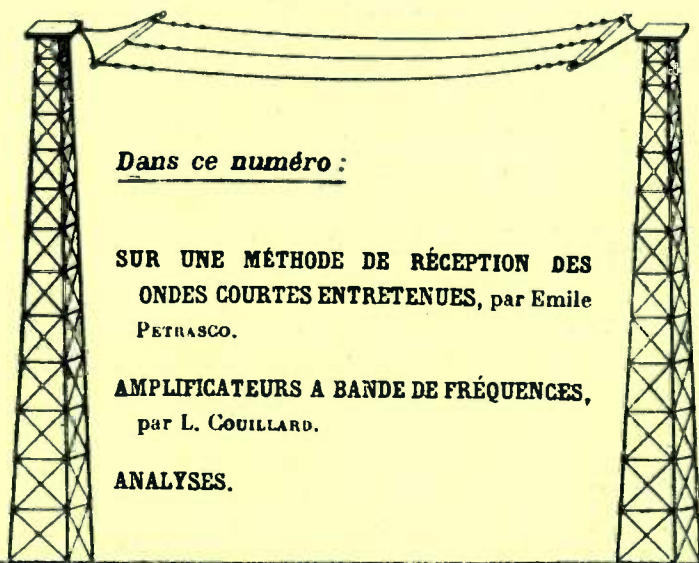


L'ONDE ELECTRIQUE

**RADIOÉLECTRICITÉ ET SES APPLICATIONS
SCIENTIFIQUES ET TECHNIQUES**

(Télégraphie, Téléphonie, Télévision, etc...)



PUBLIÉ MENSUELLEMENT PAR LA SOCIÉTÉ DES AMIS DE LA T. S. F.

E. CHIRON, Editeur, 40, rue de Seine - PARIS (VI^e)

L'ONDE ELECTRIQUE

Revue mensuelle publiée par les Amis de la T. S. F.

ABONNEMENT D'UN AN
France..... 60 fr.
Etranger { tarif faible . 70 fr.
 { tarif fort... 80 fr.

Etienne CHIRON
EDITEUR
40, rue de Seine - PARIS
CHÈQUES POSTAUX: PARIS 22-25

PRIX
DU NUMÉRO : 6 fr.
Tél. : LITRÉ 47-49

SOCIÉTÉ DES AMIS DE LA T.S.F.

Adresser la correspondance administrative et technique à

M. MESNY, secrétaire général

294, avenue de Paris
Rueil-Malmaison (Seine-et-Oise)

Les correspondants sont priés de rappeler chaque fois le numéro d'inscription porté sur leur carte.

CHANGEMENTS D'ADRESSE : Joindre 1 franc par revue à toute demande.

Paiement des cotisations à

M. COLMANT, trésorier

4, rue Alfred, Clamart (Seine)

Compte de chèques postaux n° 697-38

EXTRAIT DES STATUTS

ARTICLE PREMIER. — La Société des Amis de la T. S. F. a pour but :

- 1° De contribuer à l'avancement de la radiotélégraphie théorique et appliquée, ainsi qu'à celui des sciences et industries qui s'y rattachent ;
- 2° D'établir et d'entretenir entre ses membres des relations suivies et des liens de solidarité.

Elle tient des réunions destinées à l'exposition et à la discussion des questions concernant la radiotélégraphie et tout ce qui s'y rattache.

Elle s'interdit toute ingérence dans les entreprises industrielles ou commerciales quelconques, autres que celles qui concernent son administration propre.

ART. 2. — La Société se compose de membres titulaires, — dont certains en qualité de membres bienfaiteurs ou de membres donateurs, — et de membres d'honneur.

Pour devenir membre titulaire de la Société, il faut :

1° Adresser au président une demande écrite appuyée par un membre de la Société ;

2° Être agréé par le Bureau de la Société.

Tout membre titulaire qui aura pris l'engagement de verser pendant cinq années consécutives une subvention annuelle d'au moins 1000 francs, pour favoriser les études et publications scientifiques ou techniques entreprises par la Société, recevra le titre de membre bienfaiteur.

Ceux qui, parmi les membres titulaires, auront fait don à la Société, en dehors de leur cotisation, d'une somme de 300 francs au moins, seront inscrits en qualité de donateurs.

Les membres titulaires reçoivent une publication périodique ayant un caractère technique.

Cette publication leur est adressée gratuitement.

Toutefois les membres résidant à l'étranger doivent verser, en sus de leur cotisation annuelle, une somme destinée à couvrir le supplément des frais postaux, somme qui sera déterminée par le Bureau.

MONTANTS DES COTISATIONS

Les cotisations annuelles sont ainsi fixées :

Particuliers 50 fr.
Sociétés ou collectivités 200 fr.

Les cotisations peuvent être rachetées moyennant le paiement immédiat de quinze annuités.

La cotisation des membres titulaires âgés de moins de 21 ans, en cours d'études ou de préparation professionnelle, peut, sur leur demande être ramenée à 30 francs

Les membres résidant à l'étranger doivent verser en plus, pour couvrir le supplément de frais postaux, la somme de 15 fr.

Cette somme sera diminuée de moitié si le pays de leur résidence a adhéré à la Convention de Stockholm (se renseigner à la Poste).

L'envoi de la carte de membre tient lieu de reçu de la somme envoyée. En cas de non admission d'un candidat, la somme versée lui est retournée.

SUR UNE MÉTHODE DE RÉCEPTION DES ONDES COURTES ENTRETENUES

par Emile PETRASCO

Maître de Conférences à l'Institut Electrotechnique universitaire de Bucarest.

SOMMAIRE. — L'émission d'ondes courtes a été assez rapidement mise au point, mais leur réception donne lieu à quelques questions non encore résolues. Par exemple, le récepteur de superréaction qui, pour les ondes de 200 à 600 mètres, avait été à peu près abandonné à cause de la complexité de son réglage, s'est montré, grâce au montage de M. David, d'un emploi commode pour les ondes courtes. Telle qu'elle a été conçue par ceux qui l'ont inventée, la superréaction ne marchait que sur les ondes modulées. Tout en distinguant divers modes de fonctionnement, M. David a réussi à les employer, dans certaines conditions, pour la réception des ondes entretenues pures. En combinant la superréaction David avec un oscillateur séparé, M. Mesny a pu recevoir aussi les ondes entretenues pures.

L'auteur a vérifié expérimentalement l'hypothèse de M. Mesny qui supposait que les signaux étaient reçus grâce à un phénomène stroboscopique entre les battements et la fréquence de la lampe de modulation du montage superréaction. Il a démontré que comme ce qui se passe en réception autodyne, le système possède un maximum de sensibilité déterminé par certaines conditions. Il a établi le caractère antiparasite de la réception vis-à-vis des perturbations de toute nature, propriété qu'aucun système de réception ne possède en lui-même.

I. — Introduction.

Pendant l'hiver et le printemps de l'année 1927, j'ai eu l'occasion de commencer à l'E.C.M.R. un travail sous la direction de MM. Mesny et David, relatif à la réception des ondes courtes entretenues. J'ai continué ce travail pendant deux ans en Roumanie à l'Institut Electrotechnique Universitaire de Bucarest, dirigé et aidé par le professeur Hurmuzesco, directeur de cet Institut. Je me propose d'exposer ici les résultats auxquels je suis arrivé.

La méthode de réception dérive d'une remarque faite par MM. René Mesny et David en 1925, publiée et expliquée dans l'*Onde Électrique* n° 41, mai 1925, p. 175-200. Je rappelle brièvement en quoi consiste le phénomène en question. Considérons un poste de superréaction accordé sur une onde entretenue incidente. Si à cette onde on superpose une oscillation locale entretenue, dont on fait varier la fréquence autour de la fréquence d'accord du récepteur, on entend

dans l'appareil de réception une série de sifflements alternant avec des silences. L'explication donnée était celle-ci : Les sifflements proviennent des battements qui se produisent entre l'onde incidente et l'onde locale. Seulement tandis qu'en réception autodyne les battements, pour pouvoir être entendus, doivent avoir une fréquence audible, ici la fréquence de ces battements doit être inaudible pour pouvoir être reçue. D'autre part chaque fois que la fréquence des battements sera un multiple exact de la fréquence de la lampe de modulation du dispositif superréaction, on n'entendra rien après détection et chaque fois qu'elle sera égale à un multiple exact plus un nombre correspondant à une fréquence audible, on entendra au téléphone un son correspondant à cette fréquence audible. Les expérimentateurs avaient défini ce phénomène comme étant de nature stroboscopique.

En 1926 en faisant des essais de relais de postes d'émission étrangers reçus sur cadre alimentant un récepteur à superréaction, j'ai eu l'occasion de remarquer que la superréaction qui marchait normalement devenait totalement muette dès qu'on mettait en marche un poste d'émission voisin qui devait émettre l'onde porteuse destinée à être modulée par le courant de sortie de la superréaction. Ce n'est qu'une année plus tard que j'ai eu l'occasion en prenant contact avec le professeur Mesny à Paris de faire la liaison entre les deux faits qui n'étaient que les deux aspects différents d'un même phénomène.

M. David a continué l'étude de la superréaction sans oscillateur local, en distinguant ainsi 3 modes de fonctionnement :

1° Superréaction Type A marchant en téléphonie.

2° Superréaction Type B marchant en ondes entretenues, dénommée aussi superréaction stroboscopique.

3° Superréaction antiparasite, marchant seulement en télégraphie à ondes modulées.

Personnellement j'ai poursuivi le moyen d'utiliser la superréaction en entretenues pures avec l'oscillateur local. Les résultats auxquels je suis arrivé peuvent se résumer comme suit :

1° J'ai établi que les silences auxquels donnent lieu une émission entretenue dans un poste à superréaction accordé sur sa longueur d'onde provient d'une saturation partielle ou totale des lampes de réaction sur lesquelles se trouve le circuit oscillant de réception (fig. 1, lampes 2 et 3). La saturation provient des oscillations qui sont déclanchées à l'aide de ces lampes dans le circuit oscillant par

l'onde entretenue et excitant la superréaction au moment du passage de la résistance de ce circuit par zéro.

2° J'ai vérifié expérimentalement l'hypothèse sur la nature stroboscopique des sifflements.

3° J'ai étudié théoriquement et expérimentalement l'allure du phénomène, établissant les conditions de maximum de sensibilité du fonctionnement du système, que j'ai dénommée *condition de parité*.

4° J'ai établi le caractère antiparasite de la réception, que ceux qui l'ont découvert pressentaient déjà, démontrant que la variation de la fréquence de l'oscillateur local vers l'accord de la superréaction et de l'émission incidente, fait que la série des sifflements se produit sur des fonds de plus en plus silencieux, et invulnérables à toute perturbation parasite. Si cette diminution du bruit de fonds diminue en même temps l'intensité des signaux perçus, ceux-ci sont par contre de plus en plus favorisés vis-à-vis des parasites au fur et à mesure qu'on se rapproche de l'accord, de manière qu'autour de celui-ci nous pouvons faire des réceptions, presque sans être gênés par la perturbation.

5° On a pu ainsi, établir expérimentalement les conditions optima de fonctionnement du système :

- a) Pour enregistrements.
- b) Pour la lecture au son.

La superréaction seule donne dans l'écouteur le bruit caractéristique « de friture » qui provient de l'excitation de l'appareil par les parasites extérieurs ou intérieurs. Un signal télégraphique se traduit dans la superréaction par une sorte de contre-manipulation : les silences correspondent à l'émission et le bruit aux pauses entre les signaux. Dès qu'on déclanche l'oscillation locale de fréquence suffisamment proche de celle de l'accord, celle-ci constitue un fond silencieux sur lequel les signaux reçus viennent se détacher sous forme de sifflements. Ces sifflements alternent avec des silences si nous varions la fréquence de l'oscillateur local.

Ceci rappelé, l'avantage de la réception en superréaction hétérodyne sur la réception en détectrice autodyne classique peut se résumer ainsi :

1° La superréaction n'est pas aussi sélective que la détectrice autodyne, ce qui permet pour les ondes courtes une réception (en contre-manipulation) beaucoup plus facile que par l'autodyne. Par le fait que l'onde peut être reçue de plusieurs manières (car elle peut se traduire par une série de sifflements) nous avons la possibilité de

oscillant des oscillations ayant un amortissement positif ou négatif suivant la valeur de cette résistance. Seulement comme David l'a démontré, les oscillations induites dans le circuit oscillant quand la résistance de celui-ci a une valeur absolue notable ont une amplitude insignifiante vis-à-vis de celles déclanchées dans le même circuit lors du passage de cette résistance par zéro. Pratiquement parlant, seule l'excitation à cet instant compte sur la valeur du courant détecté. Nous appellerons cet instant le « moment sensible de la superréaction ».

La lampe n° 1 est la lampe modulatrice qui interrompt les oscillations du C.O. avec une fréquence qui les empêche de s'amorcer et qu'on fera varier pour les besoins de l'expérience des fréquences acoustiques (1500 p:s) jusqu'aux fréquences ultra-acoustiques (30000 p:s.)

La quatrième lampe sert de détectrice. Tous les couplages inductifs sont fixes. Les seules manœuvres à faire sont le réglage du condensateur G pour l'accord et du chauffage des lampes 2 et 3 pour varier l'intensité de l'audition.

2° Un oscillateur local : Une lampe à réaction fonctionnant entre 18 et 60 m. Cet appareil servait aussi de récepteur en détectrice autodyne pour études comparatives avec le système dont il est question.

3° Un amplificateur B.F. push-pull système Western C° à 3 lampes. Les oscillations ainsi amplifiées en B.F. passaient grâce à un inverseur, soit dans un voltmètre-amplificateur, soit dans les systèmes d'enregistrement.

On a utilisé ainsi successivement, ou bien :

4° Un voltmètre-amplificateur type Abraham et Bloch.

(On a fait l'étalonnage relatif du V.A. pour les basses fréquences dont nous nous sommes occupés de manière à opérer sur la portion rectiligne de sa caractéristique.)

Ou bien :

5° Un système enregistreur composé de : a) un second amplificateur B.F. ; b) un système détecteur pour transformer les oscillations B.F. en signaux de très basse fréquence correspondant aux signaux Morse ; c) un relais sensible Baudot ; d) un onduleur Creed pour enregistrement ; e) un générateur d'ondes amorties qui n'était que l'ancienne machine U employée dans l'armée française pour les avions. Nous avons produit ainsi des parasites artificiels qui, ajoutés aux naturels, nous plaçaient dans les plus mauvaises conditions d'inscrip-

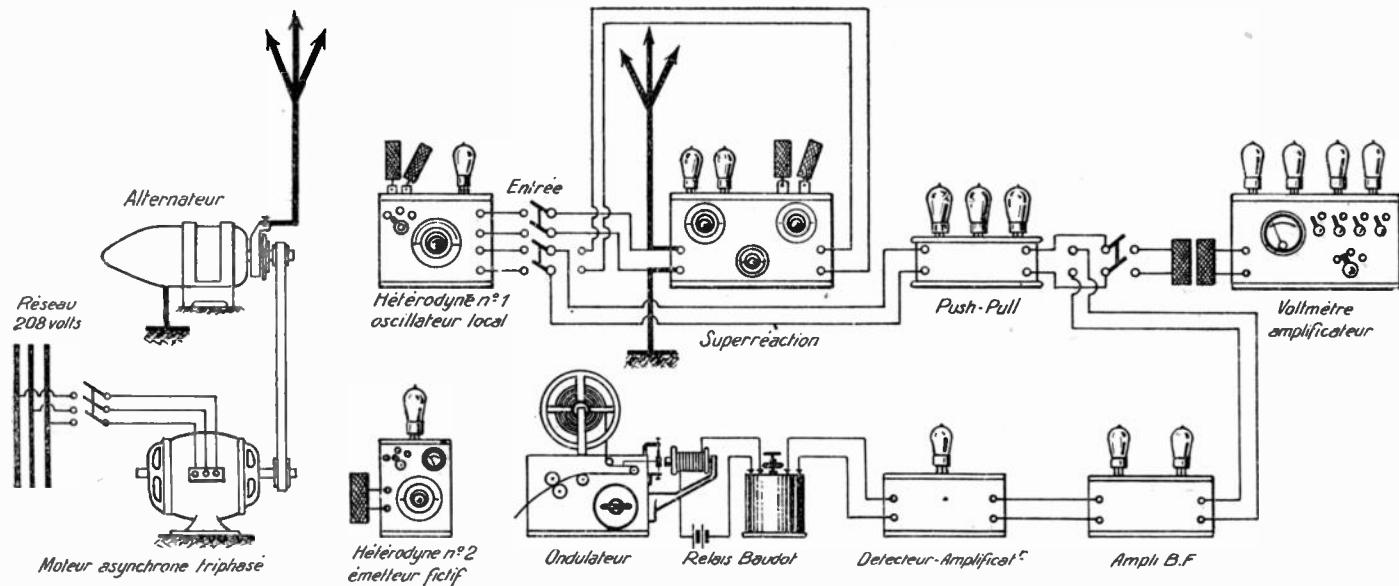


Fig. 2.

tion sur bande, soit pour le système détecteur autodyne, soit pour le système superréaction hétérodyne;

6° enfin un générateur d'ondes auxiliaire qui pour le laboratoire remplaçait l'émission d'un poste éloigné.

Le tout se trouve schématisé sur la planche d'ensemble (fig. 2).

III. — *Étude des propriétés du phénomène.*

1° *Fond de silence sur lequel se greffent les signaux.*

D'après ce que nous venons de dire, le bruit de la superréaction s'éteint dans deux cas : a) quand on est en présence d'une émission entretenue accordée sur le récepteur ; b) quand on est en présence d'une émission modulée dont la fréquence de modulation est un multiple exact de la fréquence de modulation de la superréaction.

Dans ce paragraphe nous nous occuperons seulement du cas a).

On a soutenu que ce silence provient d'un désamorçage du récepteur, qui dure autant que l'émission entretenue. En réalité, la superréaction fonctionne tout le temps, mais le silence provient de deux causes : 1° un phénomène d'excitation à amplitude constante de la superréaction à son moment sensible ; 2° un phénomène de saturation de la superréaction qui résulte justement du fait que l'excitation est suffisamment forte pour saturer les tubes 2 et 3 du récepteur (fig. 1).

Une émission entretenue dont l'amplitude est constante, a pour effet de déclancher un courant dans le c.o. du récepteur à superréaction, courant qui a une amplitude maxima constante, car cette amplitude est proportionnelle comme on le sait à la f.e.m. d'excitation de la superréaction au moment sensible. Le courant détecté sera un courant interrompu à une fréquence inaudible (égale à celle de la modulation) mais d'amplitude constante. Donc, on n'entendra rien dans le téléphone. Plus précisément on n'entendrait rien s'il n'y avait que l'émission entretenue. Mais il y a aussi les parasites. Ceux-ci ont pour effet d'exciter d'une manière irrégulière le récepteur et de produire le bruit de friture. Mais au moment de l'émission entretenue, ils vont s'ajouter d'une manière irrégulière aussi à l'excitation de la f.e.m. entretenue. Appelons A l'amplitude d'une f.e.m. qui peut déclancher dans le c.o. une f.e.m. d'amplitude maxima, E, qui produit la saturation du courant plaque dans les tubes 2 et 3. Il est clair qu'une excitation d'amplitude plus grande que A ne pourra pas, pour un même chauffage des dites lampes, déclancher des

oscillations d'amplitude supérieure à E dans le c.o. Si donc a est l'amplitude de la f.e.m. d'excitation de l'émission entretenue supposée plus petite que A , seules les excitations parasites d'amplitude comprise entre 0 et $A-a$ pourront avoir pour effet de moduler le courant interrompu détecté.

Un parasite d'amplitude plus grande ne pourra pas augmenter la valeur du courant détecté plus qu'un autre d'amplitude $A-a$. L'effet des parasites se trouve ainsi limité par une émission entretenue, ce qui se traduit par une diminution du bruit de friture à cet instant. Il est clair alors que plus l'amplitude a augmente, plus le bruit de friture diminue pour un même chauffage des lampes 2 et 3. A l'instant où $a = A$ on n'entend plus rien dans la superréaction quelle que soit la perturbation extérieure.

Pour démontrer cela expérimentalement, j'ai effectué des mesures quantitatives des f.e.m. déclanchées dans le c.o. à l'aide d'un voltmètre-amplificateur, mesurant, après les avoir amplifiées, les tensions produites dans les écouteurs placés sur le circuit de plaque de la lampe détectrice de la superréaction (voir la planche d'ensemble).

Le voltmètre amplificateur ainsi placé sera soumis à deux sortes d'actions (fig. 1) : l'action des alternances de tension du c.o. dues à la lampe modulatrice (qui abaisse et relève périodiquement son potentiel à fréquence inaudible) et l'effet des oscillations déclanchées dans le c.o. par les f.e.m. d'excitation. Si ces dernières n'existaient pas (absence de parasites et de f.e.m. entretenue de fréquence accordée) les variations alternatives de tension du c.o. se traduiraient par une baisse permanente du potentiel de la lampe détectrice 4, et de son courant plaque, donc le voltmètre amplificateur dans ce cas n'enregistrerait rien.

Sur ces variations de tensions, se greffent les oscillations dues aux f.e.m. déclanchées par l'excitation ; celles-ci ont lieu dans la demi-période où le potentiel des grilles des lampes 2 et 3 est négatif (ou si on préfère quand la résistance du c.o. est négative). Même si ces oscillations ont une amplitude constante, comme c'est le cas quand l'amplitude a de l'excitation est égale ou plus grande que A défini plus haut, elles sont interrompues par les élévations de potentiel des grilles 2 et 3 qui rendent possible l'enregistrement de leur amplitude au voltmètre-amplificateur. Quand le courant détecté interrompu a une amplitude variable (c'est-à-dire, si outre les coupures, il est modulé) on a de même une indication au voltmètre-amplificateur et il est assez complexe d'établir la relation entre les f.e.m. ainsi

déclanchées et les indications du voltmètre-amplificateur. Il n'y a pas lieu d'entrer dans ces détails, néanmoins il est clair que deux indications identiques du voltmètre-amplificateur correspondent à deux f.e.m. égales déclanchées dans le c.o.

Ceci établi, on a mesuré la tension aux bornes du voltmètre-amplificateur avec le chauffage maximum des lampes et en l'absence de toute émission entretenue. Ses indications correspondaient aux f.e.m. déclanchées par les excitations parasites. Ces indications croissaient immédiatement dès qu'on mettait en marche l'émission entretenue. Elles arrivaient à un maximum pour l'accord de celle-ci avec le récepteur et croissaient avec l'approche de l'émetteur avec le récepteur.

Toutefois, à partir d'une certaine distance les indications du voltmètre-amplificateur ne croissaient plus quelle que fut la proximité des appareils. Les amplitudes des f.e.m. déclanchées dans le c.o. de réception étaient donc égales, ce qui justifie l'hypothèse que les lampes 2 et 3 du récepteur étaient saturées.

A cet instant on déclanchait un émetteur à ondes amorties qu'on accordait sur l'émetteur (le voltmètre-amplificateur était enfermé dans une cage de Faraday et les câbles de liaison isolés). Quelle que soit l'approche de l'antenne émettrice du poste amorti et du récepteur, le voltmètre-amplificateur n'indiquait aucune variation supplémentaire.

La superréaction avec le chauffage maxima des lampes 2 et 3 fonctionnait selon la marche que David a définie par le type C. Ce type de fonctionnement est caractérisé par une marche croissante rapide des oscillations qui font atteindre assez vite la saturation aux tubes 2 et 3 du récepteur. Théoriquement, quelle que soit la perturbation, ces tubes saturés et le courant détecté (abstraction faite des coupures) devraient avoir une amplitude constante quelle que soit l'excitation. (En pratique il y a toujours un léger bruit de friture qui persiste en l'absence d'une émission entretenue).

Si on baisse le chauffage, les oscillations croissent moins vite, les tubes 2 et 3 ne sont jamais saturés si l'émission entretenue auxiliaire est suffisamment faible. Si l'émission auxiliaire est modulée, cela donne la possibilité d'avoir dans le c.o. du récepteur des f.e.m. déclanchées dont l'amplitude est proportionnelle à l'excitation autrement dit, cela rend possible le fonctionnement du récepteur en téléphonie.

Il n'en est pas moins vrai qu'une saturation des tubes 2 et 3 peut

être obtenue aussi par une émission entretenue accordée et d'amplitude suffisamment forte.

Pour le montrer nous avons fait varier le chauffage des lampes 2 et 3, de la plus basse limite compatible avec l'accrochage de la superréaction jusqu'au maximum. Pour une distance suffisamment faible de l'émetteur, les indications du voltmètre amplificateur restaient les mêmes quel que soit le chauffage des lampes. On a répété l'expérience pour plusieurs longueurs d'ondes. Voici un tableau des résultats obtenus : (la longueur d'onde du récepteur était de 17 m).

Voltmètre amplificateur.

Tension détectée sans oscillateur	Tension détectée avec oscillateur
1,5	6,68
1,7	6,7
2,3	6,7
4,2	6,7
5,2	6,7

Après avoir obtenu ces résultats avec le voltmètre-amplificateur, on déclenchait pour chaque valeur du chauffage le poste à ondes amorties (même précautions pour le voltmètre-amplificateur). Les indications du voltmètre amplificateur étaient invariables.

Voltmètre-amplificateur.

	Tension détectée sans oscillateur et sans poste amorti	Tension détectée avec oscillateur entretenu	Tension détectée avec oscillateur entretenu et poste amorti
17 m	1,6	6,7	6,7
	1,8	6,7	6,7
	2,5	6,7	6,71
	4	6,7	6,71
	5,7	6,7	6,71
23 m	1,8	6,66	6,66
	2	6,65	6,66
	3	6,66	6,66
	4,5	6,65	6,65

Comme conclusion, nous pouvons ajouter qu'une émission entretenue verrouille le récepteur contre toute émission à caractère accidentel. Elle forme ainsi un fond de silence dû à la saturation des

lampes 2 et 3, fond sur lequel se grefferont ensuite les signaux provenant d'une interférence de cette émission entretenue avec une onde incidente modulée.

NATURE STROBOSCOPIQUE DU PHÉNOMÈNE

Soient f la fréquence d'une émission, et f' la fréquence de l'émetteur local; soit φ la fréquence de modulation. MM. Mesny et David ont montré que si :

$$f - f' = k\varphi.$$

où k est un nombre entier, on n'entend rien au téléphone. Mais si

$$f - f' = k\varphi + p.$$

où p est un nombre correspondant à une fréquence acoustique on entend au téléphone un son de hauteur p . On voit donc que pour que les battements ainsi produits soient audibles en super réaction, il faut qu'ils aient une fréquence inaudible. L'explication est donnée clairement par ceux qui ont découvert le phénomène dans l'Onde Electrique (loc. cit.).

On peut d'ailleurs généraliser leur raisonnement de cette manière soit

$$N = f - f';$$

N sera la fréquence des battements qui résulteront de l'interférence des oscillations de l'oscillateur local et de l'onde incidente. Soit d'autre part φ la fréquence de modulation. Soit p le nombre correspondant à une fréquence audible et telle que

$$N = k\varphi + p.$$

La durée d'une période de modulation est égale à $1/\varphi$. Pendant ce temps, il y aura $\frac{N}{\varphi}$ battements, c'est-à-dire $\frac{N}{\varphi} = k + \frac{p}{\varphi}$.

Ainsi donc à l'instant du second moment sensible de la super réaction, la valeur du battement qui excite le récepteur ne sera plus la même que pendant le premier instant, mais différera de celle-ci par une valeur qui est déphasée de la première d'un temps $\frac{p}{\varphi}$. Au

troisième point sensible, elle sera déphasée de $\frac{2p}{\varphi}$, etc. La valeur de l'excitation au moment sensible redeviendra identique à celle du premier moment après $\frac{\varphi}{p}$ moments sensibles.

Le temps dans lequel se succéderont ces $\frac{\varphi}{p}$ moments est égal à leur nombre multiplié par la période de modulation, c'est-à-dire :

$$\frac{\varphi}{p} \times \frac{1}{\varphi} = \frac{1}{p}.$$

Autrement dit la fréquence du phénomène est égale à p . En faisant varier la fréquence de l'oscillateur local nous obtiendrons une série de sifflements (la hauteur de chacun passant du grave à l'aigu), séparés par des silences qui surviennent chaque fois que dans notre variation nous tombons sur un multiple de la fréquence de modulation.

Nous obtenons donc une série de sifflements qui s'étendent sur une plage plus ou moins étendue des fréquences de l'oscillateur local, mais limitée.

DÉMONSTRATION EXPÉRIMENTALE.

Pour vérifier l'hypothèse ci-dessus, j'ai utilisé le procédé suivant :

On met en marche simultanément le récepteur à superréaction, une émission éloignée (environ 7 ou 8 mètres) et un oscillateur local (2 à 3 mètres de distance). L'émetteur et le récepteur à superréaction sont accordés sur la même longueur d'onde. Avec l'oscillateur local on balaye une plage de fréquences de part et d'autre de l'accord du récepteur, obtenant ainsi la série des sifflements séparés par des silences. On mesure la longueur d'onde λ de la modulation, d'où on déduit sa fréquence. On mesure le nombre n des sifflements obtenus en variant la fréquence de l'oscillateur sur une plage comprise entre deux fréquences f_1 et f_2 . Il faudra avoir

$$f_1 - f_2 = n\varphi.$$

En effet supposons que f corresponde à un silence et soit F la fréquence de l'émission éloignée, on aura :

$$f_1 - F = k\varphi.$$

En variant la fréquence de l'oscillateur local, on trouve un nouveau sifflement, suivi d'un nouveau silence. Pour ce dernier nous pouvons écrire :

$$f' - F = (k + 1)\varphi.$$

En continuant pour les silences consécutifs on aura :

$$\gamma'' - F = (k + 2) \varphi$$

$$\dots \dots \dots$$

$$f_2 - F = (k + n) \varphi$$

d'où

$$f_2 - f_1 = n\varphi.$$

a) Mesure de la longueur d'onde de modulation.

Cette fréquence est d'habitude de l'ordre de 10 000 p.s. Ne possédant par un contrôleur d'onde mesurant les ondes de l'ordre de 30 000 m, j'ai employé deux méthodes pour la déterminer :

1°) Indirectement. En mesurant ses harmoniques dont l'ordre de grandeur correspondait au contrôleur d'onde que je possédais. (Contrôleur Armagnat avec méthode de zéro, 500-6000 m).

Soit a et b la valeur des deux harmoniques consécutifs d'ordre n et $n + 1$ nous aurons

$$\frac{\lambda}{n} = a \quad \text{et} \quad \frac{\lambda}{n+1} = b \quad \text{d'où} \quad \lambda = \frac{b}{1 - \frac{b}{a}}.$$

La condition optima d'expérimentation se détermine en calculant l'erreur absolue probable. Cette dernière sera la somme des deux erreurs probables : $\frac{\partial \lambda}{\partial a} da$ et $\frac{\partial \lambda}{\partial b} db$ résultant de l'erreur des lectures commise sur a et b . Nous aurons

$$\frac{\partial \lambda}{\partial a} da = \frac{-b}{(a-b)^2} da \quad \text{et} \quad \frac{\partial \lambda}{\partial b} db = \frac{a}{(a-b)^2} db.$$

D'où en admettant que les erreurs de lecture sont égales et qu'elles donnent des erreurs partielles qui s'ajoutent, nous pourrions écrire comme erreur absolue :

$$E_1 = \frac{1}{(a-b)} da.$$

$$\text{L'erreur relative limite sera : } \frac{E_1}{\lambda} = \frac{da}{\lambda(a-b)}.$$

Si on considère λ constant, nous voyons que cette erreur relative est minima en même temps que l'erreur absolue, c'est-à-dire pour $a - b$ maximum.

Ceci a lieu quand a est le premier harmonique. A ce point de vue nous aurons intérêt à mesurer deux harmoniques consécutifs les plus voisins de la fondamentale. On a pris les plus grands qui entrent dans la gamme du contrôleur. La mesure a été effectuée par la méthode de zéro de l'appareil et on l'a répété en changeant la valeur du condensateur d'oscillation de la modulatrice.

2°) Directement. Un second moyen de mesurer la fréquence de modulation consiste à abaisser cette fréquence jusqu'à ce qu'elle soit audible.

La superréaction fonctionne très bien dans ces conditions, seulement le courant détecté étant coupé à fréquence acoustique, il donne lieu dans le téléphone à un son correspondant à la fréquence de modulation. Cette dernière lampe agit vis-à-vis d'une onde entretenue comme un *likker*.

On a donc branché en parallèle sur le condensateur du circuit oscillant de la lampe de modulation une série de condensateurs de valeur convenable dont on faisait varier la valeur totale par plots. Pour chaque plot on avait un son différent qu'on mesurait à l'aide d'un diapason qui donnait une note comparable à celle émise par la lampe de modulation. Un condensateur variable de 8 millièmes permettait de régler exactement la fréquence de modulation sur la note émise par le diapason par l'extinction des battements.

3°) Mesure de la plage des fréquences de l'oscillateur local.

On l'a effectuée à l'aide d'un contrôleur d'onde 8 — 200 m étalonné au Laboratoire National de Radioélectricité à Paris.

Marche de l'expérience. — On mettait le poste à superréaction en fonctionnement sur une fréquence donnée. L'émetteur fictif situé à 7 — 8 m était accordé sur le récepteur. A l'accord tout bruit de friture caractéristique de la superréaction disparaissait. Ensuite on déclenchait l'oscillateur local situé à une distance d'environ 2 m. et composé d'un récepteur autodyne qui pour la circonstance marchait en oscillateur. Quand celui-ci s'approchait de l'accord, commençaient les premiers sifflements qui s'entendent sur une plage quelconque.

Deux mesures faites simultanément donnaient la valeur de la longueur d'onde de l'oscillateur local d'une part et des deux harmoniques de la modulation d'autre part. Ensuite le casque à l'oreille on continuait à faire varier la fréquence de l'oscillateur local en comptant le nombre de sifflements qu'on rencontrait et tant que leur amplitude demeurait suffisante pour être perceptible. A la fin on mesurait de nouveau la longueur d'onde de la modulation. En général celle-ci était stable.

Voici quelques résultats obtenus dans les deux cas :

- a) Fréquence de modulation extra-acoustique.
- b) Fréquence de modulation acoustique.

Fréquence de modulation ultraacoustique.

Condensateur oscillateur local	λ oscillateur local m	Fréquence oscillateur local	Plage de fréquence	Nombre des sifflements	λ modulatrice harmoniques	Fréquence de modulation (moyenne)
34°	27,8	$108 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^5$	37	6420	16200
30°	26,4	$114 \cdot 10^3$			4625	
					3720	
					3080	
59°	36,8	$81,5 \cdot 10^3$	$8 \cdot 10^5$	80	5680	9700
54°	33,5	$89,5 \cdot 10^3$			4780	
53°	34,5	$87 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^5$	58	5780	10350
64°	37,5	$81 \cdot 10^3$			4800	
42°	31,8	$94,5 \cdot 10^3$	$18 \cdot 10^5$	290	6070	6430
70°	39,2	$76,5 \cdot 10^3$			5370	
					4780	

Appliquant la relation $f_2 - f_1 = n\varphi$, nous obtenons :

- a) Première mesure : $16,2 \cdot 10^3 \times 37 = 6 \cdot 10^5$; Plage de fréquence : $6 \cdot 10^5$.
 b) Deuxième mesure : $9,7 \cdot 10^3 \times 80 = 7,8 \cdot 10^5$; Plage de fréquence : $8 \cdot 10^5$.
 c) Troisième mesure : $10,35 \cdot 10^3 \times 58 = 6 \cdot 10^5$; Plage de fréquence : $6 \cdot 10^5$.
 d) Quatrième mesure : $6,43 \cdot 10^3 \times 290 = 18,6 \cdot 10^5$; Plage de fréq. : $18 \cdot 10^5$.

Fréquence acoustique de modulation.

66°	38,4	$78,2 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^5$	130		3070
71°	40,4	$74,2 \cdot 10^3$				
67°	38,8	$77,5 \cdot 10^3$	$3,3 \cdot 10^5$	131		2460
72°	40,4	$74,2 \cdot 10^3$				
32°	28,3	$106 \cdot 10^3$	$2,5 \cdot 10^5$	88		2926
35°	29,1	$103,5 \cdot 10^3$				
100°	50	$60 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^5$	99		3000
97°	47,5	$63 \cdot 10^3$				

La relation $f_2 - f_1 = n\varphi$ donne :

- a) Première mesure : $3070 \times 130 = 4 \cdot 10^5$; Plage de fréquence : $4 \cdot 10^5$.
 b) Deuxième mesure : $2460 \times 132 = 3,22 \cdot 10^5$; Plage de fréquence : $3,3 \cdot 10^5$.
 c) Troisième mesure : $2926 \times 88 = 2,56 \cdot 10^5$; Plage de fréquence : $2,56 \cdot 10^5$.
 d) Quatrième mesure : $3000 \times 99 = 2,97 \cdot 10^5$; Plage de fréquence : $3 \cdot 10^5$.

Conditions de maximum de sensibilité de réception ou conditions de parité.

La réception en autodyne, soit en téléphonie, soit en télégraphie, présente un maximum de sensibilité qui correspond au réglage de l'appareil autour de la condition éolienne. Nous nous plaçons un peu en deçà ou au delà de cette condition suivant qu'on reçoit la téléphonie ou la télégraphie entretenue. On peut envisager aussi dans notre système une condition de maximum de sensibilité de la réception ; seulement ici les conditions sont différentes.

J'ai remarqué pendant les essais de réception avec le système que j'ai étudié que les sifflements que l'on rencontre en variant la fréquence de l'oscillateur local se succèdent avec une intensité inégale.

Les sifflements se partagent en deux groupes symétriques par rapport à la position d'accord de l'oscillateur avec le récepteur et l'émetteur fictif. A cette dernière position correspond un silence qu'un rapprochement suffisant de l'oscillateur peut rendre absolu. En variant le condensateur de l'oscillateur d'un côté ou de l'autre de la position d'accord, les sifflements se manifestent avec une intensité croissant continuellement, ensuite ils décroissent d'autant plus qu'on s'éloigne davantage vers les limites de la plage dont il a été question plus haut.

Une question se pose alors : Pourquoi ne peut-on pas obtenir des sifflements d'une manière indéfinie s'étendant sur toute la plage de l'oscillateur local d'un côté et de l'autre de l'accord comme il résulterait théoriquement d'après ce qu'on a dit sur la nature stroboscopique du phénomène ?

L'explication a été donnée par MM. Mesny et David dans l'*Onde Electrique* et se résume comme suit :

1° Si le désaccord entre l'oscillateur local et l'émetteur fictif est trop grand, la fréquence de battement résultant est trop grande vis-à-vis de la durée du moment sensible qui n'est pas instantanée. Dès lors les déphasages des battements vis-à-vis de ce moment, ne sont plus perceptibles à l'oreille et la modulation du courant détecté devient insignifiante.

2° Plus on s'éloigne de l'accord, plus l'énergie induite dans la superréaction par l'oscillateur local baisse jusqu'à ce que l'amplitude de battement devienne insignifiante.

Quant à la variation de l'intensité, elle est très nette si l'oscillateur local est assez proche du récepteur. On a deux zones de maxima de sifflements d'un côté et de l'autre de l'accord. Ces zones peuvent dans certains cas comprendre un seul sifflement chacune.

En variant les conditions d'expérimentation, j'ai établi les points suivants :

Plus l'énergie induite par l'oscillateur à l'accord est grande vis-à-vis de celle induite par l'émetteur, plus les deux maxima sont éloignés par rapport à l'accord.

Quand l'oscillateur est éloigné ou enfermé dans une cage de Faraday, les deux maxima tendent à se confondre.

Autrement dit, plus l'oscillateur est proche, plus il faut le désaccorder pour provoquer un maximum d'intensité des signaux.

Ces résultats m'ont fait affirmer dès le début que le maximum d'audition a lieu quand la force électromotrice induite par l'oscillateur dans le récepteur est égale, ou du moins du même ordre que celle induite par l'émetteur fictif.

Théoriquement on peut l'expliquer ainsi :

Supposons, que le poste à superréaction marche en téléphonie. (Système A. de David) et que le chauffage des lampes du récepteur reste invariable. Soient $E_1 = A \sin \omega_1 t$ et $E_2 = B \sin \omega_2 t$ les *f.e.m.* induites dans le récepteur, respectivement par l'émetteur fictif et par l'oscillateur local. L'amplitude B peut être rendue variable la fréquence de l'oscillateur local. Les battements résultants auront une amplitude dont la valeur variera entre $B + A$ et $B - A$. L'amplitude des oscillations déclanchées dans le circuit oscillant du récepteur, et l'amplitude du courant détecté varieront donc entre des valeurs proportionnelles à $B + A$ et $B - A$. L'amplitude des battements sera dans ces conditions égale à $2A$.

Si la tension $B + A$, quel que soit B, déclanche des oscillations ne saturant jamais les lampes de superréaction 2 et 3 du récepteur, l'amplitude du courant détecté commence par croître tant que le désaccord de l'oscillateur laisse B plus petit que A. Ensuite à partir du moment où B devient égal ou plus grand que A, la modulation du courant détecté reste constante jusqu'à ce que le désaccord vers l'autre limite de la plage des sifflements rende de nouveau B plus petit que A. En variant le condensateur de l'oscillateur local, on obtient donc une série de sifflements d'intensité égale, et au commencement et à la fin, quelques sifflements plus faibles.

Ces résultats sont confirmés expérimentalement en enfermant l'oscillateur dans une cage de Faraday.

Mais si l'oscillateur n'est pas en cage et s'il est suffisamment proche, les choses se passent autrement :

En variant la fréquence de l'oscillateur local on arrive facilement

à des valeurs de B telles que $B + A$ provoque la saturation des tubes 2 et 3 du récepteur.

Soit b la plus petite des valeurs de B pour laquelle $b + A$ sature les tubes en question. Supposons A c'est-à-dire une onde incidente faible. Pour toutes les valeurs de B comprises entre b et A on aura une série de sifflements égaux pour le motif exposé plus haut. Pour des valeurs de B plus petites que A l'intensité des sifflements décroît.

Pour des valeurs de B plus grandes et comprises entre b et la valeur de B à l'accord, l'amplitude des sifflements baisse aussi. En effet en dépassant la valeur de b , même des amplitudes du signal plus petites que A peuvent saturer les tubes et une augmentation de l'amplitude du signal ne pourra pas augmenter l'amplitude de l'oscillation libre déclanchée. Les choses se passent donc comme si l'amplitude du signal baissait. On a donc dans ce cas deux zones de sifflements maxima des deux côtés de l'accord.

Ces sifflements maxima d'intensité égale ne cessent de se succéder tant que B reste compris entre A et b . Leur nombre diminue avec la différence $b - A$. Si en particulier $b = A$ on n'a plus qu'un seul sifflement. Donc si l'amplitude de la f.e.m. induite par le signal a une valeur A égale à la moitié de l'amplitude nécessaire pour saturer les tubes de réception, on obtiendra un seul maximum d'un côté et de l'autre de la position d'accord de l'oscillateur local, c'est-à-dire quand l'oscillateur local induira une f.e.m. de même amplitude que le signal. Pratiquement on peut faire que A remplisse cette condition en variant le chauffage des lampes de réception.

J'ai dénommé cette condition *condition de parité*.

Démonstration expérimentale de la condition de parité.

On a mesuré à l'aide d'un voltinètre-amplificateur les énergies induites dans la superréaction par l'émetteur fictif et par l'oscillateur local, au moment de l'audition maxima. Le récepteur marchait à chauffage réduit, c'est-à-dire dans le système A de David.

L'émetteur étant accordé sur le récepteur à superréaction on est arrivé en variant le chauffage des lampes 2 et 3 de réception et leur voltage de plaque à restreindre les zones des maxima de manière à n'obtenir qu'un seul sifflement maximum de chaque côté de l'accord quand on balaie avec l'oscillateur local une plage autour de cet accord. Ensuite en supprimant l'émission fictive on accordait la fréquence de l'oscillateur sur le récepteur. On relevait ainsi au

voltmètre la tension maxima induite à ses bornes. On mettait ensuite en marche l'émetteur fictif qui était resté accordé sur le récepteur et on commençait à désaccorder l'oscillateur local jusqu'à ce qu'apparut le sifflement maximum d'un côté quelconque de l'accord. A ce moment on éteignait successivement les lampes de l'oscillateur local et de l'émetteur, et on mesurait chaque fois la tension induite aux bornes du voltmètre-amplificateur. Les valeurs étaient égales. Voici les résultats obtenus :

Distance oscillateur récepteur	Accord m	Indications du voltmètre-amplificateur en l'absence des oscillations de l'oscillateur local et de l'émetteur fictif	Indications du voltmètre-amplificateur avec l'oscillateur éteint l'émetteur fonctionnant	Indications du voltmètre-amplificateur avec l'émission fictive éteinte et oscillateur dans la position du maximum d'audition	Indications du voltmètre-amplificateur avec émission éteinte et les oscillateurs dans la position d'accord
3 m	29 m	1,7	3	1,99	6,2
2 m	24 m	2,6	3	1,98	6,2
2 m, 50	22 m	3,6	3,1	3,1	6,1

Ces résultats nous font envisager la possibilité de construire un appareil de mesure du son de l'intensité d'un champ électromagnétique en un point donné.

4^e Caractère antiparasite de la réception.

J'ai expérimenté le système de réception en question en faisant fonctionner, sur une même émission lointaine, tantôt le récepteur superréaction-hétérodyne, tantôt le récepteur classique autodyne. On a constaté que le système superréaction hétérodyne a, de par son principe même, un caractère antiparasite.

En ce qui concerne la détectrice autodyne qui en dernière analyse est un circuit accordé sur une longueur d'onde déterminée et dont l'amortissement est diminué à l'extrême ou rendu positif par la réaction, on peut lui appliquer les conclusions tirées par de Bellescize et Carson dans leur étude sur la résonance et les parasites atmosphériques : en considérant le signal comme une série d'impulsions d'amplitude constante qui s'ajoutent, et le parasite comme une impulsion isolée mais de même nature, le rapport signal-parasite

n'est pas avantage par la résonance dans le cas des chocs isolés ou rares. Vis-à-vis des trains de parasites successifs l'augmentation de la constante de temps des circuits favorise le rapport signal-parasite, mais ne peut-être poussée trop loin, car dans ces conditions les signaux colleraient entre eux. Une manipulation lente et une grande fréquence de l'onde du signal avantagent ce rapport.

Quand on a affaire à une série de perturbations se succédant à des intervalles de temps plus petits que la constante de temps du circuit résonnateur (donc que la durée du signal) on peut parler d'un avantage théorique, car ici les impulsions du signal sont en phase. Pour les mêmes raisons la manipulation rapide est désavantagée.

Pratiquement parlant, la résonance n'a pas donné de protection sensible contre les parasites et l'hétérodynation qui a augmenté la sensibilité et la sélectivité des réceptions a augmenté par cela même de beaucoup la portée des parasites.

2° Superréaction simple.

David dans son exposé sur l'usage de la superréaction simple propose comme récepteur antiparasite la superréaction système C ou « antiparasites ». Celle-ci consiste dans la variation brusque et dans de grandes limites de la résistance totale du circuit oscillant de manière que les tubes 2 et 3 aient une tendance à la saturation rapide même pour les signaux de petite amplitude. En pratique on peut obtenir le fonctionnement C de la superréaction décrite à la fig. 1 en augmentant le chauffage des lampes 2 et 3 jusqu'à la valeur maxima compatible avec leur entretien. Cette croissance ayant lieu jusqu'à la saturation des tubes quelle que soit l'amplitude des oscillations, la valeur du courant détecté sera la même, soit que le récepteur soit excité par une onde entretenue en l'absence de tout parasite, soit qu'à cette onde s'ajoute d'une manière irrégulière les diverses causes perturbatrices. Si nous considérons une onde entretenue à laquelle s'ajoutent d'autres perturbations, bien que l'excitation au moment sensible de la superréaction soit irrégulière, l'amplitude des oscillations détectée sera régulière. Le courant détecté sera sensiblement constant et nous n'entendrons rien à l'écouteur. Il y a un vrai verrouillage des parasites avec l'onde entretenue.

Nous obtenions le même résultat avec une onde entretenue sans augmenter les variations de la résistance totale du circuit oscillant de la superréaction, mais en augmentant l'amplitude de

l'excitation par le fait que l'onde entretenue provenait d'un générateur local qui pouvait être approché du récepteur selon notre désir.

Dans le système David l'onde entretenue ne peut être ainsi audible en téléphonie pour ce motif. L'auteur est donc forcé d'interrompre cette onde à une fréquence audible pour recevoir les signaux.

L'onde entretenue devient ainsi modulée avec une fréquence acoustique.

Ce système de réception n'est pas exempt de quelques inconvénients.

a) par le fait qu'on ne peut recevoir que les ondes modulées, il résulte une diminution appréciable de la sélectivité de la réception. L'avantage des ondes entretenues pures, qui ne pouvait être mis en valeur pour le système autodyne qui pêche pour ces ondes par excès de sélectivité, peut être entièrement utilisée dans la superréaction où la facilité avec laquelle on les reçoit en contre manipulation et le grand nombre des sifflements qui interviennent facilitent la recherche et l'écoute d'un poste.

b) La réception de la télégraphie ainsi modulée fait que le récepteur peut être troublé pendant les signaux, c'est-à-dire dans les intervalles de fréquence acoustique, e quand l'onde est coupée.

Il est vrai que pour pouvoir se substituer à tous les intervalles où le signal est coupé il faudrait que le parasite ait la fréquence e ce qui est peu probable, mais il suffit qu'il s'introduise dans quelques-uns pour que l'audition soit altérée, étant donné que les grandes variations de la résistance totale déclancheront des oscillations de même amplitude.

c) La réception peut être brouillée par les parasites non seulement pendant le signal, mais aussi dans les intervalles des deux signaux quand l'émission entretenue est arrêtée. Les signaux se détacheront ainsi sur un fond bruyant. Pour que le fond soit silencieux, M. David imagine comme moyen de transmission :

des signaux constitués par une onde modulée complètement et dans les intervalles entre signaux une onde entretenue pure.

Ce système qui consiste à interrompre périodiquement l'énergie quand elle doit se traduire en signaux, et de lancer dans l'espace de l'énergie alors qu'il ne faut rien entendre, est en tous cas moins économique que celui qui sert habituellement à la télégraphie par ondes entretenues pures.

Superréaction et hétérodyne.

Revenant au système dont nous nous occupons, nous rappelons qu'en essence il consiste à produire un fond silencieux à l'aide d'une onde entretenue que nous produisons à l'aide de l'oscillateur local et de greffer sur ce fond des sifflements qui proviennent comme on a vu de l'interférence de cet oscillateur avec l'onde entretenue incidente. La réception se fait de la manière suivante : Avec l'oscillateur local éteint ou désaccordé, on cherche à l'aide du condensateur de la superréaction l'accord sur l'onde émise qui nous intéresse. Comme la superréaction est une réception moins sélective que le système autodyne et beaucoup plus facilement réglable sur les ondes courtes, l'accord se fait rapidement. L'onde cherchée se manifeste par une sorte de contre manipulation : un silence au moment du signal et un fond bruyant dû aux parasites qui agissent sur le récepteur au moment des pauses entre les signaux.

A ce moment on accorde l'oscillateur local sur cette onde, ou plus exactement on s'approche de l'accord.

A un instant donné la lecture s'inverse.

Sur un fond silencieux les signaux apparaissent sous forme des sifflements qu'ensuite on rend de plus en plus silencieux à mesure que nous approchons l'oscillateur de l'accord. La réception peut devenir de cette manière de la plus grande pureté.

Cette pureté de réception provient à la fois d'un effet de limitation et de verrouillement du parasite.

Supposons au préalable que le récepteur reçoive des émissions seulement de l'oscillateur local et que l'amplitude de ceux-ci soit un peu plus faible que celle nécessaire pour porter les tubes à la saturation,

Naturellement, les perturbations parasites qui exciteront le récepteur au moment sensible augmenteront l'amplitude des oscillations déclanchées, mais pas beaucoup plus que les précédentes, étant donné que ces dernières menaient déjà le tube aux environs de la saturation.

La modulation, par les parasites, du courant, détecté sera beaucoup moins profonde dans ce cas que dans le cas de l'absence de l'émission entretenue. Elle sera d'autant moins profonde que l'amplitude initiale de la f.e.m. induite dans l'oscillateur sera plus grande.

Supposons que, en l'absence de tout parasite, sur cette oscillation s'ajoute celle provenant de l'émetteur. L'excitation du circuit oscillant par les battements résultants aura pour effet qu'au moment sen-

sible, le récepteur sera excité par une tension *tantôt plus grande, tantôt plus faible que la précédente.*

Examinons comment fonctionne les perturbations parasites vis-à-vis de l'oscillation résultante : Naturellement quand le récepteur est excité par une tension inférieure à celle correspondant à l'émission entretenue précédente, le parasite augmentera l'amplitude de l'oscillation détectée dans une proportion plus grande que quand le récepteur est excité par une tension supérieure à celle de l'onde entretenue.

Les minima correspondants des battements seront donc plus vulnérables que les maxima. Si ces derniers conduisent seuls le tube de la superréaction à la saturation, l'effet du parasite à ce moment est nul.

Supposons que nous soyons pour le moment à la condition de parité. Celle-ci est caractérisée, comme nous avons vu, par le fait que l'amplitude des battements varie entre un minimum égal à zéro et un maximum qui déclanche des oscillations qui mènent les tubes à la saturation.

Si nous supposons que les parasites ont une fréquence exactement égale à celle des minima des battements et ont une amplitude au moins égale à celle des maxima de battements, les perturbations qui résulteront auront la même amplitude que celle du signal.

La probabilité d'une perturbation systématique est du même ordre que celle du cas de la superréaction type C antiparasite de David.

En réalité les choses se passent autrement :

Les parasites frappent le circuit oscillant au hasard et ce sera assez rare qu'ils arrivent au moment où l'amplitude des battements est minima. En général les perturbations d'amplitude variable auront lieu à des moments plus ou moins éloignés du minimum des battements, déclanchant ainsi des oscillations qui en général auront une amplitude plus petite que celle du signal.

Mais quand la condition de parité est dépassée, le signal est énormément favorisé par rapport au parasite.

En effet à partir de cet instant, les excitations qui déclanchent les oscillations jusqu'à la saturation des tubes ne correspondent pas seulement aux maxima des battements, *mais aussi aux amplitudes plus petites que celle-ci.*

La proportion vulnérable autour des minima des battements *diminue de plus en plus* et autour des maxima des battements s'étend une plage de plus en plus grande pour laquelle l'action des parasites est

sans aucun effet. Le courant détecté que nous obtenons dans ces conditions n'est plus sinusoïdal comme dans le cas de la condition de parité, mais sera présenté par une fonction périodique qui dérive de la sinusoïdale et consistera dans un courant continu de moins en moins modulé par des minima ayant une fréquence p (p ayant été défini plus haut).

Nous pouvons donner d'une manière générale la variation de la forme du courant modulé détecté par la succession des courbes de la fig 3. Ceci nous permet de voir que le courant détecté se maintenant au même maximum est de moins en moins susceptible d'être augmenté accidentellement par les perturbations parasites.

Nous avons fait des lectures au son et effectué des enregistrements sur toute une série de postes d'émission compris entre 20 et 60 m.

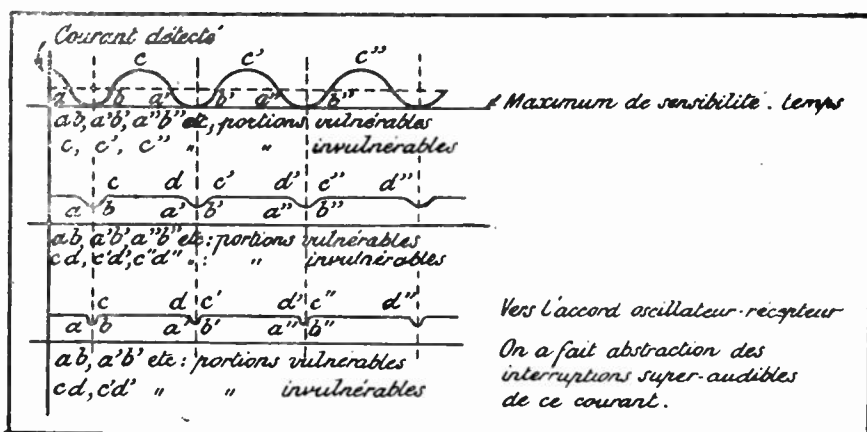


Fig. 3.

La même émission était immédiatement reçue en autodyne pour faire la comparaison au point de vue antiparasite. Le montage employé est représenté sur la planche d'ensemble.

Le jeu d'inverseurs permettait de faire précéder le système amplificateur push pull, l'amplificateur B.F., le détecteur relais Baudot et le système enregistreur, soit par la superréaction et l'oscillateur local, soit par l'autodyne qui était le même oscillateur accordé cette fois exactement sur l'onde à recevoir. On a pris toutes les précautions possibles pour que le détecteur ne soit pas saturé par le courant détecté, car dans ce cas on aurait pu obtenir des effets antiparasites dus au fait que le courant final aurait atteint le palier de la caractéristique de cette lampe.

Aux parasites atmosphériques on a ajouté les perturbations provenant d'un poste à étincelles qui n'étaient que la génératrice U, anciennement employée dans l'armée française. Le perturbateur se trouvait à environ 5 mètres du récepteur.

A la suite des réceptions que j'ai effectuées plusieurs mois de suite (novembre 1928, février 1929) j'ai pu constater les conditions suivantes optima de fonctionnement du système.

Tant pour la lecture au son que pour les enregistrements, le système ne fonctionne rationnellement que pour des fréquences de l'oscillateur local comprises entre la position d'accord et la condition de parité, car les perturbations parasites croissent d'autant plus que nous nous éloignons de la saturation, c'est-à-dire de l'accord vers la limite de la plage des sifflements.

Mais du moins dans ce cas l'audition est augmentée jusqu'à ce que l'oscillateur arrive à la condition de parité. D'ici, jusqu'à la limite de la plage, il y a un abaissement continu du signal et une croissance de l'effet des parasites.

Pour la lecture au son, nous avons tout intérêt à nous placer le plus près de l'accord. Le fond devient ainsi parfaitement silencieux et les signaux quoique faibles sont d'une clarté qui ne laisse rien à désirer. Le montage permettant de passer immédiatement en autodyne nous a permis de comparer les réceptions de la même émission. En général, tant aux enregistrements qu'à la lecture au son nous avons choisi les transmissions qui avantagent au maximum l'autodyne c'est-à-dire les vitesses lentes de manipulation (20 mots à la minute).

On a cherché à faire des réceptions dans les cas les plus défavorables, c'est-à-dire dans des journées où l'intensité des parasites était particulièrement accentuée. A ceux-ci s'ajoutaient aussi les perturbations de l'émetteur amorti ou de temps en temps les perturbations dues à un appareil de rayons X placé dans le voisinage (environ 100 m).

En ce qui concerne la lecture au son, dans le cas où la réception devenait impossible en autodyne elle était toujours possible en super-réaction hétérodyne, à la condition de s'approcher suffisamment de l'accord avec l'oscillateur local.

En ce qui concerne les inscriptions, le réglage de l'oscillateur vers l'accord, donc la diminution de la profondeur de modulation du courant détecté, produisait une baisse très importante du courant détecté la seconde fois et c'est pour cela que nous avons du travailler, pour les inscriptions, à la proximité de la condition de

parité. Les parasites sont plus forts dans cette région, c'est juste, mais comme ils sont encore désavantagés vis-à-vis du signal, ils n'arrivent pas à déclancher une quantité d'électricité suffisante pour ébranler

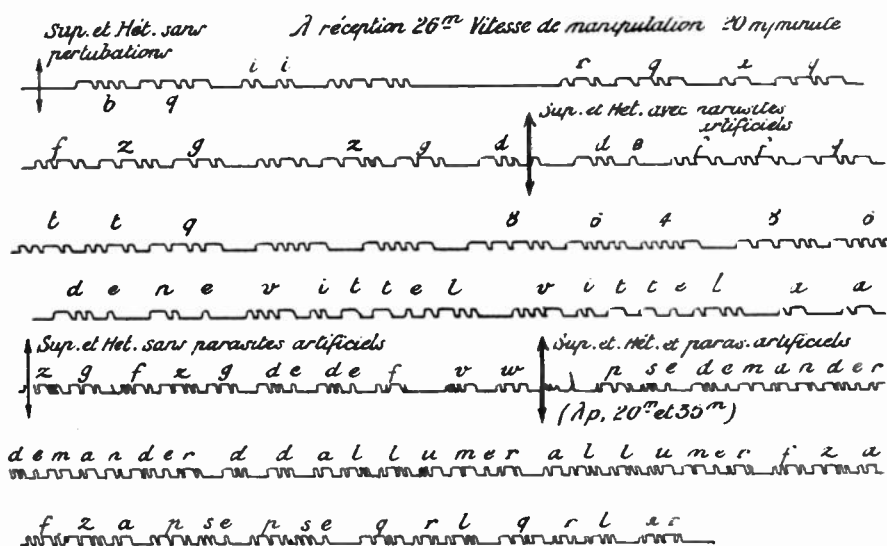


Fig. 4.

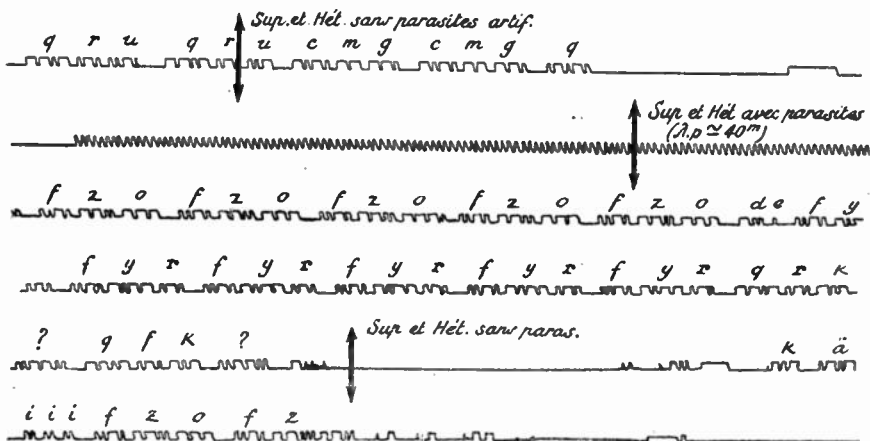
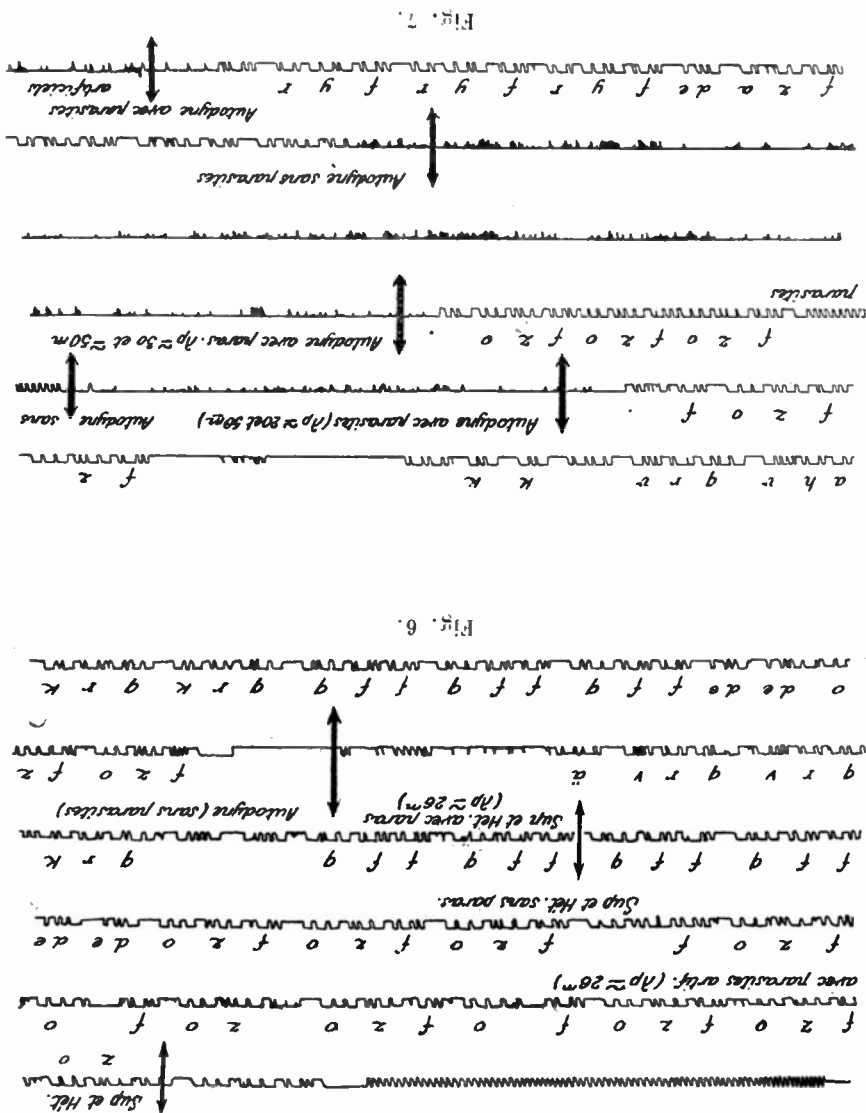


Fig. 5.

l'appareil enregistreur qui restait soumis seulement aux impulsions des signaux.

De même que pour la lecture au son, on a fait des expériences en présence de la perturbation locale, ou de celle des rayons X. La



réception en autodyne accusait toujours dans ces dernières conditions (intensité moyenne des signaux) une saturation complète de la lampe HF par les parasites, saturation qui se traduisait par un déséquilibre du relais Baudot et la transformation des signaux inscrits sous forme d'une droite continue. Si le relais était équilibré

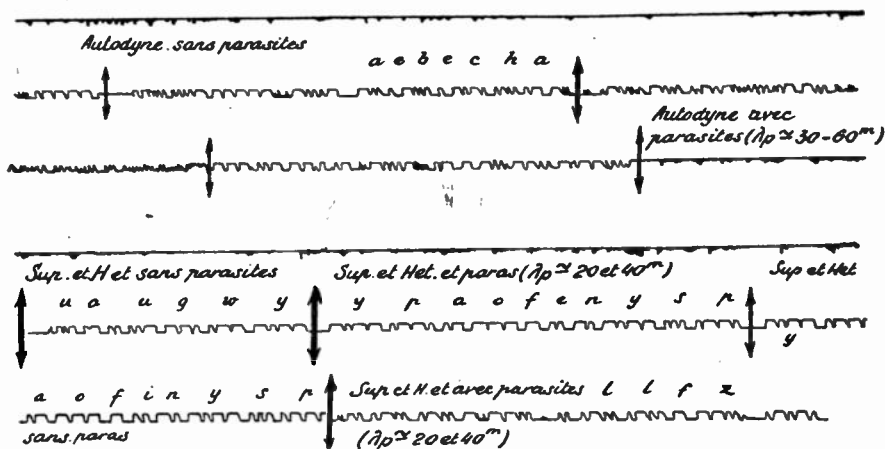


Fig. 8.

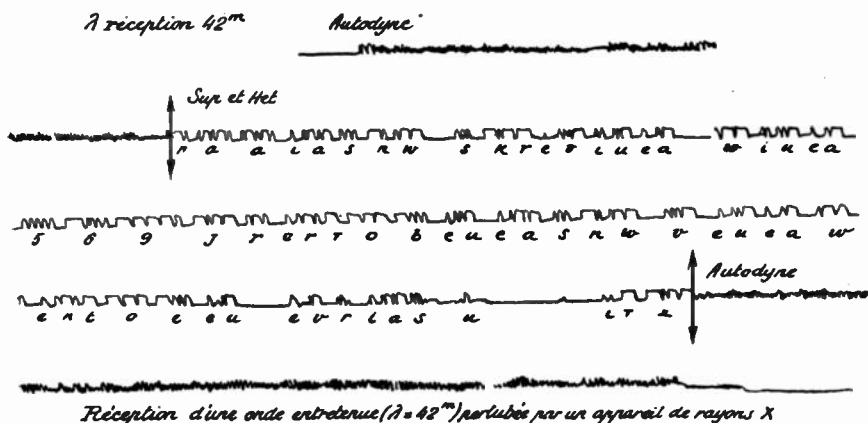


Fig. 9.

dans le but d'être de nouveau sensibilisé, les signaux n'étaient plus lisibles.

Dans les mêmes conditions l'inscription des signaux avec le système superréaction hétérodyne était possible à la condition de choisir un sifflement convenable, c'est-à-dire ni trop près de la condition de parité ni de l'accord.

Nous donnons plus bas les photographies de quelques inscriptions obtenues en enregistrant le même signal en autodyne et superréaction hétérodyne effectuées soit sans aucune perturbation supplémentaire, soit en les perturbant dans les conditions décrites plus haut (fig. 4, 5, 6, 7, 8, 9).

Conclusions.

En comparant le système de réception dont nous nous sommes occupés avec le montage classique autodyne, nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

En ce qui concerne la sélectivité, le système superréaction hétérodyne est moins sélectif que l'autodyne. Cette diminution de la sélectivité qui pour les ondes moyennes et grandes constituerait un défaut, présente ici un avantage incontestable sur l'autodyne, car ce dernier système nécessite un réglage extrêmement précis pour l'identification des ondes entretenues et elle demande même une éducation spéciale de l'opérateur. De plus le fait que dans notre système le signal après avoir été pris en contremanipulation (superréaction seule) peut être identifié par une série entière de sifflements correspondant à une plage des fréquences de l'oscillation locale rend le réglage de la réception extrêmement simple.

2° Le système dont nous nous occupons présente comme la réception classique un maximum de sensibilité de l'audition qui rend capable, comme la condition de l'autodyne, une inscription des signaux.

3° La provenance des sifflements dans le système superréaction autodyne est indiscutablement le résultat d'un phénomène stroboscopique provoqué par les battements de fréquences inaudibles entre l'émission et l'oscillateur local. A l'autodyne les signaux proviennent toujours de battements, mais ceux-ci doivent avoir une fréquence audible.

4° En ce qui concerne la qualité de la réception, le système dont nous nous sommes occupés peut donner des signaux incomparablement plus purs et plus à l'abri des parasites que l'autodyne.

Tant vers la condition de parité ; que vers l'accord comme le montrent les inscriptions sur bande, et comme les auditions au casque le vérifient, les signaux sont incomparablement plus vulnérables aux perturbations.

Facilité de réglage, pureté de réception voici, en résumé les qualités du système superréaction hétérodyne. Nous avons l'espoir que la pratique sanctionnera bientôt ces conclusions tirées du laboratoire.

*
* *

Je ne puis finir cet exposé sans apporter les plus vifs remerciements au professeur René Mesny et à M. P. David qui m'ont suggéré de développer ce sujet et ont mis à Paris le matériel nécessaire pour que je puisse commencer à l'E.C.M.R. les recherches, ainsi qu'à M. Hurmuzesco, directeur de l'Institut Electrotechnique de Bucarest, qui m'a facilité l'achèvement et la mise au point de ce travail.

E. PETRASCO.



AMPLIFICATEURS A BANDE DE FRÉQUENCES (1)

Par L. COUILLARD

SOMMAIRE. — L'article ci-dessous contient la description de quelques dispositifs simples d'amplificateurs, dont la caractéristique en fonction de la fréquence, est analogue à celle des filtres électriques (2)

Ces dispositifs sont particulièrement avantageux pour l'établissement d'amplificateurs de moyenne fréquence, pour les superhétérodynes destinés à la réception de la radiodiffusion.

Le nombre sans cesse croissant des émetteurs de radiodiffusion, le resserrement des fréquences qui en est la conséquence et l'augmentation continuelle de la puissance de ces émetteurs, donnent aujourd'hui une importance considérable au problème de la sélection en haute fréquence à la réception.

Pour assurer cette sélection, le procédé à peu près universellement adopté consiste à utiliser, comme organes de liaison entre étages amplificateurs, des résonateurs accordés sur l'onde porteuse de l'émission à recevoir. Or, étant donné le rapprochement actuel des fréquences, un tel procédé est absolument incapable, dans bien des cas, de procurer une sélection suffisante, sans affaiblir notablement les fréquences extrêmes des bandes latérales produites par la modulation.

Pour obtenir une sélection suffisante, compatible avec une bonne qualité de reproduction, il est de toute nécessité d'utiliser des systèmes sélectifs à « bande de fréquences », c'est-à-dire amplifiant ou transmettant, d'une façon sensiblement uniforme, tous les courants dont la fréquence est comprise entre deux limites ou « frontières » f_1 et f_2 , et supprimant aussi complètement que possible, tous les courants dont la fréquence est située en dehors de ces frontières. Tels sont les filtres électriques.

En ce qui concerne les systèmes de liaison entre étages amplificateurs, différents dispositifs ont été préconisés, notamment par M. Blanchard (*Onde Electrique*, février 1927).

Les dispositifs décrits dans le présent article, procèdent d'un prin-

(1) Communication faite à la S. A. T. S. F., le 18 février 1931.

(2) Brevets français.

cipe un peu différent, et possèdent certains avantages qui seront énumérés au cours de la description.

L'un des principaux avantages de ces dispositifs, est qu'ils possèdent généralement deux circuits accordés chacun sur une frontière. Les frontières sont ainsi exactement définies, même si les rapports entre les différents éléments n'ont pas exactement la valeur convenable.

Nous verrons d'autre part que, malgré leur simplicité, ces dispositifs sont assez souples pour se prêter à de multiples combinaisons.

PREMIER MONTAGE

Le principe est le suivant :

Supposons deux lampes dont les anodes sont reliées en parallèle (Pour simplifier, nous supposerons ces deux lampes identiques. Soient u_1 et u_2 les tensions appliquées aux deux grilles. Si les lampes travaillent dans la partie rectiligne de leur caractéristique, le courant plaque total sera proportionnel à la somme algébrique des tensions u_1 et u_2 .

Dans ces conditions, si nous relions les deux grilles à deux points convenablement choisis d'un système d'impédances intercalé dans le circuit d'anode d'une lampe amplificatrice, et si les impédances sont combinées de telle sorte que les tensions u_1 et u_2 soient en phase pour tous les courants dont la fréquence est comprise entre deux frontières f_1 et f_2 , et en opposition de phase pour les courants

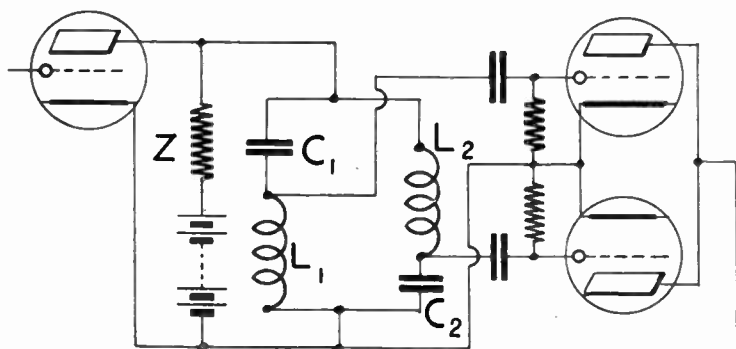


Fig. 1.

dont la fréquence est située en dehors de ces frontières, on conçoit que l'amplification puisse être assez élevée et sensiblement constante dans l'intervalle $f_1 - f_2$, et qu'elle diminue rapidement de chaque côté de la bande $f_1 - f_2$.

Le dispositif le plus simple est représenté figure 1. Les circuits L_1C_1 et L_2C_2 , sont accordés chacun sur une frontière Soient z_1 et z_2 , les réactances de ces deux circuits. On a :

$$z_1 = j\left(L_1\omega - \frac{1}{C_1\omega}\right) \quad \text{et} \quad z_2 = j\left(L_2\omega - \frac{1}{C_2\omega}\right)$$

et pour la réactance de l'ensemble.

$$Z = \frac{1}{\frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2}}$$

La tension aux bornes sera :

$$U = Ku \frac{Z}{\sqrt{r^2 + Z^2}}$$

en appelant K et r le coefficient d'amplification et la résistance interne de la 1^{re} lampe et u , la tension appliquée sur la grille de cette lampe.

Les courants dans les deux branches seront :

$$i_1 = \frac{U}{z_1} \quad \text{et} \quad i_2 = \frac{U}{z_2}$$

Enfin, les tensions appliquées aux deux grilles :

$$U_1 = -L_1\omega i_1 \quad \text{et} \quad u_2 = \frac{i_2}{C_2\omega}$$

La figure 2 représente la variation des réactances

$$z_1, z_2, L_1\omega \quad \text{et} \quad -\frac{1}{C_2\omega},$$

en fonction de la fréquence.

On y voit que :

1° z_1 s'annule pour la pulsation $\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1C_1}}$, et z_2 pour la pulsation $\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2C_2}}$.

2° Dans l'intervalle $\omega_1 - \omega_2$, z_1 et z_2 étant de signe contraire, les courants i_1 et i_2 sont en opposition de phase. Les réactances $L_1\omega$ et $-\frac{1}{C_2\omega}$ étant également de signe contraire, les tensions u_1 et u_2 sont donc en phase sur les deux grilles et leurs effets s'ajoutent dans le circuit de plaques.

3° En dehors de l'intervalle $\omega_1 - \omega_2$, les courants i_1 et i_2 sont en phase et les tensions u_1 et u_2 en apposition de phase. Leurs effets dans le circuit de plaques se retranchent donc.

Etude de l'amplification dans la bande passante.

. Cherchons les conditions à remplir pour que l'amplification soit aussi régulière que possible dans la bande passante.

La réactance du circuit $L_1 C_1$ est donnée par :

$$z_1 = j \left(L_1 \omega - \frac{1}{C_1 \omega} \right).$$

Posons :

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}},$$

il vient :

$$L_1 \omega_1 = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \quad \text{et} \quad L_1 \omega = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \frac{\omega}{\omega_1}.$$

De même :

$$\frac{1}{C_1 \omega_1} = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \quad \text{et} \quad \frac{1}{C_1 \omega} = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \frac{\omega_1}{\omega}.$$

Posons

$$\sqrt{\frac{L_1}{C_1}} = \alpha_1,$$

il vient

$$z_1 = j \alpha_1 \left(\frac{\omega}{\omega_1} - \frac{\omega_1}{\omega} \right).$$

On aurait de même, en posant

$$\sqrt{\frac{L_2}{C_2}} = \alpha_2,$$

$$z_2 = j \alpha_2 \left(\frac{\omega}{\omega_2} - \frac{\omega_2}{\omega} \right)$$

et la réactance totale devient :

$$Z = j \frac{\alpha_1 \alpha_2 (\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2)}{\alpha_1 \omega \omega_2 (\omega^2 - \omega_1^2) + \alpha_2 \omega \omega_1 (\omega^2 - \omega_2^2)}.$$

Cette fonction s'annule pour $\omega = \omega_1$ et pour $\omega = \omega_2$.

Elle passe par l'infini pour :

$$\omega = \omega_0 = \sqrt{\frac{\alpha_1 \omega_1 + \alpha_2 \omega_2}{\alpha_1 \omega_2 + \alpha_2 \omega_1}}. \quad (1)$$

Pour les courants de pulsation ω_1 , la réactance de la branche $L C_1$ étant nulle, le courant i_2 sera nul et le courant i_1 sera :

$$i_1 = \frac{K u}{\rho}$$

La tension u_1 sera :

$$u_1 = - L_1 \omega_1 \frac{K u}{\rho}.$$

Et l'amplification :

$$\mu_1 = \frac{u_1}{u} = \left| K \frac{L_1 \omega_1}{\rho} \right| = \left| K \frac{z_1}{\rho} \right|.$$

On aurait de même pour les courants de pulsation ω_2 :

$$\mu_2 = \left| \frac{K}{C_2 \omega_2 \rho} \right| = \left| K \frac{z_2}{\rho} \right|.$$

Pour que $\mu_1 = \mu_2$, on doit donc avoir :

$$L_1 \omega_1 = \frac{1}{C_2 \omega_2} \quad \text{et} \quad z_1 = z_2 = z. \quad (2)$$

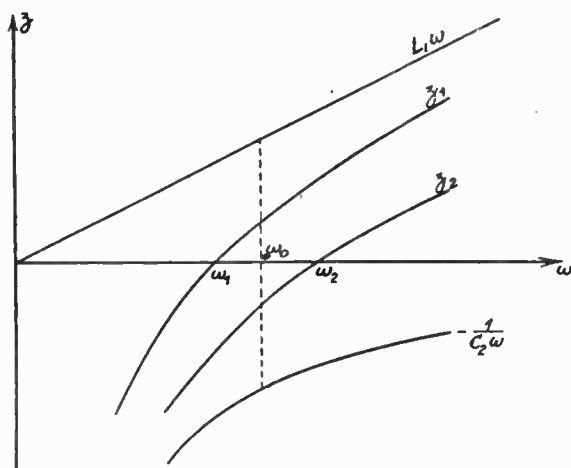


Fig. 2.

Et l'on aura pour ω_0 :

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_1 \omega_2}.$$

Pour les courants de pulsation ω_0 , on a :

$$z_1 = -z_2.$$

Les courants i_1 et i_2 sont donc égaux en valeur absolue.

D'autre part, la condition (2), nous donne

$$L_1 C_2 \omega_1 \omega_2 = 1$$

d'où

$$L_1 C_2 \omega_0^2 = 1$$

et

$$L_1 \omega_0 = \frac{1}{C_2 \omega_0}.$$

La réactance Z étant infinie, la tension aux bornes sera égale à Ku et les courants i_1 et i_2 seront :

$$|i_1| = |i_2| = \left| \frac{Ku}{j\alpha \left(\frac{\omega_2}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_2} \right)} \right|.$$

L'amplification sera donc :

$$\begin{aligned} \mu_0 &= \left| 2K \frac{L_1 \omega_0}{\alpha \left(\frac{\omega_2}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_2} \right)} \right| \\ &= 2K \frac{1}{1 - \frac{\omega_1}{\omega_2}} \end{aligned} \quad (3)$$

Pour que l'amplification soit assez régulière dans la bande passante, il pourra être avantageux de rendre μ_0 égal à μ_1 et μ_2 .

Or :

$$\mu_1 = \mu_2 = K \frac{\alpha}{\rho}.$$

La condition que nous cherchons est donc :

$$\frac{\alpha}{\rho} = \frac{2}{1 - \frac{\omega_1}{\omega_2}},$$

d'où :

$$\alpha = \frac{2\rho}{1 - \frac{\omega_1}{\omega_2}}. \quad (4)$$

On voit que α sera d'autant plus grand que le rapport $\frac{\omega_1}{\omega_2}$ sera plus voisin de l'unité, c'est-à-dire que la largeur relative de la bande passante sera plus faible.

Et...

Etude de l'amplification dans la zone atténuée.

Si l'on considère la variation de u_1 et u_2 en fonction de la fréquence en dehors de la bande passante, on constate que ;

- 1° Ces deux tensions sont en opposition de phase.
- 2° L'une d'elle croît, tandis que l'autre décroît.

Il pourra donc exister des fréquences particulières pour lesquelles ces deux tensions sont égales en valeur absolue. L'amplification correspondante sera alors nulle. Nous appellerons ces fréquences particulières : fréquences d'affaiblissement infini.

Calculons ces fréquences.

Elles sont données par la relation :

$$u_1 + u_2 = 0,$$

$$\text{soit :} \quad L_1 \omega i_1 - \frac{i_2}{C_2 \omega} = 0,$$

$$\text{ou} \quad L_1 C_2 \omega^2 - \frac{i_2}{i_1} = 0. \quad (3)$$

Or nous avons vu que :

$$L_1 C_2 \omega_0^2 = 1,$$

$$\text{d'où} \quad L_1 C_2 = \frac{1}{\omega_0^2}.$$

Portant cette valeur dans (5), il vient :

$$\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - \frac{i_2}{i_1} = 0.$$

Les réactances z_1 et z_2 étant en parallèle.

$$\frac{i_2}{i_1} = \frac{z_1}{z_2},$$

et la condition (5) s'écrit :

$$\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - \frac{z_2}{z_1} = 0.$$

Remplaçant z_1 et z_2 par leur valeur en fonction de ω , il vient, après réduction :

$$\omega^4 - 2\omega^2\omega_0^2 + \omega_0^4 = 0.$$

Les pulsations d'affaiblissement infini ω_∞ et ω'_∞ , seront évidemment données par les deux racines positives de cette équation.

Pour que ces racines existent, on doit avoir

$$\omega_2 > \omega_0.$$

En d'autres termes, le circuit $L_2 C_2$ de la figure 1 doit être accordé sur la frontière la plus élevée, et le circuit $L_1 C_1$ sur la plus basse.

Finalement, on a :

$$\left. \begin{matrix} \omega_\infty \\ \omega'_\infty \end{matrix} \right\} = \omega_2 \sqrt{1 \pm \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_1}{\omega_2} \right)^2}}. \quad (6)$$

Ce montage possède donc la propriété remarquable de donner deux fréquences d'affaiblissement infini avec deux circuits simples seulement.

Pour les pulsations inférieures à ω_∞ ou supérieures à ω'_∞ , l'amplification augmente et tend vers K quand la fréquence tend vers zéro ou vers l'infini.

L'affaiblissement relatif, pour les fréquences zéro et l'infini sera donc :

$$\frac{\mu_0}{K} = \frac{2}{1 - \frac{\omega_1}{\omega_2}}.$$

On voit qu'il est d'autant plus élevé que la bande relative est plus étroite.

Du fait que l'amplification augmente pour les pulsations inférieures à ω_z et supérieures à ω'_z , il résulte que ce type de cellule ne doit généralement pas être employé seul, mais combiné avec d'autres types dans lesquels l'amplification tend vers zéro quand la fréquence tend vers zéro ou vers l'infini. Nous verrons plus loin des montages répondant à ces conditions.

Nous avons vu que les lampes devaient travailler dans les parties rectilignes de leurs caractéristiques. S'il n'en était pas ainsi, le fonctionnement pourrait en être troublé. En effet, si nous examinons par exemple le cas d'une fréquence d'affaiblissement infini, nous avons vu que les tensions u_1 et u_2 pour cette fréquence, ont même valeur absolue et sont en apposition de phase. Si les lampes, travaillaient dans une région non linéaire de leurs caractéristiques, il y aurait production d'une fréquence double qui pourrait ne pas être arrêtée par les étages suivants, et influencer le détecteur.

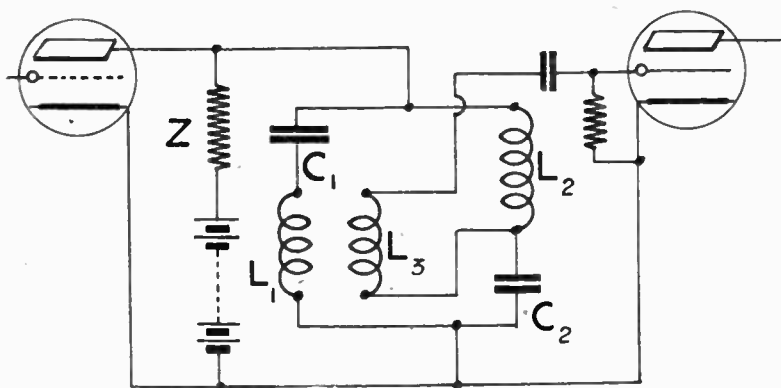


Fig. 3.

Pour éviter cet inconvénient, on a intérêt à remplacer les deux lampes de la figure 1 par une lampe bigrille dont les deux grilles sont, de préférence identiques, comme dans la bigrille Métal G.M. par exemple. En effet, on peut considérer cette lampe comme une triode dont la tension de grille serait égale à la somme algébrique des tensions u_1 et u_2 . On peut même utiliser cette lampe comme détectrice, à condition d'utiliser la détection par la plaque ou encore par modulation.

Le fait d'utiliser deux lampes ou une lampe spéciale, pour chaque étage d'amplification, est évidemment un inconvénient.

Pour supprimer cet inconvénient et utiliser une seule triode par étage, il suffit de composer les tensions u_1 et u_2 non plus dans le circuit de plaque, mais dans le circuit de grille. Il existe un moyen

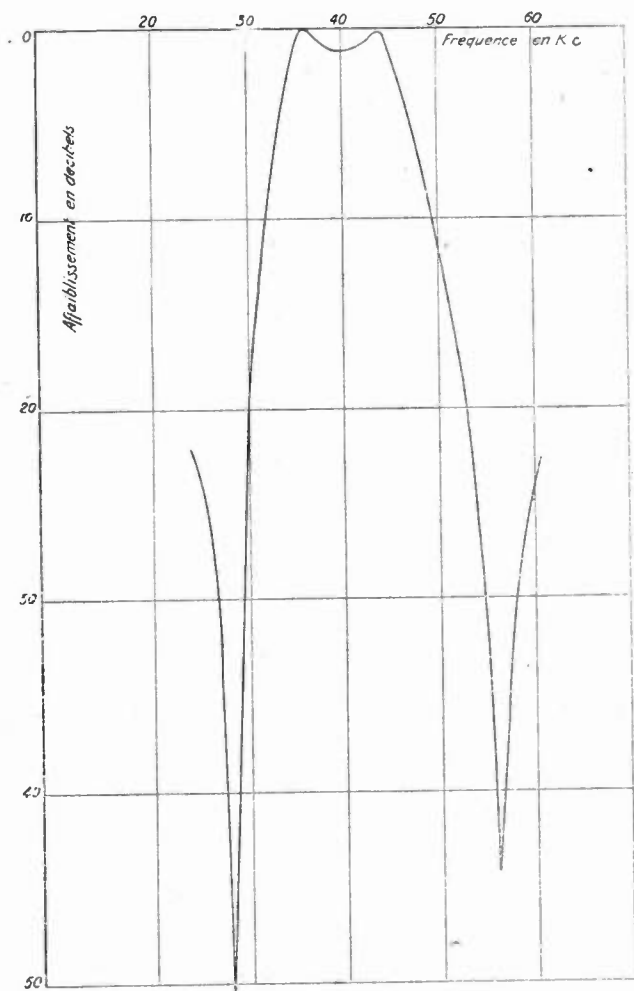


Fig. 4.

très simple pour obtenir ce résultat, c'est de faire appel à l'induction mutuelle.

La figure 3 représente le montage de la figure 1 ainsi transformé.

Si l'on a soin de rendre l'induction mutuelle entre L_1 et L_3 égale à L_1 , il est clair que les tensions aux bornes de selfs L_1 et L_3 seront égales, et le calcul précédemment exposé est encore applicable.

La figure 4 représente un graphique d'affaiblissement relevé expérimentalement avec le montage de la figure 3, pour une fréquence moyenne de 40 kc et une largeur de bande de 10 kc. Les affaiblissements sont exprimés en décibels. Si, au lieu de prendre les tensions aux bornes d'une self et d'un condensateur, on prend ces tensions aux bornes de deux selfs, on obtient le montage de la figure 5.

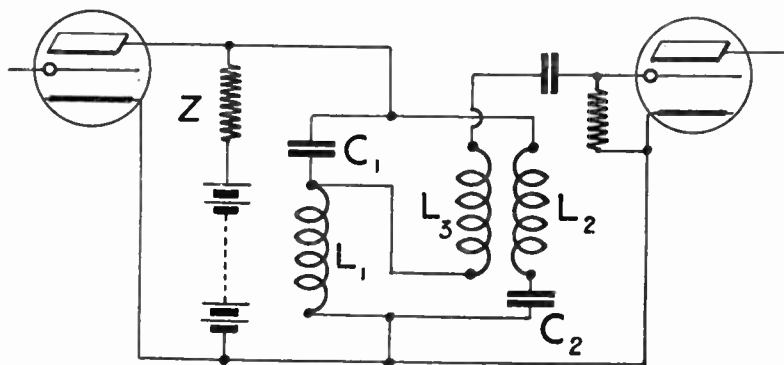


Fig. 5.

Si dans ce montage, on fait $x_1 = x_2$, on aura :

$$L_1 \omega_1 = L_2 \omega_2.$$

Pour que l'amplification soit la même aux deux frontières, on devra donc avoir :

$$|M| = |L_2|.$$

Les courants i_1 et i_2 étant en opposition de phase dans la bande passante, pour que les tensions u_1 et u_2 soient en phase, le coefficient M devra être négatif.

Dans ces conditions, on n'obtiendra pas de fréquences d'affaiblissement infini, mais l'affaiblissement augmentera indéfiniment quand la fréquence tendra vers zéro ou vers l'infini.

La courbe expérimentale de la figure 6, représente le résultat obtenu dans ces conditions.

Dans cette courbe, comme dans celle de la figure 4, on peut constater que la fréquence moyenne est la moyenne géométrique de tout groupe de fréquences ayant même affaiblissement. Ce résultat est d'ailleurs commun à tous les systèmes électriquement symétriques.

Si donc, dans ces courbes on portait les fréquences suivant une échelle logarithmique, on obtiendrait une figure symétrique.

Lorsqu'il s'agit de filtrer une bande de fréquences musicales destinée à la téléphonie, par exemple, l'usage d'une telle échelle logarithmique pour les fréquences, est logique, puisque cette échelle est la même que l'échelle musicale.

Il en est tout autrement, lorsqu'il s'agit de sélectionner une onde modulée.

En effet, les bandes latérales dues à la modulation sont symétriques par rapport à la fréquence de l'onde porteuse. D'autre part, et ceci est une conséquence de cette symétrie, les ondes porteuses

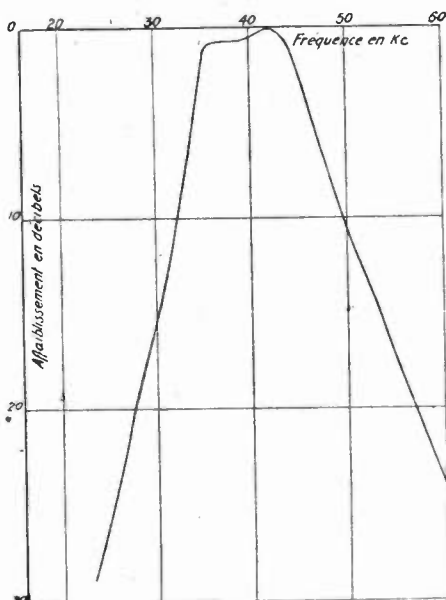


Fig. 6.

des différents postes émetteurs, sont réparties dans l'échelle des fréquences suivant une loi linéaire.

Il n'y a donc pas de raison pour que la sélectivité ne soit pas la même de chaque côté de la bande passante, et il est désirable d'obtenir une courbe d'affaiblissement symétrique par rapport à une échelle linéaire des fréquences.

Or, les dispositifs représentés figures 3 et 5, permettent de s'approcher de cette symétrie idéale. Il suffit pour cela de faire $\alpha_1 < \alpha_2$. Pour conserver l'égalité de l'amplification aux frontières, on devra faire dans le premier montage :

$$M\omega_1 = \frac{1}{C_3\omega_2}$$

et dans le deuxième :

$$|L_1\omega_2| = |M_1\omega_2|$$

On peut même aller plus loin dans cette voie, et, dans le dispositif de la figure 5, on peut, en donnant au rapport $\frac{z_1}{z_2}$ une valeur

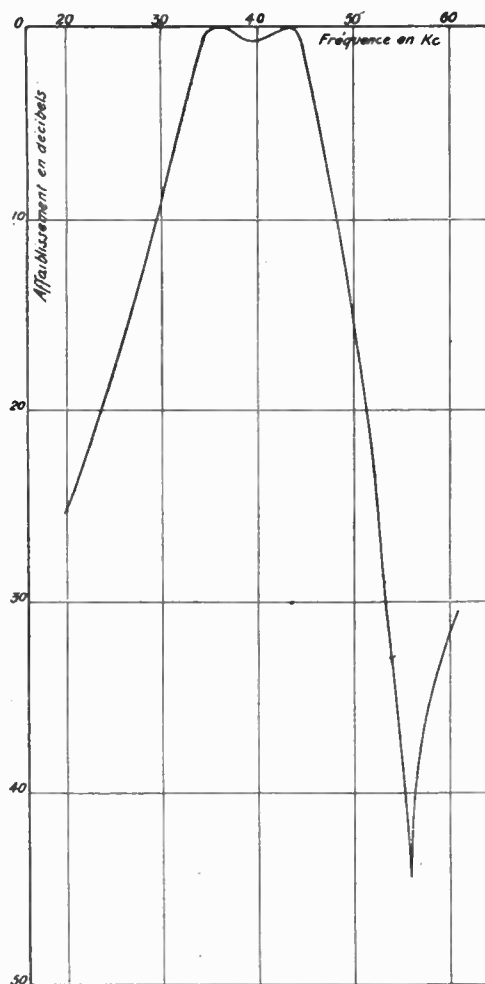


Fig. 7.

suffisamment différente de l'unité, obtenir, d'un seul côté de la bande passante, une seule fréquence d'affaiblissement infini, aussi rapprochée qu'on le désire de la frontière voisine.

Cette fréquence d'affaiblissement infini peut être supérieure à f_c ou

inférieure à f_1 , suivant que $\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$ est inférieur ou supérieur à l'unité.

La courbe de la fig. 7 a été relevée expérimentalement dans ces conditions.

Nous avons vu, dans l'étude du premier montage, que la valeur de α était donnée par :

$$\alpha = \frac{2\rho}{1 - \frac{\omega_1}{\omega_2}},$$

α est donc toujours supérieur à 2ρ , et augmente indéfiniment à mesure que la bande relative devient de plus en plus étroite.

Si l'on veut réaliser, avec les lampes courantes, un amplificateur de moyenne fréquence pour superhétérodyne avec une bande passante de 10 Kc et une fréquence moyenne de l'ordre de 50 Kc, on trouve pour α des valeurs pratiquement irréalisables. Pour tourner la difficulté, il suffit de constituer l'impédance Z par une résistance qui, en parallèle avec la résistance interne de la lampe, ramène ρ à une valeur admissible, mais le coefficient d'amplification se trouve diminué dans la même proportion. Pratiquement, ces montages

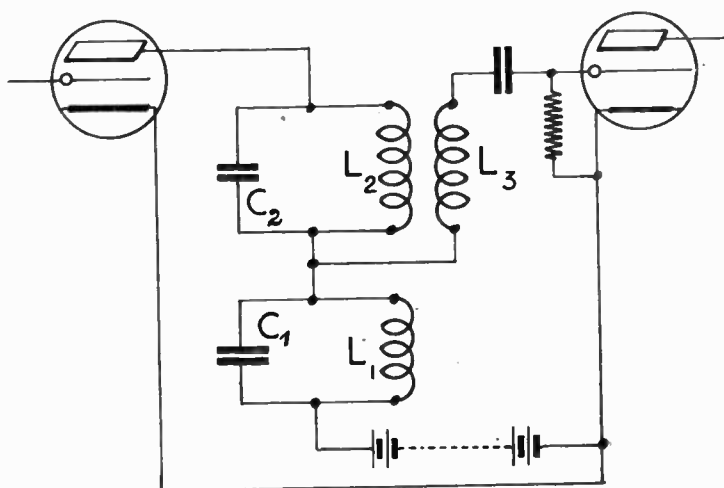


Fig 8.

conviendront donc plus particulièrement pour les bandes relativement larges.

Le montage suivant, au contraire, convient beaucoup mieux aux bandes étroites. Il est représenté figure 8.

Dans ce montage, les circuits L_1 , C_1 et L_2 , C_2 , sont accordés chacun

sur une frontière. Le coefficient de couplage M est négatif et égal à L_2 en valeur absolue.

La tension aux bornes de la self L_3 est donc égale et de signe contraire à la tension aux bornes du circuit L_2, C_2 .

Si nous appelons i le courant de plaque, z_1 et z_2 les réactances des deux circuits, la tension appliquée à la grille de la deuxième lampe sera :

$$V = -i(z_1 - z_2).$$

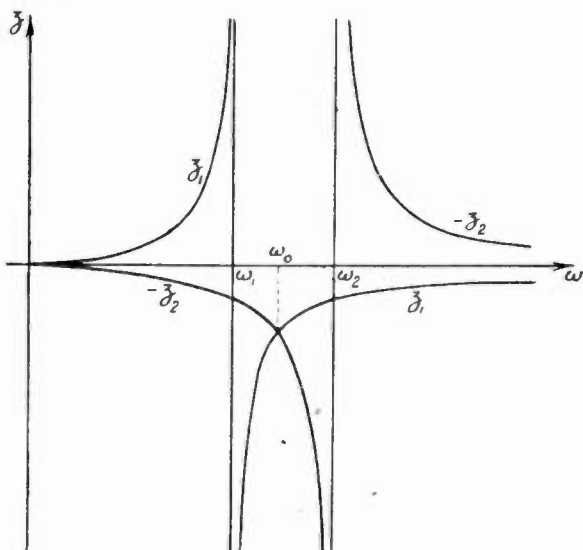


Fig. 9.

Représentons (fig. 9) la variation de z_1 et $-z_2$ en fonction de la fréquence. On voit que, dans l'intervalle $\omega_1 - \omega_2$, z_1 et $-z_2$ étant de même signe, les tensions aux bornes de L_1 et L_3 sont en phase et s'ajoutent.

En dehors de cet intervalle, z_1 et $-z_2$ étant de signe contraire, les tensions sont en opposition de phase et se retranchent.

L'amplification du système est donnée par :

$$\mu = \frac{z_1 - z_2}{z_1 + z_1 + z_2}. \quad (7)$$

Cherchons la condition à remplir pour rendre μ aussi constant que possible dans la bande passante.

Posons :

$$\frac{L_1}{C_1} = \frac{L_2}{C_2} = \alpha^2 \quad \text{et} \quad L_1 C_1 = \frac{1}{\omega_1^2} \quad \text{et} \quad L_2 C_2 = \frac{1}{\omega_2^2}$$

on a :

$$z_1 = \frac{j}{\frac{1}{C_1 \omega} - C_1 \omega}$$

Ou, en employant la même notation que dans le premier montage :

$$z_1 = jx \frac{1}{\frac{\omega_1}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_1}}$$

On aurait de même :

$$z_2 = jx \frac{1}{\frac{\omega_2}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_2}}$$

Portant ces valeurs de z_1 et z_2 dans (7), on voit que :

1° Pour les pulsations ω_1 et ω_2 , l'une des réactances z_1 ou z_2 passant par l'infini, l'amplification est sensiblement égale à K.

2° Pour la pulsation $\omega_0 = \sqrt{\omega_1 \omega_2}$:

$$z_1 = -z_2$$

L'amplification est donc :

$$|\mu_0| = 2 \frac{K}{\rho} \frac{\alpha}{\frac{\omega_2}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_2}}$$

pour rendre cette valeur égale à K, on doit donc avoir :

$$2\rho\omega_2\omega_0 - \rho(\omega_2^2 - \omega_0^2) = 0$$

ou encore, en divisant par ω_2 :

$$2\rho\omega_0 - \rho(\omega_2 - \omega_1) = 0$$

d'où :

$$\alpha = \frac{\rho}{2} \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_0}$$

Nous arrivons donc à ce résultat très intéressant, que α sera toujours inférieur à $\frac{\rho}{2}$, et qu'il sera d'autant plus faible que la bande relative sera plus étroite.

On peut d'ailleurs avoir une idée de l'ordre de grandeur des éléments nécessaires à la réalisation de ce montage.

Posons :

$$C_0 = \sqrt{C_1 C_2}$$

Pour une bande étroite, les valeurs de C_1 et C_2 sont très voisines de celle de C_0 .

On aura évidemment :

$$\frac{1}{C_0 \omega_0} = \frac{1}{C_1 \omega_1} = \frac{1}{C_2 \omega_2} = x$$

ou en remplaçant x par sa valeur :

$$\frac{1}{C_0 \omega_0} = \frac{\rho}{2} \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_0}$$

d'où :

$$C_0 = \frac{2}{\rho(\omega_2 - \omega_1)}$$

ou, en mettant 2π en facteur au dénominateur :

$$C_0 = \frac{0,318}{\rho(f_2 - f_1)}$$

Pour une lampe donnée, C_0 dépendra uniquement de la largeur absolue $f_2 - f_1$ de la bande passante.

Avec une lampe à écran ($\rho = 100\,000 \omega$), par exemple, et pour une largeur de bande de 10 Kc, on aura :

$$C_0 = 0,318 \text{ millièmes de MF.}$$

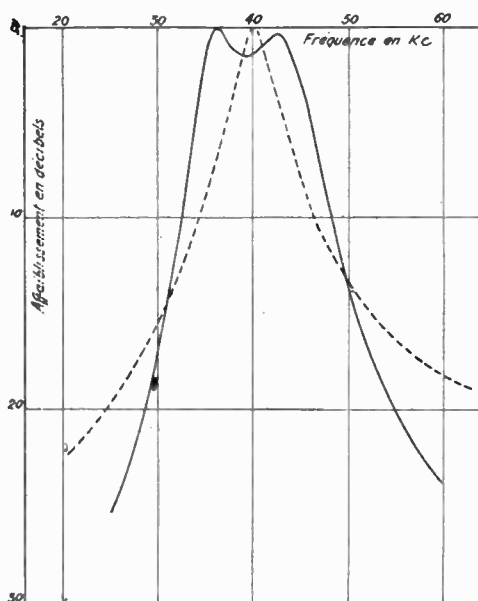


Fig. 10.

Ce dispositif est donc d'autant plus facile à construire que la bande relative est plus étroite.

La figure 10 représente en trait plein une courbe d'affaiblissement relevée expérimentalement avec ce montage.

Sur cette figure, on a représenté également, en pointillé, une courbe d'affaiblissement, relevée expérimentalement sur un amplificateur à résonance, comportant un transformateur à secondaire accordé. L'avantage de l'amplificateur à bande est très net.

Lorsqu'on monte en cascade plusieurs étages d'amplificateurs à

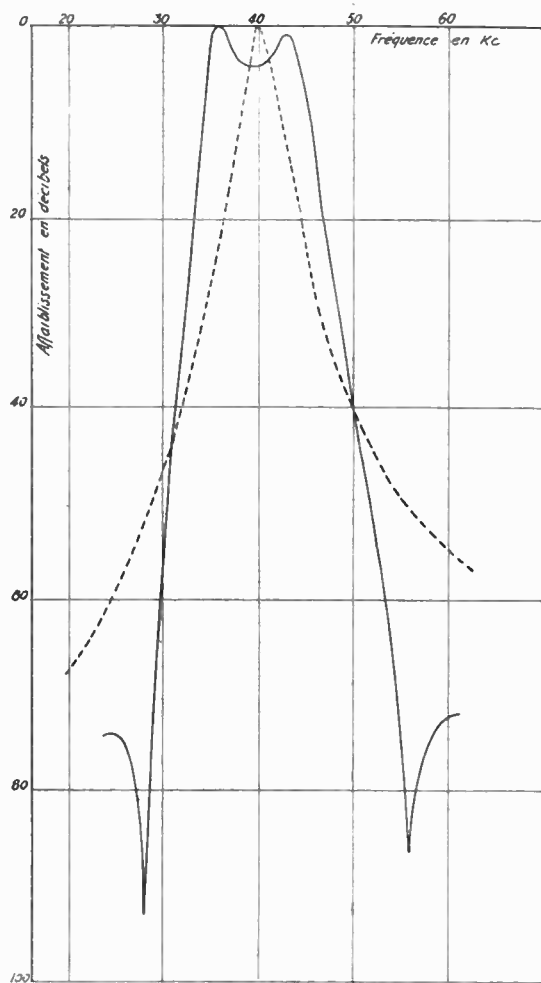


Fig. 11.

bande, il est généralement avantageux de les choisir différents les uns des autres, afin d'améliorer la régularité de l'affaiblissement dans la zone atténuée.

La figure 11, représente, en trait plein, la courbe d'affaiblissement d'un amplificateur comportant un étage du type représenté figure 3,

et deux étages du type représenté figure 8. Cette courbe a été obtenue en additionnant les ordonnées des courbes, relevées expérimentalement sur chacun des trois étages.

Sur cette même figure, on a tracé en pointillé, à titre de comparaison, la courbe d'affaiblissement d'un amplificateur à trois étages à résonance.

L'examen de ces courbes suffit à montrer la supériorité des dispositifs à bande sur les systèmes à résonance.

Conclusion. — Nous voyons qu'il est possible, avec des dispositifs simples, de construire des amplificateurs sélectifs, n'introduisant pas de distorsion non uniforme appréciable dans la réception de la radiophonie. Le dernier dispositif décrit est particulièrement intéressant, par le fait qu'il s'adapte très facilement aux lampes à écran. Des perfectionnements à ce dispositif sont à l'étude, qui permettront d'obtenir, par adjonction d'éléments supplémentaires, des fréquences d'affaiblissement infini qui pourront être aussi rapprochées des frontières qu'on le désire.

Il sera donc possible, par la combinaison de ces différents montages, de construire des amplificateurs, apportant une solution satisfaisante au problème si délicat de la sélection en radiophonie.

L. COUILLARD.