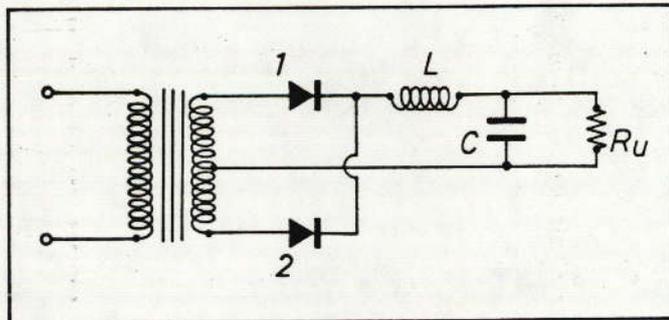


Fig. 25

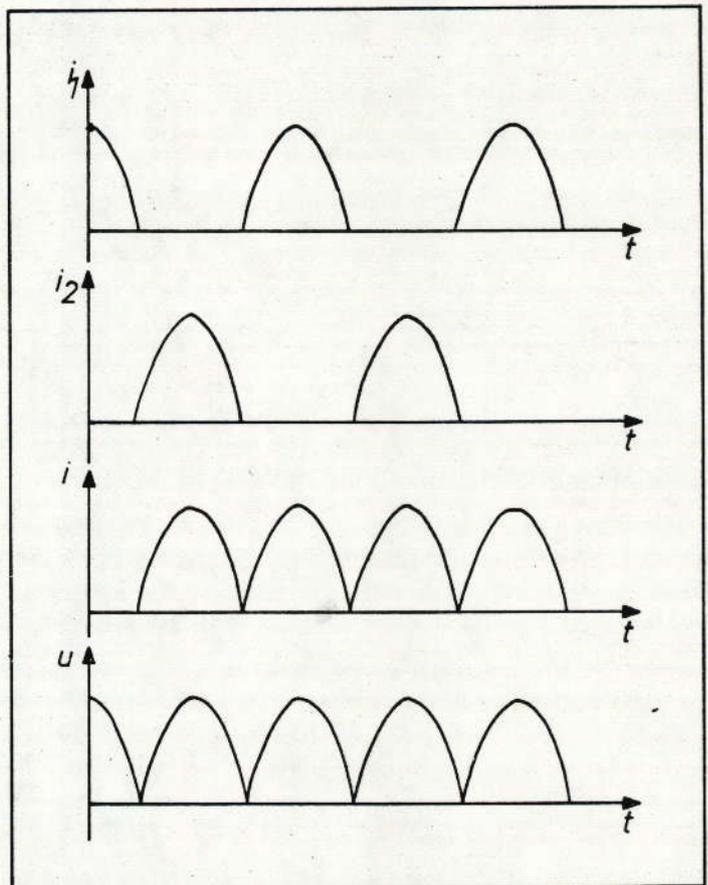


Fig. 22

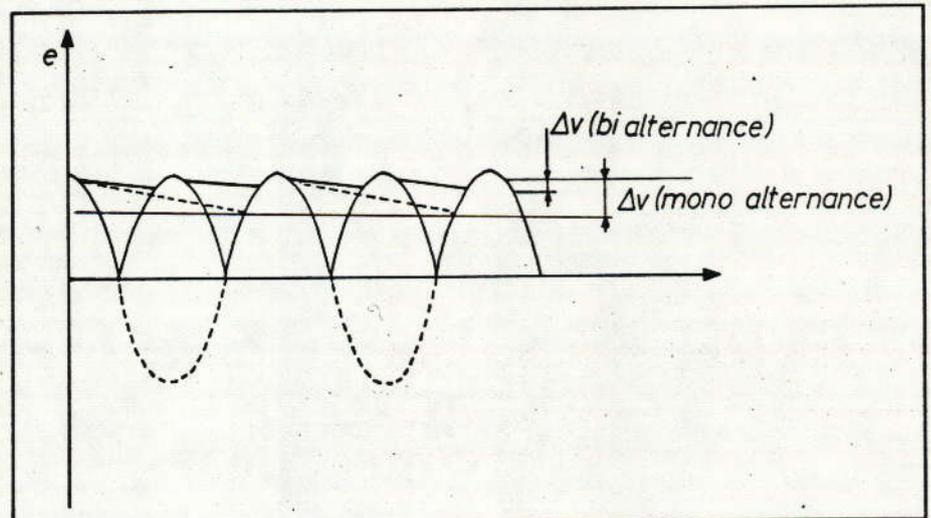


Fig. 24

blée par rapport au redressement monoalternance. Enfin, la tension redressée est plus importante; en effet :

$$V = E - \frac{\Delta v}{2}$$

Or Δv a diminué, donc V augmente. Il en est de même pour le courant.

Self de filtrage

Dans le cas où l'on utilise une self en tête au lieu d'une capacité, la tension redressée V est plus faible qu'avec une capacité en tête : $V = E/\pi$ dans le cas

d'un redressement monoalternance et $V = 2E/\pi$ dans le cas d'un redressement bi-alternance. La self en tête permet de limiter le courant instantané i passant dans les diodes. Au-delà d'une valeur minimale de self, le courant ne s'annule plus au cours du cycle (fig. 25).

Dans le prochain numéro d'Electronique Applications, nous parlerons en détail des circuits régulateurs à diode zener, de l'emploi de la diode en commutation et nous passerons en revue quelques applications particulières de ces composants.

F. Rutkowski