Trans. IT-4/3

MINISTÈRE DE LA GUERRE

DIRECTION DES TRANSMISSIONS

Instruction Technique des Transmissions n°4

THÉORIE DES RADIOCOMMUNICATIONS

TROISIÈME VOLUME

Chapitre IV

.Les Emetteurs.

Chapitre V

.Les Récepteurs.

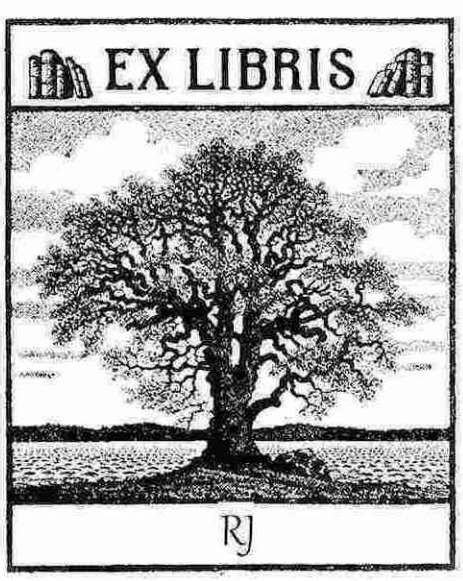
Chapitre VI

.Les Lignes.

(Rédaction provisoire)

Paris

Décembre 1946



Numérisé en Juin 2025 par F1CJL , 300dpi

Avant-propos
du premier Volume

La présente Théorie des Radiocommunications, contient l'exposé des connaissances de base nécessaires à la compréhension des phénomènes qui interviennent dans les Radiocommunications, et en particulier dans les appareils émetteurs et récepteurs.

Elle contient donc l'exposé des principes généraux qui régissent ces phénomènes en insistant toutefois, principalement, sur leur côté qualitatif et leur aspect physique.

Par contre, on a laissé de côté toute description détaillée d'appareils ou d'installations particulières ; ces descriptions feraient en effet, double emploi avec les "notices techniques" relatives à ces matériels et d'autre part leur liste risquerait de devenir rapidement périmée ou tout au moins incomplète.

D'une manière générale, il a été fait un large usage des représentations graphiques (et en particulier de la représentation vectorielle des courants alternatifs).

Certains phénomènes cependant ne peuvent être expliqués sans le secours de démonstrations ou de développements mathématiques. Pour que ces derniers ne risquent pas d'apporter des difficultés à la compréhension générale des phénomènes expliqués, un chapitre préliminaire (numéroté I_a) a été consacré à un rappel des éléments de mathématiques sur lesquels on devra s'appuyer par la suite.

D'autre part, la présente théorie des radiocommunications s'appuie constamment sur des notions d'électricité générale, un deuxième chapitre préliminaire (n° II a) a donc été affecté à un rappel des notions d'électrotechnique indispensables.

Enfin, un troisième chapitre préliminaire (n° III a) a été réservé à la <u>représentation vectorielle</u> des courants alternatifs, ainsi qu'à la <u>notation imaginaire</u> laquelle n'est d'ailleurs que la traduction en langage algébrique de la représentation vectorielle elle-même.

Ces trois chapitres préliminaires contiennent la base de ce qu'il est indispensable de connaître pour pouvoir étudier avec un bon rendement les chapitres suivants. On ne devra donc pas hésiter à sacrifier le temps nécessaire pour assimiler si elles ne sont pas déjà connues ces notions de base indispensables; le temps ainsi passé sera récupéré par la suite et les résultats obtenus gagneront en qualité.

A la moindre difficulté éventuellement rencontrée par la suite dans l'étude des chapitres spécifiquement consacrés aux radiocommunications, il ne faudra pas hésiter à se reporter aux bases contenues dans les trois chapitres préliminaires, opération qui sera d'ailleurs facilitée, dans la plupart des cas, par des renvois appropriés intercalés dans le texte lui-même.

En fait, outre ces notions indispensables qui sont d'une application constante, on a été amené à incorporer dans les chapitres I a II a III a, un certain nombre de renseignements qui, se rapportant à des questions très particulières, ne sont pas immédiatement indispensables pour entreprendre l'étude de la théorie des radiocommunications proprement dites. Les numéros de ces paragraphes ont été munis d'un astérisque pour les signaler au lecteur et lui permettre de les laisser éventuellement de côté, en attendant d'être expressément invité à y revenir par les renvois correspondants

La présente <u>théorie des radiocommunications</u> comprend, outre les trois chapitres préliminaires I$_a$ II$_a$ III$_a$ dont il vient d'être question, les neuf chapitres principaux suivants :

Chapitre I : Généralités sur les radiocommunications
II : Les circuits électriques
III : Les tubes électroniques
IV : Les appareils émetteurs
V : Les appareils récepteurs
VI : Les lignes de transmissions
VII : Le champ électromagnétique et propagation des ondes
VIII : Les aériens d'émission
IX : Les aériens de réception, radiogoniométrie, et radioguidage.

En réalité, tous les paragraphes constituant les chapitres I à IX ne présentent pas une importance égale. Pour permettre de partager l'étude de la présente théorie des radiocommunications en deux étapes successives, on a prévu de signaler d'une manière particulière (caractères plus petits) les paragraphes et parties de paragraphes qui peuvent être provisoirement réservés pour la seconde des deux étapes considérées.

A ces différents chapitres, s'en ajoutera un dixième groupant diverses données numériques, tables de fonctions, tableaux de coefficients, et formules diverses utiles pour les applications pratiques.

Enfin l'ouvrage comportera un répertoire alphabétique des termes techniques employés, répertoire qui indiquera les numéros des principaux paragraphes où sont cités ces expressions, en

distinguant (par l'emploi de caractères gras), ceux de ces paragraphes qui traitent plus spécialement ou plus complètement des sujets indiqués; ainsi le lecteur pourra-t-il trouver rapidement la réponse à une question particulière bien déterminée qui pourrait se présenter à lui par la suite.

Chapitre IV

Les émetteurs

Sommaire du Chapitre IV

.. Les émetteurs ..

§ n°		Page n°
	A. Organisation générale des émetteurs.	1
2	L'étage pilote.	3
3	Pilotage par maître - oscillateur.	3
4	Cas particulier des postes montés sur véhicules mobiles.	4
5	Pilotage par cristaux piézo - électrique.	5
6	Propriétés du quartz.	5
7	Phénomène piézo - électrique.	7
10	Propriétés mécaniques - Résonance mécanique.	10
16	Circuit équivalent à un quartz dans son support.	13
19	Montage des oscillateurs à quartz.	16
20	Coefficient de température.	19
21	Limite de la puissance susceptible d'être délivrée par un oscillateur à quartz.	21
23	Montages pratiques. Thermostats.	21
26	Avantages et inconvénients du quartz.	23
31	L'étage séparateur.	24

§ n°		Page n°
41	Les étages multiplicateurs de fréquence (Doubleurs etc.)	26
45	Les étages amplificateurs .	27
51	L'étage final .	28
	B . Manipulation d'un émetteur télégraphique	
61	Définition , choix de l'étage à manipuler .	29
65	Conditions à remplir par un système de manipulation .	30
71	Différents procédés employés .	33
72	Manipulation par la plaque .	33
73	Manipulation par la grille .	33
75	Manipulation par la cathode .	35
76	Manipulation par la troisième grille .	36
78	Manipulation par la grille écran	37
91	Compensation de la manipulation .	38
	C . Modulation d'un émetteur téléphonique	
101	La modulation en général - Modulation en amplitude , en fréquence et en phase .	41
105	Modulation en amplitude ; définitions .	43
106	Spectre de fréquences d'une onde modulée .	44
107	Puissances mises en jeu dans une onde modulée sinusoïdalement : puissance instantanée , moyenne dans un cycle HF , dans un cycle de modulation . Intensité efficace .	44
110	Modulations de forme complexe .	47
115	Remarque au sujet de la surmodulation .	49

§ n°		Page n°
116	Modulations dissymétriques .	50
	Modulation par l'anode .	52
121	Principe, puissances mises en jeu, rendements	52
126	Applications	56
128	Modulation sur une lampe à écran .	56
131	Fonctionnement de la lampe modulée par la plaque . Exemple.	58
141	Modulation dite à "courant constant" .	62
	Modulation par la grille (de commande) .	
151	Principe de la modulation par la grille . Puissances mises en jeu.	63
156	Rendements. Comparaison avec la modulation plaque .	65
160	Puissance nécessaire pour l'excitation HF .	70
165	Puissance BF nécessaire .	71
167	Caractéristiques réelles de la modulation .	73
	Modulation par la troisième grille .	
171	Principe . Comparaison avec la modulation par la grille .	76
173	Puissance HF nécessaire .	78
174	Puissance BF nécessaire .	79
176	Courant absorbé par la grille écran .	80
178	**Modulation par la cathode .**	81
	D . Amplification de la haute fréquence modulée .	
201	Nécessité d'amplifier des oscillations de haute fréquence modulée.	82
202	Emploi de lampes fonctionnant en classe B .	82
206	Etude du rendement .	86
207	Fonctionnement réel .	87

§ n°		Page n°
222	Le système Chireix .	90
226	Le système Doherty .	93
	E . Les émetteurs à ondes courtes .	
231	Phénomènes particuliers intervenant dans les émetteurs à ondes courtes.	96
232	Augmentation de l'impédance des selfs et de l'admittance des capacités .	96
233	Comportement des connexions .	96
237	Augmentation des pertes H.F. dans les diélectriques .	99
238	Comportement des lampes .	100
239	Effet de l'inertie des électrons dans les lampes .	101
240	Limite du fonctionnement classique en relais amplificateur .	101
251	Montages auto-oscillateurs spéciaux pour les très hautes fréquences	103
261	Montages utilisant d'autres fonctionnements que l'effet relais classique	104bis
262	Tubes à grilles positives .	104⁴
263	Magnétrons .	105
264	Mouvement d'un électron dans un magnétron à électrodes planes parallèles .	106
267	Magnétrons à anodes fendues .	109
268	Magnétrons à cavités résonnantes .	111
	Tubes à modulation de vitesse .	
285	Théorie élémentaire des tubes à modulation de vitesse	113
290	Clystrons réflexes .	118

§ n°		Page n°
	F. Les émetteurs à modulation de fréquence.	
311	La modulation de fréquence.	119
312	Cas d'une modulation sinusoïdale. Indice de modulation.	120
315	Spectre d'un courant sinusoïdal modulé en fréquence.	122
317	Intensités des différentes raies.	125
321	Procédés de modulation en fréquence.	127
322	Modulation par "lampe à réactance".	127
323	Variante du montage.	129
324	Modulation par la capacité d'entrée d'une lampe.	129
325	Modulation magnétique et modulation mécanique.	130
	Dispositions permettant d'assurer la stabilité de la fréquence centrale.	
327	Différents systèmes employés.	131
328	1° Système Armstrong.	131
332	Passage de la modulation de phase à la modulation de fréquence.	131[4]
333	Procédés employés pour amplifier la déviation de fréquence obtenue.	131[5]
	2° Montages utilisant un dispositif correcteur de la fréquence centrale.	
341	Emploi d'un oscillateur stable de référence.	131[7]
342	Cas particuliers des postes émetteurs-récepteurs.	131[8]

§ n°		Page n°
	G . Les émetteurs d'impulsions .	
351	Les impulsions en général .	132
352	Facteur de forme .	132
355	Bande de fréquences occupée par une émission d'impulsions .	135
361	Modulation par l'anode .	139
363	Générateurs à relaxation .	140
364	Générateurs à étincelles .	141
365	Générateurs d'impulsions partant d'oscillations sinusoïdales	142
	Modulation des émetteurs à impulsions .	
368	Modulations en amplitude, en durée, en position .	146
371	Modulation par déplacement des impulsions .	148
375	Transmissions multiples à impulsions .	151
	H . Alimentation des émetteurs .	
401	Différentes sources d'énergie utilisables .	152
403	Alimentation par piles .	154
406	Batteries d'accumulateurs .	154
415	Machines électriques .	156
416	Convertisseurs courant continu = courant continu .	157
419	Convertisseurs courant continu = courant alternatif .	158
421	Différents schémas possibles .	160
425	Les redresseurs de courants alternatifs .	161
426	Tubes redresseurs à vide poussé .	161
428	Tubes redresseurs à atmosphère gazeuse et cathodes chaudes .	163
430	Tubes redresseurs à vapeur de mercure .	164
432	Redresseurs secs .	165
441	Filtrage du courant ondulé fourni par les éléments redresseurs .	166
442	Constitution des filtres :	166

n°		Page n°
444	Tensions intermédiaires ; diviseurs de tensions .	169
451	Régulation des tensions d'alimentation .	171
	Emploi de tubes à décharge dans le gaz .	171
453	Régulation des génératrices à courant continu .	172
454	Régulateurs vibrants .	173
455	Régulateurs pour courants alternatifs . Régulateurs magnétiques .	174
461	Compoundage des redresseurs .	176
	I . Mise en marche et arrêt des émetteurs .	
471	Précautions à prendre .	177
473	Commande à distance .	178
	J . Réglage sur une fréquence donnée . Mécanismes de changement d'ondes.	
481	Méthode générale .	179
482	Réglage du pilote .	179
484	Réglage des étages suivants .	180
485	Changement de la fréquence d'émission .	180
486	Dispositif permettant de passer rapidement d'une fréquence à une autre.	181
488	Autres dispositifs .	182
	K . Dispositifs de sécurité .	
496	Sécurités vis-à-vis du personnel .	184
497	Sécurités vis-à-vis du matériel .	184
498	Protection contre les fausses manœuvres .	185

§ n°		Page n°
	L. Les anciens procédés d'émission.	
511	Différents systèmes utilisés.	187
	Les postes à étincelles.	
512	Mécanisme théorique ; formation des trains d'ondes.	187
514	Rôle de l'éclateur ; étincelles rares, étincelles musicales.	189
517	Procédés de charge du condensateur.	191
518	Schéma de principe d'un émetteur à étincelles.	191
521	Couplage direct, couplage indirect.	193
	Les postes à arcs.	
531	Principe de l'arc chantant. Effet de résistance négative.	195
533	Différentes espèces d'oscillations.	196
534	Oscillations de première espèce.	196
535	Oscillations de deuxième espèce.	197
536	Oscillations de troisième espèce.	197
538	Manipulation des postes à arcs.	198
541	Schéma général d'un poste à arc.	199
	Les alternateurs à haute fréquence.	
551	Principe.	200
552	Réalisations effectuées.	200
	Les multiplicateurs magnétiques de fréquences.	
555	Principe du fonctionnement.	202
556	Schéma d'un doubleur de fréquence.	202

Chapitre IV

Les émetteurs

1 — L'Organisation générale des émetteurs, c'est-à-dire des appareils générateurs de courant de haute fréquence, a déjà été indiquée dans ses grandes lignes au cours du Chapitre I (§ 301). L'étude détaillée des éléments constitutifs de ces émetteurs à savoir les circuits et les lampes a fait l'objet des Chapitres II et III qui précèdent ; il reste maintenant à étudier les détails de l'agencement de ces éléments ; c'est l'objet du présent Chapitre.

Comme il a été dit précédemment, tout poste émetteur comprend en principe :

— un étage piloté (maître oscillateur ou étage à quartz piézoélectrique) ;

— des étages séparateurs (éventuellement doubleurs ou tripleurs de fréquence) ;

— des étages amplificateurs ;

— un étage d'amplification finale (ou de puissance ou de sortie).

A ces éléments, il faut ajouter :

1° : Si le poste est <u>radiotéléphonique</u> :

— un amplificateur à fréquence téléphonique,

— des dispositifs de modulation de la haute fréquence engendrée par l'émetteur ;

2° : Si le poste est <u>radiotélégraphique</u> :

— des dispositifs de manipulation,

— et, éventuellement, des étages de compensation ;

3° : Dans l'un et l'autre des deux cas précédents

— les dispositifs nécessaires à <u>l'alimentation</u> des divers étages,

— et, éventuellement, des dispositifs de <u>sécurité</u>.

L'étage pilote.

2 - L'étage pilote est un étage auto-oscillateur à puissance réduite (dans le cas du pilotage par quartz, la puissance utile ne peut dépasser quelques watts sans risque de détérioration du cristal).

Pilotage par maître-oscillateur.

3 - Les schémas employés sont ceux qui ont été décrits au Chapitre III (§ 382), étant entendu que toutes les précautions sont prises pour assurer d'une manière aussi poussée que possible la stabilité de la fréquence émise, à savoir :

— Constance des tensions d'alimentation.

— Constance des dimensions géométriques des éléments des circuits associés au maître-oscillateur assurant la fixité de la capacité et du coefficient de self-induction ; au besoin ces éléments seront logés dans une enceinte formant écran aux influences extérieures et à l'intérieur de laquelle un thermostat maintiendra une température constante.

— Circuit oscillant du pilote aussi peu amorti que possible faisant office d'un volant à moment d'inertie aussi élevé que possible (Chapitre III, § 280)

— Emploi de tubes à grandes résistances internes, réduisant l'effet des variations de la résistance du circuit oscillant (donc de la charge appliquée).

— Emploi de montages supprimant ou réduisant le plus possible le courant de grille.

Cas particulier des postes montés sur véhicules mobiles.

4 - Dans le cas des postes montés sur engins mobiles (véhicules automobiles, avions, etc....) des variations de fréquence peuvent être provoquées par des variations des dimensions géométriques par suite des vibrations mécaniques imprimées à l'ensemble de l'appareillage. Ces variations mécaniques devront être combattues par une construction spécialement étudiée du poste.

Les variations les plus importantes sont généralement provoquées par les vibrations des éléments de la lampe et du circuit oscillant. La lampe devra donc être spécialement choisie, et on adoptera une capacité d'accord aussi grande que possible afin de diminuer l'écart relatif $\frac{\Delta C}{C}$ dû aux variations des capacités internes de la lampe. La partie fixe du condensateur variable sera solidement entretoisée et la partie mobile (rotor) sera constituée avec des lames épaisses et de petit rayon. L'interlame ne sera pas trop réduit.

Les selfs seront bobinées à chaud sur des carcasses en stéatite qui seront avantageusement fixées directement sur la partie fixe du condensateur variable. Enfin, lorsque deux selfs devront être couplées par induction magnétique, elles seront bobinées sur le même mandrin afin d'éviter toute variation de leur coefficient d'induction mutuelle. Enfin, toutes précautions seront prises par ailleurs pour empêcher la déformation mécanique des connexions parcourues par des courants haute fréquence.

Pilotage par cristaux piézo-électriques

5 - Des lames convenablement taillées dans certains cristaux tels que le quartz, ou silice cristallisée SiO^2, le sel de Rochelle [1] (tartrate double de sodium et de potassium) ont la propriété de manifester spontanément l'apparition de charges électriques sur leurs faces quand on exerce sur elles des efforts mécaniques, compressions ou dilatations. Réciproquement, l'application d'une différence de potentiel entre les deux faces de la lame cristalline amène une modification de forme de celle-ci : amincissement ou élargissement suivant le sens du champ électrique appliqué.

Quartz piézo-électriques.

6 - Le quartz se rencontre dans la nature (Chili, Madagascar, etc.) sous forme de cristaux appartenant au système hexagonal.

Sous sa forme pure, le cristal de quartz est constitué par un prisme hexagonal régulier droit, surmonté, à ses extrémités, par deux pyramides dont les arêtes sont situées dans le prolongement

(1) ou sel de Seignette.

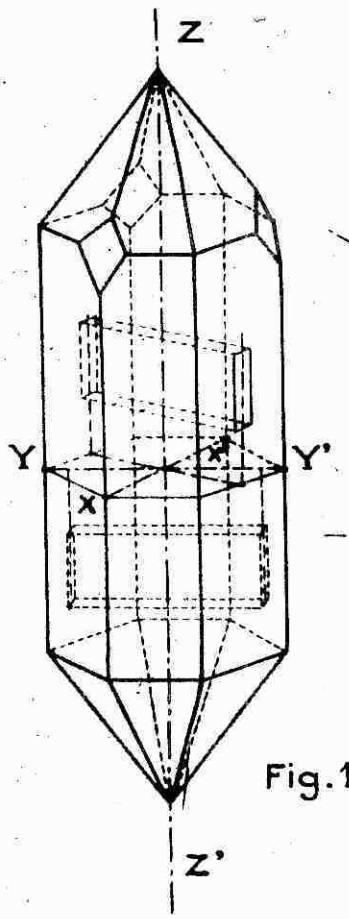


Fig.1

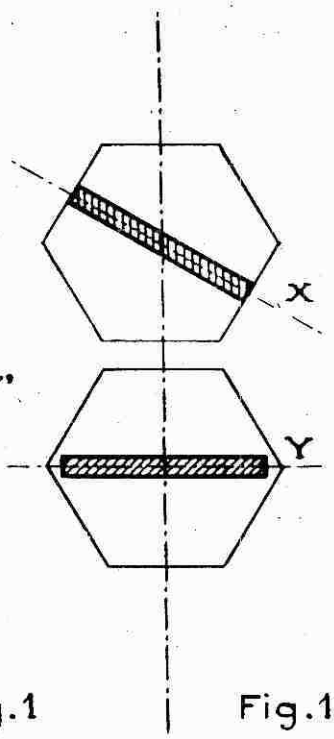


Fig.1(a)

des arêtes du prisme.
Un tel cristal présente divers systèmes d'axes de symétrie.
La droite joignant les sommets des deux pyramides extrêmes est ce qu'on appelle <u>l'axe optique</u>. Un rayon de lumière polarisée (c'est-à-dire dans lequel les champs électriques et magnétique ont des directions fixes (et non pas continuellement changeantes comme c'est le cas de la lumière ordinaire, ou non-polarisée) et qui voyage dans le cristal parallèlement à l'axe optique, voit son plan de polarisation tourner progressivement (autour de la direction ZZ') au fur et à mesure qu'il chemine dans le cristal. Selon les échantillons de cristaux, ce sens de rotation est dirigé vers la <u>droite</u> (cristaux "droits") ou bien vers la <u>gauche</u> (cristaux "gauches"). Il arrive que, par suite de phénomènes intervenus lors de leur développement, des cristaux soient "droits" dans certaines de leurs tranches perpendiculaires à l'axe optique et "gauches" dans les autres. De tels cristaux ne sont, naturellement, utilisables en piézo-électricité que dans les tranches où le cristal est entièrement <u>droit</u>, ou entièrement <u>gauche</u>.

Sur la fig. 1 (a) on a représenté deux coupes du quartz faites perpendiculairement à l'axe optique ZZ'.

Dans ces coupes les directions XX', qui joignent les sommets des hexagones réguliers, sont appelées les axes électriques du quartz, tandis que les axes YY' perpendiculaires aux précédents, (et perpendiculaires aussi aux côtés des hexagones) sont les axes mécaniques.

Les lames de quartz utilisées en piézo-électricité, sont taillées parallèlement à l'axe optique, comme il est représenté sur la fig. 1. La taille perpendiculaire à l'axe électrique, est celle qui donne le plus grand effet piézo-électrique, c'est la taille Curie ou perpendiculaire (ou X). On utilise aussi la taille parallèle à l'axe électrique, appelée taille Y, ou même encore des tailles dont la direction est intermédiaire entre les deux précédentes (coupes AT, CT, GT, etc...).

Phénomène piézo-électrique.

7 - Le phénomène consiste en ceci que l'application d'une force (compression ou dilatation) sur la lame de quartz, taillée comme il vient d'être dit, détermine une polarisation diélectrique de la substance. Comme il a été exposé au Chapitre II$_a$ (§ 58), cette polarisation a pour effet de faire apparaître des charges $+q$ et $-q$ dans la lame de quartz, au contact de ses deux faces (fig. 2).

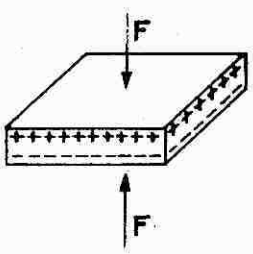


Fig. 2

Cette charge q est proportionnelle à la grandeur de la force exercée :

$$q = K f \qquad (1)$$

Dans le cas de la taille Curie, le coefficient K a été trouvé égal à :

$K = 6{,}36 \times 10^{-8}$ unités C.G.S Electrostatiques.

Cet effet piézo-électrique est réciproque :

une lame de quartz placée dans un champ électrique subit un allongement (ou un raccourcissement) dirigé suivant l'axe électrique et dont la grandeur est donnée par la relation :

$$a = Kv \qquad (2)$$

où K est la même constante que ci-dessus et v la différence de potentiel existant entre les deux faces de la lame de quartz.

Cette formule suppose qu'aucune force n'est appliquée au même moment sur la lame de quartz ou plus exactement que cette force est la même avant et après l'application de la différence de potentiel v.

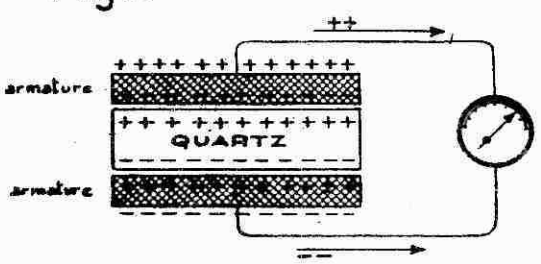
Le cas inverse opposé serait celui où la lame serait maintenue par un dispositif mécanique suffisamment rigide pour s'opposer à toute variation de ses dimensions. Celui-ci développerait alors une force élastique dont la grandeur serait donnée par le produit de a par le coefficient d'élasticité du quartz dans la direction de la force en question :

$$f = \gamma a .$$

Pour mettre en évidence la polarisation piézo-électrique de la lame de quartz, on introduit cette dernière entre deux armatures métalliques parallèles de manière à constituer un condensateur plan ayant la lame de quartz pour diélectrique. Ces armatures peuvent être réalisées par dépôt métallique mince directement effectué sur les faces de la lame de quartz, ou encore au moyen de deux pièces métalliques épaisses de dimensions appropriées.

Les charges + q et - q apparues dans le diélectrique au moment de l'application de la force F sur le cristal, attirent dans les armatures au contact des faces du quartz des charges égales et de

Fig.3



sens contraires (fig. 3) tandis que des charges de même signe que celles existant dans le diélectrique sont repoussées le plus loin possible du diélectrique (phénomène de l'induction électrostatique); ce sont ces dernières charges qui fournissent la différence de potentiel mesurable à l'électromètre ou qui fournissent le courant électrique dans un conducteur réunissant les deux armatures .

Mais d'autre part , une différence de potentiel v , quelle que soit son origine , appliquée au condensateur constitué par les deux armatures et la lame de quartz, provoque elle aussi une polarisation diélectrique du quartz , dont l'effet est de faire apparaître sur les armatures du condensateur des charges respectives égales à $\pm q_2$, avec $q_2 = Cv$, C désignant la capacité du condensateur en question . Ces charges s'ajoutent à celles dues à la polarisation diélectrique du quartz de sorte que l'on a, en définitive , entre la charge des armatures , leur différence de potentiel v et la force appliquée au quartz , la relation (dite relation de Curie) :

$$q = Cv + Kf . \quad (3)$$

Si les deux armatures sont isolées et ne portent aucune charge initiale (en l'absence de force appliquée sur le quartz) on a $q = 0$, et par suite :

$$v = -\frac{K}{C} f . \quad (4)$$

Cette relation donne la valeur du potentiel produit entre les armatures pour une force f appliquée à la lame de quartz .

9 – Lorsqu'une différence de potentiel alternative $v = V \sin \omega t$ est appliquée aux deux armatures , la lame de quartz subit des variations d'épaisseur de même fréquence $\frac{\omega}{2\pi}$.

Si cette fréquence est suffisamment basse pour que n'interviennent pas les effets de l'inertie dans le mouvement de la lame de quartz, la variation d'épaisseur subie par le quartz est donnée, à chaque instant, par la formule (2) où v est fait égal à V Sin ωt, comme si les différentes tensions appliquées étaient purement statiques. Le quartz, employé dans ces conditions, permet de réaliser des électromètres, et aussi grâce au phénomène de réciprocité, des instruments de mesure de forces et de pressions, instruments qui offrent l'avantage de pouvoir être facilement étalonnés en valeurs absolues. Des détecteurs de vibrations et des microphones, fondés sur le même principe, sont également utilisés.

10 – Lorsque croit la fréquence de la tension appliquée, il arrive un moment où l'inertie des différents éléments en mouvement dans la lame de quartz intervient. Les variations d'épaisseur cessent alors d'être en phase avec la tension appliquée, mais le phénomène se complique du fait que la lame de quartz possède non seulement de l'inertie mais encore de l'élasticité.

Comme dans tous les milieux élastiques doués d'inertie, une déformation locale de la lame de quartz se propage par ondes (comme le son) dans toute la masse, avec une vitesse finie dont la valeur est donnée par la formule :

$$W = \sqrt{\frac{\gamma}{\mu}}$$

où μ est la masse spécifique, ou masse de l'unité de volume, et γ le coefficient d'élasticité, c'est-à-dire le rapport de la pression à la déformation relative $\frac{\delta l}{l}$.

11 – Dans le quartz, comme dans tous les cristaux, et plus généralement dans les substances anisotropes, le coefficient

d'élasticité dépend de la direction suivant laquelle s'exerce la force appliquée f ; il en est donc de même de la vitesse de propagation et l'on a en particulier :

$$w = 6 . 10^5 \text{ Cm / Sec, environ}$$

pour la vitesse de propagation selon l'axe électrique, c'est-à-dire dans la direction qui intervient dans le cas de la coupe Curie et, au contraire, $w = 4 . 10^5$ cm / Sec environ pour la direction perpendiculaire (cas de la coupe Y).

12 — Ces ébranlements se propagent dans l'épaisseur de la lame de quartz ; en arrivant sur les faces de la lame (supposées libres dans leur mouvement) ils subissent des réflexions sans changement de signe de la vitesse et avec changement de signe de la pression, tout comme le son à l'extrémité ouverte d'un tuyau d'orgue.

Comme la colonne d'air contenue dans le même tuyau d'orgue (supposé <u>ouvert</u> à ses deux extrémités), la lame de quartz va donc présenter des fréquences <u>de résonance</u> ; ce sont celles pour lesquelles l'épaisseur de la lame se trouve être égale à un nombre entier de demi-longueurs d'ondes dans <u>le quartz</u>. Ces longueurs d'ondes étant définies, ainsi qu'il a été dit, au Chap. I (§ 13), comme l'espace parcouru par l'ébranlement pendant une période $T = \frac{1}{F}$ de l'oscillation :

$$\lambda = w T .$$

La plus petite fréquence de résonance est celle qui correspond à <u>une</u> seule demi-longueur d'onde, elle est appelée la <u>fondamentale</u> du quartz considéré. Ainsi pour une lame de $1^m/m$ d'épaisseur, on a, en particulier : dans le cas de la coupe X (Curie) :

$$F = \frac{1}{T} = \frac{w}{2e} \cong \frac{6 . 10^5}{2 . 10^{-1}} = 3 . 10^6 = 3 \text{ Mégacycles / Seconde},$$

ce qui, pratiquement, correspond à une longueur d'onde radio de 100 à 110 mètres.

Dans le cas de la coupe Y :

$$F = \frac{1}{T} = \frac{w}{2e} \cong \frac{4.10^5}{2.10^{-1}} = 2.10^6 = 2 \text{ Mégacycles / Seconde},$$

soit, pratiquement, λ = 140 à 150 mètres.

Pour une direction de coupe donnée, cette fréquence fondamentale est inversement proportionnelle à l'épaisseur du quartz, ce qui revient à dire qu'il y a proportionnalité entre l'épaisseur et la longueur d'onde radio de l'oscillation fondamentale du quartz.

13 - D'autre part, le quartz possède cette propriété précieuse de présenter un amortissement mécanique extrêmement faible. Cet amortissement est tel qu'une lame de quartz mise en oscillation sur sa fréquence de résonance, puis abandonnée à elle-même, exécute des milliers d'oscillations complètes avant que son amplitude ait diminué dans le rapport de e (soit 2,71828) à 1.

La lame de quartz fonctionne donc à la manière d'un diapason qui aurait les caractéristiques suivantes :

1° : possibilité d'être construit pour des fréquences radioélectriques les plus rapides ; cette fréquence n'est limitée que par l'impossibilité d'utiliser pratiquement des lames de quartz d'épaisseur sensiblement inférieures au demi-millimètre, correspondant à une longueur d'onde radio de 60 m. environ.

2° : amortissement extrêmement réduit des oscillations mécaniques propres de la lame de quartz.

3° : possibilité de traduire immédiatement les

oscillations mécaniques en question sous forme électrique, à savoir sous forme de charges électriques induites dans les armatures placées de part et d'autre de la lame de quartz.

14 - Comme il a été dit ci-dessus, il est impossible d'utiliser, en pratique, des lames de quartz dont l'épaisseur soit sensiblement inférieure au demi-millimètre, donc d'obtenir des étalons dont la fréquence soit supérieure à 5 ou 6 Mégacycles. Mais on verra plus loin par quels artifices (doublages et triplages de fréquences, § 41) on peut, à partir de quartz établis pour telles fréquences, obtenir néanmoins des oscillations de fréquences supérieures pilotées par quartz.

15 - Vers les basses fréquences (fréquences super-audibles et audibles) on est au contraire gêné par l'épaisseur excessive à donner aux plaques de quartz. On peut alors tourner la difficulté en <u>lestant</u> en quelque sorte, la plaque de quartz au moyen de deux plaques d'acier. Celles-ci sont collées de part et d'autre de la lame de quartz comme l'indique la fig. 4 qui représente un élément utilisé pour les sondages sous-marins par ultra-sons (f = 50.000 périodes / seconde).

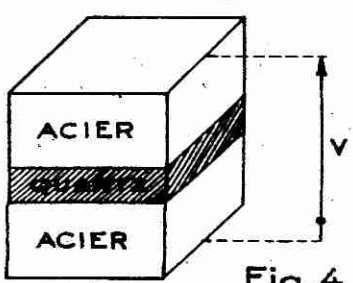


Fig. 4

16 - On peut, en première approximation, traiter un tel système comme si la masse était concentrée en couches infiniment minces sur les deux faces de la lame de quartz supposé lui-même sans masse.

Soit $v = V \sin \omega t$ la tension appliquée à l'instant t aux bornes du quartz.

Le système étant symétrique nous supposons

le quartz fixé par son plan de médian XX'. Nous désignerons par x le déplacement réel d'une face à l'instant t, et par a le déplacement qui affecterait cette même face si la tension V était appliquée en régime statique.

La force élastique développée dans la lame de quartz est proportionnelle à la différence $x - a$, sa valeur est donnée par la relation :

$$f_e = \gamma (x - a)$$

γ étant, par définition, le coefficient d'élasticité du quartz dans la direction du mouvement.

Aucune force <u>extérieure</u> n'étant appliquée au cristal de quartz, il y a équilibre, comme dans tout système mécanique doué d'élasticité, d'inertie, et de frottement (voir Chap. II § 221) entre les forces suivantes agissant sur la masse :

1° : force élastique $-\gamma (x - a)$ agissant sur la masse (force de rappel), dans le sens inverse de la déformation ;

2° : force d'inertie $-m \frac{d^2x}{dt^2}$ dirigée en sens inverse de l'accélération ;

3° : force de frottement $-\rho \frac{dx}{dt}$ dirigée en sens inverse de la vitesse.

On a donc en définitive :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + \rho \frac{dx}{dt} + \gamma (x - a) = 0$$

ce que l'on peut encore écrire, puisque $a = KV = KV \sin \omega t$:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + \rho \frac{dx}{dt} + \gamma x = \gamma KV \sin \omega t .$$

ou encore :

$$\frac{m}{\pi K}\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{\rho}{\pi K}\frac{dx}{dt} + \frac{x}{K} = V \sin \omega t \ .$$

Cette équation différentielle est de même forme que celle qui donne la charge q du condensateur d'un circuit oscillant dans lequel est insérée une force électromotrice alternative de fréquence $\frac{\omega}{2\pi}$ (Chap. II § 7) :

$$L\frac{d^2q}{dt^2} + R\frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = V \sin \omega t \ .$$

Au point de vue électrique, tout se passe donc comme si le quartz était remplacé par un circuit oscillant dont la self L serait égale à $\frac{m}{\pi K}$, la capacité C à K et la résistance R à $\frac{\rho}{\pi K}$; c'est le circuit équivalent du quartz proposé.

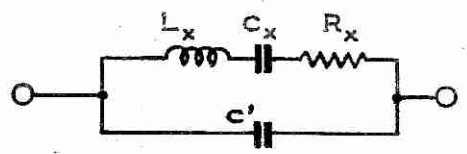


Fig. 5

D'autre part, le système des deux armatures collées à la lame de quartz constitue un condensateur C' qui dérive un certain courant d'amplitude $C'\omega V$ et qui doit donc être considéré comme étant en dérivation sur le circuit équivalent du quartz proprement dit (fig. 5)

17 - Lorsque la lame de quartz est utilisée sans masses additionnelles sur les faces, comme c'est le cas normal en radioélectricité, elle est encore assimilable, électriquement, au circuit électrique représenté par la fig. 5, mais l'approximation est moins bonne et acceptable seulement dans une bande plus étroite de fréquences autour de la résonance. Ce fait est à rapprocher de ce qui sera dit à propos des antennes fictives au Chap. VII (§).

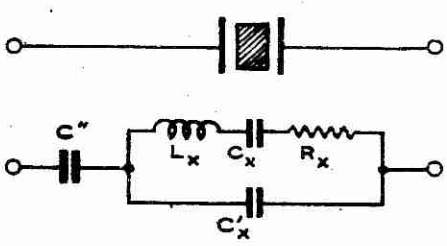


Fig. 6

18 — Par ailleurs, pour tenir compte de la lame d'air qu'il faut ménager entre les armatures et le quartz pour permettre la libre oscillation de ce dernier, il convient encore d'ajouter une troisième capacité C" en série avec l'ensemble série parrallèle ci-dessus indiqué, comme il est représenté sur la figure 6.

Le circuit résonnant $L_x C_x R_x$, équivalent au quartz proprement dit, est extrêmement peu amorti, on trouve par exemple pour lame de quartz donnée ayant une épaisseur de 2 m/m (1 Mégacycle) les coefficients suivants :

$$C_x = 0{,}06\ \mu\mu F\ ,\quad L_x = 0{,}5\ H\ ,\quad R_x = 100\ \Omega$$

ce qui représente un décrément (Chap. II § 31) $\frac{R_x}{2fL_x}$ égal à 10^{-4}, ou encore un coefficient de surtension ou de qualité : $Q = 30.000$, coefficient qui est plus de 100 fois plus élevé que ceux des meilleurs circuits composés avec une self, et une capacité.

Dans un autre exemple, pour un quartz de 4 Mégacycles ($\lambda = 75^m$) on avait :

$$C_x = 0{,}001\ \mu\mu F\ ,\quad L_x = 1{,}5\ ,\quad R_x = 1000\ \Omega$$

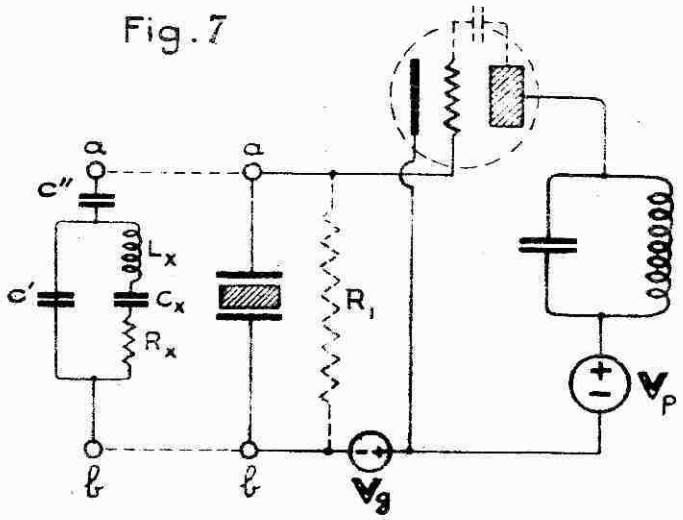
Le coefficient de surtension $Q = \frac{L\omega}{R}$ correspondant est d'environ 40.000. Quant aux coefficients C' et C" ils sont respectivement de l'ordre de 15 et de 1 $\mu\mu F$, ce dernier étant naturellement variable avec l'épaisseur de la lame d'air ménagée entre le quartz et les armatures.

19 — D'après ce que l'on a vu au Chap. II (§ 181) il suffit de relier à une "résistance négative" de grandeur appropriée, les bornes a et b du circuit représenté par les fig. 5 ou 6, pour que celui-ci devienne le siège d'une oscillation entretenue.

C'est ce qui arrive, en particulier, lorsque

(fig. 7) le quartz est intercalé entre grille et cathode d'une lampe triode dans le circuit plaque dans laquelle est disposée une impédance à réactance positive, c'est-à-dire selfique (voir Chap. III (§ 350).

Fig. 7



En pratique une grande résistance R (ou une self de choc ou les deux à la fois) est toujours placée en dérivation sur le quartz, de manière à assurer la fixité du potentiel moyen de la grille, en permettant l'écoulement des charges statiques recueillies par cette électrode.

On obtient la fréquence réelle des oscillations engendrée par le système en écrivant que la réactance du système L_x, C_x, R_x représentant le quartz proprement dit est égale et de signe contraire à la réactance du système représenté (fig. 8) par la capacité en dérivation avec l'ensemble constitué par la capacité C" et la capacité C'_g effective de la lampe (capacité qui tient compte, comme on l'a vu au Chap. III (§ 350), de la capacité grille-plaque et de l'impédance d'anode de la lampe.

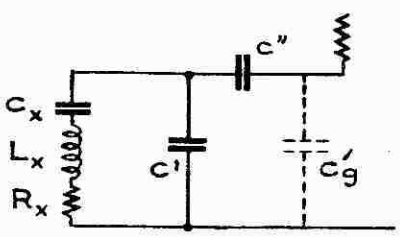


Fig. 8

En appelant ω_x la pulsation propre du cristal : $\omega_x = \frac{1}{\sqrt{L_x C_x}}$, et par $\Delta\omega$ la différence $\omega - \omega_x$ existant entre la pulsation des oscillations qui prennent naissance et ω_x, on trouve la relation : $\frac{\Delta\omega}{\omega_x} = \frac{1}{2} \frac{C_x}{C' + C''_g}$,

C"g représentant la capacité de l'ensemble des deux capacités C" et Cg en série.

En général C' sera grand vis-à-vis de Cg et on pourra écrire sensiblement :

$$C''g = Cg \quad \text{et} \quad \frac{\Delta\omega}{\omega_x} = \frac{C_x}{C' + Cg}$$

Dans le deuxième exemple considéré ci-dessus, et en prenant pour Cg la valeur de 15 $\mu\mu$F on trouve :

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_x} = \frac{1}{60.000}$$

On voit que la fréquence engendrée par l'oscillateur à quartz coïncide à un haut degré d'approximation avec la fréquence propre du cristal.

On observera cependant que cette fréquence peut-être très légèrement modifiée en faisant varier les constantes des éléments associés, et en particulier :

1° : la capacité C" due à la lame d'air ;
2° : les constantes du circuit de plaque qui réagissent sur la valeur de Cg.

Quoiqu'il en soit, on retiendra, en pratique, que la fréquence obtenue avec un quartz donné sur un poste quelconque est définie à l'avance à moins de 1/10.000 près quelles que soient la lampe utilisée et la réaction d'anode.

Quant à l'impédance de plaque, elle est réalisée au moyen d'un circuit antirésonnant, étant entendu comme dans le cas du T.P.T.G indiqué au Chap. III (§ 382), que le circuit doit toujours être accordé sur une fréquence légèrement plus élevée (donc avec une capacité un peu plus faible) que celle qui correspond à l'oscillation réellement entretenue par la lampe (à savoir, pratiquement, la fréquence propre du quartz).

Ce fait est illustré par la fig. 9 qui indique la variation du courant de plaque en fonction de la capacité d'accord du circuit oscillant de plaque. Cette courbe montre que l'oscillation s'amorce brusquement lorsque le condensateur, primitivement placé au minimum de sa graduation est progressivement

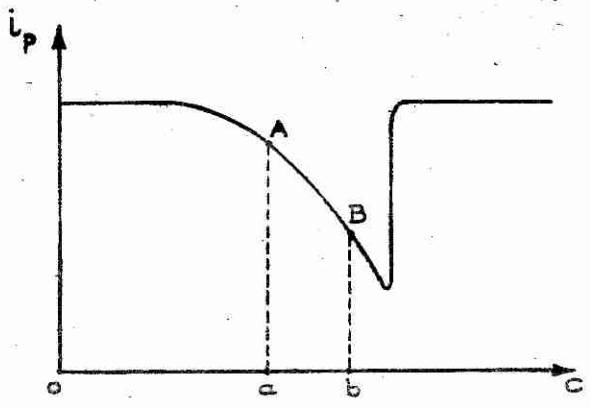


Fig. 9

ramené en arrière. L'amplitude des oscillations, qui est maximum au moment où l'accrochage vient de se produire, diminue ensuite progressivement au fur et à mesure que l'on continue à faire décroître la capacité, pour s'annuler finalement quand le désaccord est trop grand entre la fondamentale du quartz et la fréquence propre du circuit oscillant de plaque.

En pratique on se place dans une région telle que BA, pas trop rapprochée du maximum d'amplitude, de façon à obtenir une stabilité plus complète des oscillations engendrées.

Le montage peut aussi être réalisé au moyen d'une lampe à écran (tétrode ou pentode), à la place de la lampe triode, mais il peut arriver, en ce cas, que la capacité grille - plaque extrêmement réduite de ces types de lampes soit trop faible pour procurer la résistance négative nécessaire à l'entretien des oscillations. Une capacité extérieure supplémentaire est alors indispensable entre ces deux électrodes.

Coefficient de température des quartz.

20 - La fréquence propre d'une lame de quartz n'est pas invariable avec la température ; selon le genre de

taille adopté, on constate soit une augmentation, soit une diminution de cette fréquence lorsque la température croît. On appelle coefficient de température, la variation relative $\frac{\Delta f}{f}$ de fréquence par degré centigrade.

Dans le cas de la taille X (ou Curie), ce coefficient est négatif et se trouve compris entre 15 et $25 . 10^{-6}$, soit 15 à 25 cycles par mégacycle et par degré.

Par un choix convenable de l'angle de taille on arrive à obtenir des lames à coefficients de température extrêmement réduits, quelques cycles par mégacycle et par degré. Ce sont les tailles désignées par les initiales AT, V et LD. Avec ces cristaux, la fréquence fournie par l'oscillateur à quartz peut être pratiquement considérée comme constante lorsque la température du cristal varie.

La température du cristal de quartz ne dépend pas seulement de la température ambiante mais aussi de l'amplitude des oscillations mécaniques dont il est le siège. En effet, par suite de l'amortissement non nul (quoique très réduit) de la lame de quartz, une certaine quantité d'énergie, proportionnelle au carré de l'amplitude et de l'oscillation, est dissipée dans le quartz. Cette énergie est transformée en chaleur et élève la température du quartz, passablement au-dessus de la température ambiante. On a donc intérêt, pour éviter les variations de fréquence, à limiter au minimum la puissance dissipée dans le quartz, c'est-à-dire l'amplitude de ses oscillations, ou encore, ce qui revient au même, l'amplitude de la tension alternative appliquée à ses bornes.

Limite de la puissance susceptible d'être fournie par un oscillateur à quartz.

21 - Si l'amplitude des oscillations mécaniques de la lame de quartz devient trop grande, la limite de résistance mécanique du quartz peut se trouver dépassée, et le cristal mis hors d'usage, par perforation, fêlure ou rupture.

Une indication sur l'amplitude de l'oscillation mécanique est donnée par la déviation d'un appareil de mesure monté en série dans le circuit de grille. Ce courant ne doit pas dépasser 50 à 200 milliampères selon le type de tube utilisé. On peut aussi placer dans ce circuit un fusible qui coupe le quartz dès que l'intensité dépasse une valeur donnée.

22 - Cette limitation de l'amplitude mécanique du cristal de quartz se traduit par une limitation de l'amplitude de la tension appliquée à la grille de la lampe et par suite de la fréquence HF susceptible d'être délivrée par le circuit de plaque de la même lampe.

Cette puissance est généralement de l'ordre de 5 watts dans le cas des lampes triodes, elle peut atteindre 15 watts pour certaines pentodes à caractéristiques particulièrement poussées.

23 - Les lames de quartz employées sont généralement de forme carrée ou circulaire, cette dernière étant d'ailleurs plus avantageuse au point de vue des risques de détérioration mécanique (fêlure ou rupture d'un angle).

Ces lames sont disposées par des montures rigides, ménageant le jeu nécessaire aux oscillations mécaniques

du cristal .

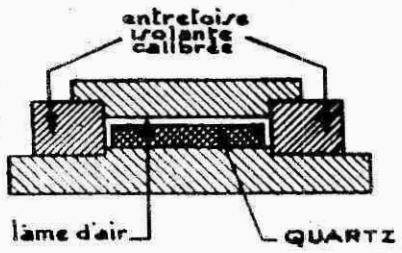


Fig. 10

Dans certains montages les armatures sont réalisées par argenture des deux faces, et les connexions directement soudées à ces deux faces . Cette méthode supprime la lame d'air, mais elle a l'inconvénient de lester (un peu comme au § 15) le cristal oscillant .

Enfin on peut encore suspendre le cristal par trois points d'une gorge circulaire tracée dans le plan médian de la lame, ce qui a l'avantage de supprimer toute réaction mécanique du quartz sur son support et réciproquement :

24 - On accroit la stabilité de la fréquence émise en assurant au moyen d'un <u>thermostat</u> la constance de la température du quartz . Lorsque le quartz employé est déjà un quartz à faible coefficient de température (tailles AT, V ou LD du § 18), le résultat est encore amélioré .

Naturellement la température pour laquelle l'appareil est réglé est choisie un peu supérieure à la température qui serait normalement atteinte par le quartz en service prolongé. Le supplément de chaleur nécessaire est fourni par une résistance de chauffage et l'ensemble est enfermé dans une enceinte établie de manière à assurer la meilleure répartition possible de la température . Dans les modèles de précision les parois de cette enceinte sont constituées par la superposition de surfaces alternativement conductrices et isolantes (plaques d'aluminium et feuilles d'amiante) .

Enfin un <u>thermomètre à contact</u>, placé à l'intérieur de l'enceinte, commande, par l'intermédiaire d'une

lampe et d'un relais, le passage du courant dans la résistance de chauffage. On peut aussi, plus simplement, utiliser un bilame qui ouvre et ferme directement le circuit de chauffage et permet ainsi de se passer du relais et de sa lampe de commande.

25 — Il est évident que les précautions indiquées au § 3 comme indispensables dans le cas du pilotage par maître oscillateur, sont encore nécessaires (quoiqu'à un degré moindre) dans le cas du pilotage par quartz piézoélectrique. Et c'est par l'observation de toutes les précautions indiquées, y compris l'emploi d'un quartz piézoélectrique à faible coefficient de température et sous thermostat que l'on parvient à obtenir des étalons de fréquences stables à moins d'un cycle pour plusieurs mégacycles. Ces étalons sont utilisés pour le contrôle et la mesure des fréquences des émissions radioélectriques.

Avantages et inconvénients du quartz.

26 — Le pilotage par quartz a pour lui l'avantage de sa grande simplicité en comparaison de la précision considérable qu'il donne. Il a par contre l'inconvénient de ne pas permettre la modification de la fréquence émise autrement que par substitution d'un quartz à un autre. Il faut donc posséder autant de quartz différents qu'il existe de longueurs d'onde d'émission prévues.

L'étage séparateur.

31 -- Comme son nom l'indique le rôle de l'étage séparateur est de mettre l'étage pilote à l'abri des réactions des étages d'amplification qui suivent le pilote.

Les réactions possibles sont de plusieurs sortes. Il y a d'abord les réactions dues aux variations inévitables touchant :

1° : aux tensions d'alimentation, qui ne peuvent être stabilisées avec la même précision que le pilote, vu la grandeur des puissances mises en jeu ;

2° : aux caractéristiques des tubes et aux dimensions géométriques, et notamment de l'antenne, qui sont influençables par la température et diverses autres causes.

Ensuite viennent les perturbations, généralement plus graves, dues soit à la manipulation, s'il s'agit d'un émetteur télégraphique, soit à la modulation s'il s'agit d'un poste radiotéléphonique.

Ces diverses variations se répercutent finalement sous forme de variations plus ou moins grandes d'amplitude HF dans le circuit de tête de l'amplificateur proprement dit et le rôle de l'étage séparateur est précisément d'empêcher que ces variations modifient la fréquence engendrée par le pilote.

Ce résultat est obtenu grâce à la grille écran d'une lampe tétrode ou pentode à capacité grille plaque aussi réduite que possible, et munie de tous les blindages nécessaires. Naturellement cette lampe doit fonctionner <u>sans courant de grille</u>, car ce courant de grille (qui dépend du potentiel de plaque de la même lampe, voir Chap. III § 342) serait influencé par les variations d'amplitude de la tension

de plaque du séparateur ; il s'en suivrait des variations de charge du circuit de sortie de l'étage pilote, susceptibles de réagir sur la fréquence émise.

32 - Fonctionnant sans courant de grille, la lampe de l'étage séparateur ne donne pas son maximum de puissance ; l'amplification fournie par l'étage séparateur n'est donc généralement qu'une amplification réduite, dont le coefficient pourra n'être que peu supérieur à l'unité.

33 - Pour diminuer la charge imposée au circuit d'anode de l'étage pilote, la tension d'excitation de la grille du tube séparateur sera avantageusement prise sur une fraction seulement ($^1/_2$ ou $^1/_3$) de la self de ce circuit (fig. 11) ainsi la charge supplémentaire, résultant de la commande du séparateur se trouve-t-elle pratiquement réduite dans un rapport égal au carré de cette fraction ($^1/_4$ ou $^1/_9$ dans le cas de l'exemple déjà indiqué). La stabilité du pilote est, de cette façon, améliorée.

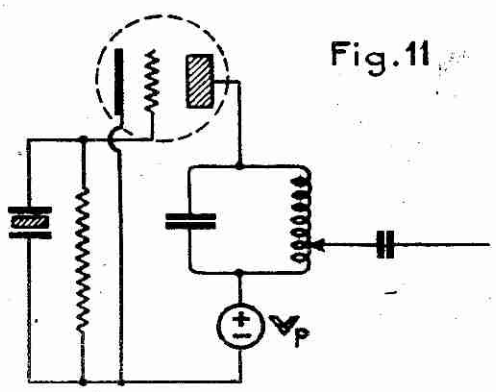


Fig. 11

Les étages doubleurs de fréquence.

41 — Ces étages, indispensables lorsque la fréquence à realiser à partir d'un quartz piézoélectrique dépasse 4 ou 5 mégacycles, sont, de toute manière, très avantageux au point de vue de la stabilité, car ils assurent une meilleure protection du piloté contre les effets de la modulation ou de la manipulation des étages de puissance du poste.

Pour les fréquences plus élevées, de l'ordre de 10 mégacycles et au-dessus, on a avantage à monter deux doublages successifs, realisant ainsi un quadruplage de la fréquence du piloté.

Contrairement aux étages séparateurs ces étages doubleurs sont, en général, susceptibles de fournir une amplification notable (quoique, en réalité, encore inférieure à celle que donnerait un étage d'amplification ordinaire).

42 — Dans certains postes, appelés à couvrir des gammes importantes de fréquences à l'émission, il arrive que le même étage soit utilisé tantôt en doubleur (demi-gamme supérieure des fréquences), soit en amplificateur ordinaire (demi-gamme inférieure). Il est évident que le changement de fonctionnement doit alors être accompagné d'un changement de V_p, V_g et même de V_g, grâce auquel :

1° : la puissance dissipée par la lampe est maintenue dans les deux cas, inférieure à la limite permise ;

2° : la tension HF fournie par l'étage conserve la même valeur dans les deux modes de fonctionnement prévus.

Les étages amplificateurs.

45 - Le nombre des étages amplificateurs intermédiaires ou préamplificateurs est déterminé par la nécessité de fournir à l'étage amplificateur de puissance final, la tension (et par suite la puissance) d'excitation de grille qui lui est nécessaire. Ce nombre varie d'ailleurs avec le taux d'amplification fourni par chacun des étages, donc avec les types de tubes adoptés.

Au point de vue de l'économie de la puissance (c'est-à-dire du rendement global) on aurait avantage à équiper chaque étage avec une lampe dont les caractéristiques soient exactement adaptées aux différentes puissances HF mises en jeu dans les étages successifs.

Cette disposition conduit théoriquement à adopter autant de tubes différents qu'il y a d'étages. En pratique on s'efforce cependant, dans un but de simplification, de diminuer le nombre de types différents, en faisant travailler un certain nombre des tubes de la partie à faible puissance de la chaîne d'amplification au dessous de leur puissance nominale.

Ces différents étages seront équipés soit de lampes triodes convenablement neutrodynées, soit de lampes pentodes. Chacun d'eux comportera soit un tube, soit deux montés symétriquement, soit encore, mais plus exceptionnellement, deux groupes symétriques de deux tubes chacun (ou davantage) en parallèle.

46 - Les étages préamplificateurs ont par ailleurs une importance particulière en raison du rôle qu'ils sont appelés à jouer dans la manipulation ou la modulation du poste émetteur. On reviendra sur ce rôle aux paragraphes 71 et 101 consacrés respectivement à l'étude de l'une et de l'autre de ces deux questions.

L'étage final ou de puissance ou de sortie.

51 - L'étude de la lampe fonctionnant en amplificatrice de puissance a fait l'objet des paragraphes 201 à 236 du Chap. III.

Suivant la puissance demandée, cet étage sera équipé d'une lampe, ou de deux (en symétrique ou en parallèle) ou davantage. Ces lampes seront du type à refroidissement naturel, ou bien refroidies par air ou par eau.

Si l'étage de sortie est de puissance un peu élevée, il pourra être réalisé dans un chassis distinct du préamplificateur, la tension H.F d'excitation des grilles étant amenée par une ligne H.F. de longueur appropriée (Voir Chap. V § 201). Cet étage pourra même comporter ses organes d'alimentation propres.

Manipulation d'un émetteur télégraphique

51 — Ainsi qu'elle a déjà été définie au Chap. I (§ 53) la manipulation consiste à découper dans le temps, au rythme des signaux d'un code quelconque, l'énergie H.F. rayonnée par l'antenne.

62 — Théoriquement ce découpage pourrait être opéré dans n'importe lequel des circuits de l'étage de sortie, y compris le circuit d'antenne, mais un tel découpage devient difficile dès que la puissance H.F mise en jeu est quelque peu notable. Ce mode de manipulation aurait, d'ailleurs, pour effet d'amener des variations importantes de la charge H.F de la lampe finale d'où pourraient résulter des inconvénients supplémentaires (surtensions en particulier).

En pratique, la manipulation est faite sur une lampe ou un groupe de lampes d'un même étage d'amplification. Cet étage n'est pas nécessairement l'étage de sortie, ce peut être un étage intermédiaire de la chaîne, à condition que les lampes des étages qui <u>suivent</u> soient polarisées au moyen de tensions fixes <u>suffisantes</u> pour annuler les courants d'anode en l'absence d'excitation des grilles correspondantes.

63 — Il est naturellement d'autant plus facile de manipuler une lampe que la puissance mise en jeu est plus faible. Il semblerait donc qu'il y ait avantage à manipuler sur un étage le plus rapproché possible de l'étage piloté. Par contre la réaction de la manipulation sur la stabilité de l'étage piloté est d'autant plus faible qu'il y a plus d'étages entre la lampe manipulée et le piloté.

D'autre part, à cause des constantes de temps des dispositifs couplant un étage au suivant, il peut arriver qu'une manipulation effectuée trop loin de l'étage final ait pour conséquence un mauvais "découpage" des signaux, surtout lorsqu'ils sont manipulés à cadence rapide.

64 - Par ailleurs, la manipulation sur un étage préamplificateur, fonctionnant sur la même fréquence que l'étage de sortie, a l'inconvénient de laisser subsister une onde de fond (spacer) d'amplitude faible, mais néanmoins suffisante pour empêcher l'écoute, dans le voisinage du poste, sur la longueur d'onde de travail de ce même poste, pendant les silences ou les intervalles de la manipulation (écoute "entre signes").

On évite cette onde de fond en enfermant, dans des blindages aussi soignés que possible, les étages maintenus en oscillation pendant les intervalles de manipulation. Les résultats sont encore meilleurs, à ce point de vue, dans le cas de postes comportant un ou plusieurs doublages de fréquence, si les circuits maintenus en oscillation permanente sont uniquement des circuits fonctionnant sur les fréquences sous-multiples $\frac{F}{2}$ ou $\frac{F}{4}$ de la fréquence réellement émise.

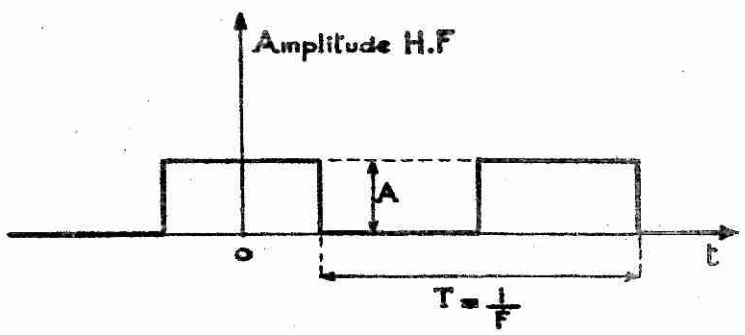
Conditions à remplir par un système de manipulation

65 - Si la manipulation pouvait être effectuée sans constante de temps (c'est-à-dire si, instantanément, dès le début de chaque signal, l'intensité H.F pouvait atteindre sa valeur de régime permanent, et si cette intensité tombait instantanément à zéro à la fin du signal) il s'en suivrait la création autour de la fréquence fondamentale F de

bandes latérales importantes qui s'étendraient très loin, dans le domaine des fréquences, de part et d'autre de F.

66 - En effet, considérons une émission de fréquence f qui serait manipulée sous forme d'une série de points découpés à angles brusques, comme celle représentée sur la fig. 21 ; soit A l'amplitude des signaux, la décomposition en série de Fourrier d'une telle fonction montre qui elle contient une composante fondamentale d'amplitude $\frac{2A}{\pi}$ et de fréquence F, et des harmoniques de fréquence 3F, 5F, 7F etc ..... dont les amplitudes sont respectivement $\frac{2A}{3\pi}$, $\frac{2A}{5\pi}$, $\frac{2A}{7\pi}$, etc .....

Fig. 21.



A la fréquence f de l'onde télégraphique vont s'ajouter des fréquences $f \pm F$, $f \pm 3F$, $f \pm (2n+1)F$ et ainsi de suite, l'amplitude de ces bandes latérales décroissant seulement comme le rang $(2n+1)$ de l'harmonique considéré.

L'étendue du spectre des fréquences émises par le poste télégraphique dans ces conditions serait considérable et elle ne manquerait pas d'apporter des brouillages importants aux radiocommunications établies sur des fréquences même assez éloignées.

67 - En pratique, à cause des constantes de temps des circuits oscillants, on remarquera que, l'intensité dans le circuit oscillant d'anode n'atteint pas instantanément

sa valeur maxima, même lorsque l'amplitude de l'excitation de grille est instantanément appliquée. Inversement, l'intensité HF dans l'antenne ne tombe pas instantanément à zéro, à cause de l'énergie accumulée dans le même circuit oscillant.

En d'autres termes, la "sélectivité" des circuits atténue, d'elle-même, l'amplitude des bandes latérales, d'autant plus que les fréquences de ces bandes sont plus éloignées de la fréquence fondamentale.

Cet affaiblissement, toutefois, n'est pas suffisant pour éliminer les brouillages, surtout au voisinage de l'émetteur, on est donc obligé d'avoir recours à des dispositifs à constante de temps qui éliminent les composantes aigües du découpage télégraphique et "arrondissent" systématiquement les signaux.

Ces dispositifs seront indiqués dans chaque cas particulier lors de l'étude, qui va suivre, des différents procédés de manipulation employés dans la pratique.

Procédés de manipulation.

71 - Il existe différents modes de manipulation:

1° : manipulation par le circuit de plaque;
2° : manipulation par le circuit de grille;
3° : manipulation par la cathode;
4° : manipulation par la troisième grille;
5° : manipulation par la grille écran.

Manipulation par la plaque.

72 - Ce procédé de manipulation consiste à couper, au moyen du manipulateur ou d'un relais actionné par celui-ci, le courant d'alimentation anodique de la lampe (fig. 22 et 23).

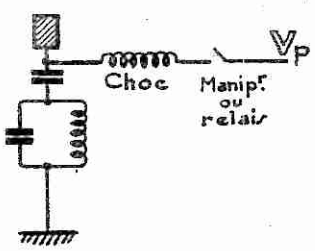


Fig. 22

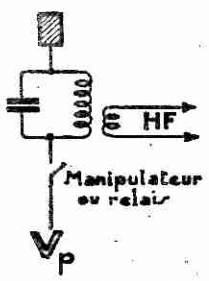


Fig. 23

Ce procédé a l'avantage d'être à la fois simple, sûr et efficace, mais il ne peut s'appliquer qu'aux postes de très faibles puissances, dans lesquels le courant à couper ne dépasse pas 50 milliampères (postes portatifs alimentés par batteries).

Manipulation par le circuit de grille.

73 - Ce procédé revient au précédent en ce sens que les intervalles des signaux sont encore obtenus par suppression du courant anodique de la lampe manipulée. Mais, cette fois, ce résultat est obtenu au moyen d'une polarisation supplémentaire appliquée à la grille de commande, laquelle continue à recevoir

l'excitation H.F. normale $V_g \sin \omega t$. Cette polarisation $V_{g.o}$ est évidemment déterminée de telle façon que la tension maximum atteinte par la grille $V_{g.o} + V_g \sin \omega t$ soit inférieure au potentiel d'annulation du courant de plaque. On utilise généralement une source auxiliaire qui fournit la tension supplémentaire de blocage nécessaire.

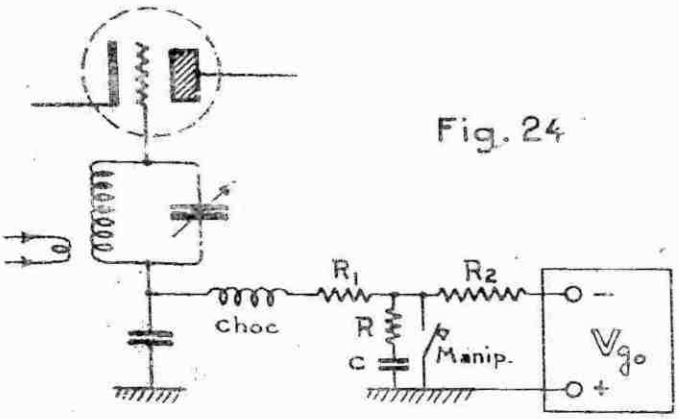


Fig. 24

La fig. 24 représente un montage fréquemment adopté, où la polarisation pendant les signaux (manipulateur abaissé) est obtenue par la résistance de polarisation R_1 . On a donc $V_g = - R_1 \bar{\imath}_g$, $\bar{\imath}_g$ étant le courant moyen de grille en oscillation normale .

Au contraire lorsque le manipulateur est levé, la tension de polarisation supplémentaire V_{g1} est intercalée dans le circuit de grille et les oscillations sont arrêtées .

La constante de temps nécessaire pour "arrondir" les signaux (voir ci-dessus § 67) est obtenue grâce à la capacité C et de la résistance R disposées en série aux bornes du manipulateur .

Enfin une résistance R_2 en série avec la source auxiliaire protège celle-ci d'un court-circuit total lorsque le manipulateur est abaissé .

74 - Pratiquement le manipulateur (ou le relais) doit couper une intensité égale à $\bar{\imath}_g$, ce qui peut présenter des inconvénients si cette intensité est un peu élevée . On évite cette difficulté en remplacant le manipulateur ou le relais par

l'intervalle plaque cathode d'une lampe supplémentaire, dite

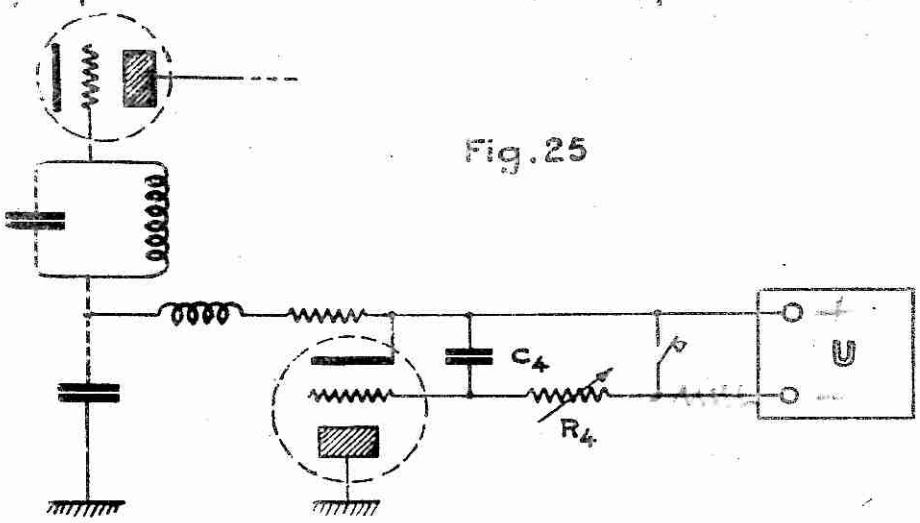


Fig. 25

lampe de manipulation, dont le potentiel de grille est commandé par le manipulateur (fig. 25).
Ce tube supplémentaire est choisi de manière à fonctionner sans courant de grille, de sorte que le manipulateur n'a pratiquement plus aucune intensité appréciable à couper.

Manipulation sur la cathode.

75 - Le mode de manipulation par la cathode utilise également un tube supplémentaire ("tube de manipulation") dont l'espace filament - plaque est inséré, cette fois, dans la connexion de cathode de la lampe à manipuler. La manipulation s'opère, comme dans le cas précédent, en faisant varier le potentiel de grille de la lampe de manipulation par

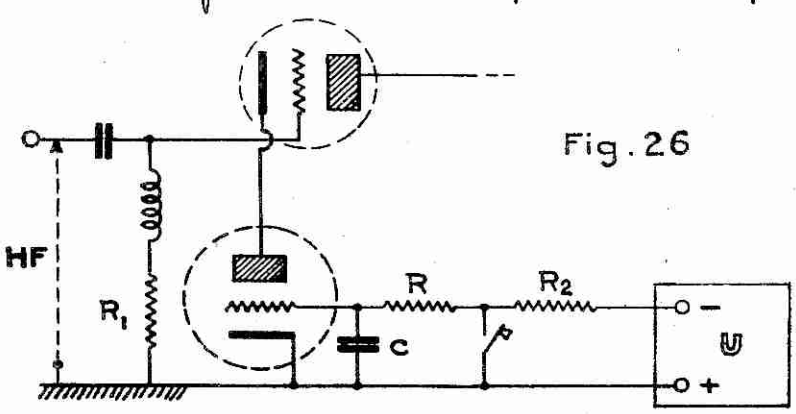


Fig. 26

rapport à la cathode (fig. 26).

La lampe de manipulation doit être choisie de manière à ne pas apporter une résistance trop grande dans le circuit de cathode de la lampe manipulée pendant les signaux, c'est-à-dire quand le manipulateur M est abaissé ; au besoin on mettra plusieurs tubes en parallèle. La tension U de la source auxiliaire est choisie de manière que le courant de cathode soit complètement interrompu lorsque le manipulateur est levé.

Manipulation sur la troisième grille.

76 - Ce procédé, qui s'applique seulement aux tubes pentodes, revient à couper encore le courant de plaque d'une lampe amplificatrice mais en agissant maintenant sur la grille d'arrêt.

La tension négative à appliquer à cette électrode, pour supprimer le courant de plaque, est à peu près la même que celle qu'il fallait appliquer (voir § 73 ci-dessus) à la grille de commande pour obtenir le même résultat.

Le schéma du montage à employer est indiqué par la fig. 27. La suppression du courant de plaque par blocage de la 3e grille pendant les intervalles des signaux provoque une augmentation du courant d'écran variant entre

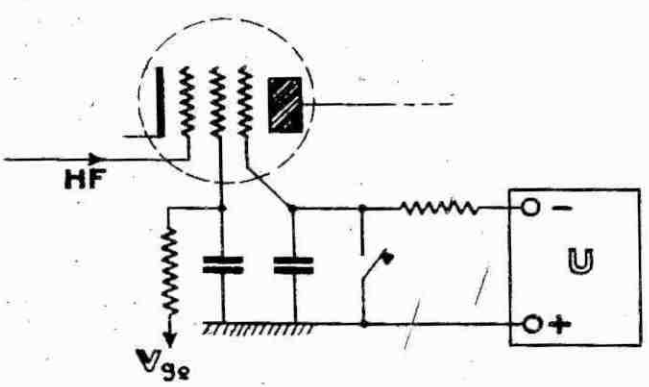


Fig. 27

25 et 50%. On devra donc s'assurer que la puissance dissipée par l'écran pendant les repos de la manipulation ne dépasse pas la limite prévue par le constructeur.

77 - On observera d'autre part, que les variations de charge imposées à l'étage qui fournit l'excitation de grille de la lampe manipulée sont moins grandes dans le cas de la manipulation par la 3e grille que dans le cas de la manipulation par la grille de commande.

Manipulation sur la grille écran.

78 - Avec ce mode de manipulation, c'est l'alimentation de la grille écran qui est coupée dans les intervalles des signaux.

Le schéma du montage employé est donné par la fig. 28.

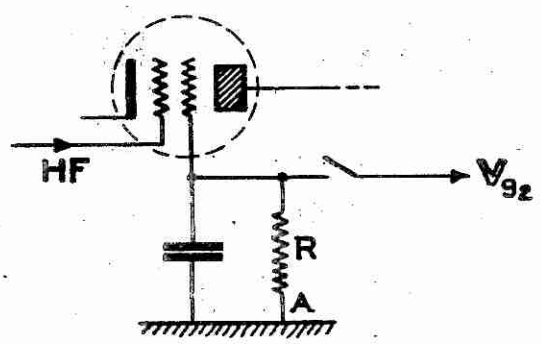


Fig. 28

Une résistance R de valeur élevée, insérée entre la grille écran et la masse, est destinée à fixer de façon précise le potentiel de la grille écran lorsque le manipulateur est levé.

Souvent même, pour avoir une manipulation plus nette, le retour A de cette résistance R sera fait en un point dont le potentiel sera négatif par rapport à la masse.

Compensation de la manipulation.

91 - Dans les petites installations alimentées par des appareils ne disposant pas d'une grosse réserve de puissance (batteries ou groupes électrogènes) les variations, résultant de la manipulation, du débit demandé aux organes d'alimentation, provoque aux bornes de ce dernier des variations de tension et de vitesse des machines qui sont susceptibles de nuire à la qualité de l'émission (stabilité de la fréquence émise ; "note émise" dans le cas d'une émission modulée, etc ....

92 - La compensation supprime ces difficultés en assurant pendant la manipulation du poste la constance de la charge appliquée aux organes d'alimentation. Un circuit spécial, dit circuit de compensation, a pour mission d'absorber pendant les "blancs" de manipulation, une puissance égale à la différence des puissances absorbées par l'émetteur proprement dit pendant et entre les signaux.

Ce circuit de compensation comprend essentiellement une lampe (ou plusieurs en parallèle) alimentées par la même tension de plaque V_p que l'étage de sortie de l'amplificateur. Dans le circuit anodique de cette lampe est insérée une résistance R, dite résistance de compensation.
Le potentiel appliqué à la grille de la lampe de manipulation est différent selon la position du manipulateur (manipulateur abaissé ou levé). A la cadence de cette manipulation, il passe donc alternativement de l'une à l'autre de deux valeurs distinctes V_{gs} (manipulateur abaissé) et V_{ge} (manipulateur levé) :

— la première, V_{gs}, appliquée pendant les signaux, est choisie suffisamment négative

pour qu'il ne circule aucun courant anodique dans la lampe (ni dans la résistance R) ; la seconde, $V_{g\acute{e}}$, appliquée durant les <u>intervalles</u>, est ajustée de telle manière qu'il circule un certain courant anodique I_a dans la lampe de compensation et la résistance R_2, grâce auquel le courant total débité par la source haute tension V_p conserve la même valeur que pendant les signaux.

Naturellement là, où les tubes de compensation doivent être dimensionnés de manière à pouvoir absorber la différence des puissances mises en jeu dans l'amplificateur pendant les signaux et leurs intervalles. Le schéma

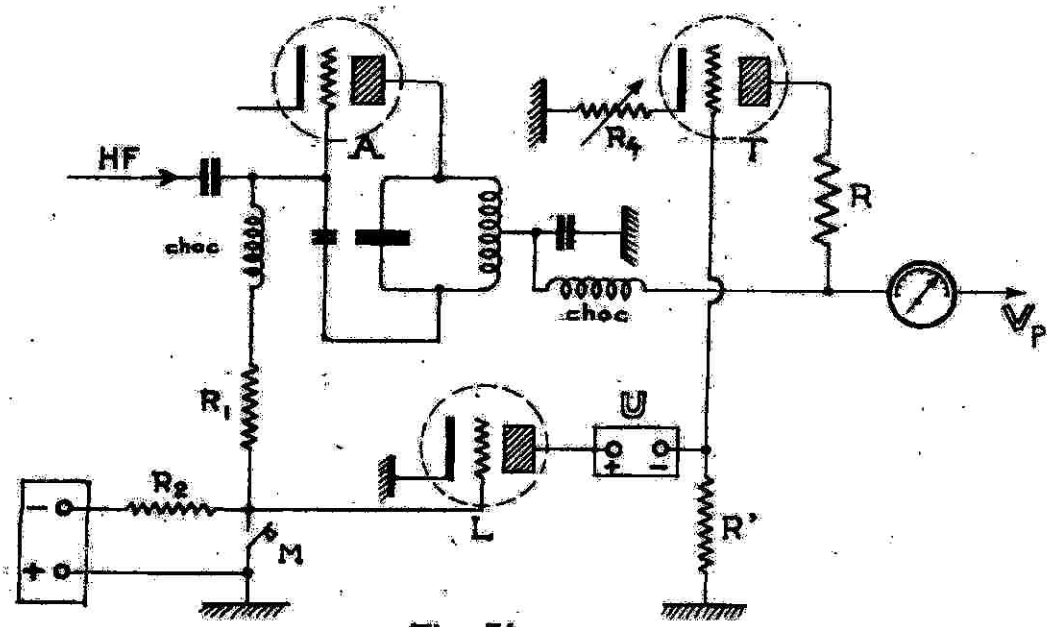


Fig.31

représenté par la fig. 31 est relatif à une manipulation sur l'étage final. Ce schéma comporte une lampe supplémentaire L dont le rôle est d'amener à la grille de la lampe de compensation des variations de potentiel de sens convenable.

Lorsque le manipulateur est abaissé, la

lampe amplificatrice de l'amplificateur H.F. fonctionne normalement, tandis que le potentiel de grille de la lampe L (inverseuse de phase) est à la masse comme la cathode de la même lampe. Un courant important circule dans le circuit anodique de cette lampe, d'où une différence de potentiel importante aux bornes de la résistance R'. Cette chute de potentiel polarise fortement la grille de la lampe de compensation dont le courant anodique est donc bloqué.

Au contraire, lorsque le manipulateur est levé, les grilles de l'amplificatrice A et de la lampe L sont très négatives. L'ampli A est bloqué et le courant anodique de L supprimé ; la polarisation de la lampe de compensation disparaît et un certain courant I_p parcourt la résistance R. La résistance de cathode R" permet d'ajuster ce courant à la valeur convenable et de réaliser ainsi la compensation exacte du courant $\bar{\imath}_p$ absorbé par l'amplificateur pendant les signaux.

93 - Lorsque la manipulation est effectuée sur un étage précédant l'étage de sortie, il faut, théoriquement au moins, autant d'étages de compensation qu'il y a d'étages de l'amplificateur affectés par la manipulation.

Modulation d'un émetteur.

101 - La modulation a été définie comme étant le procédé par lequel on fait varier l'amplitude, la fréquence ou la phase d'une onde de haute fréquence, en concordance avec un signal de fréquence plus basse, en vue d'assurer la transmission de ce signal". Parmi les "signaux en question figurent d'abord les "signaux" de fréquence audible (comprise entre 50 et 15.000 périodes), destinés à la transmission (la moins déformée possible) de sons ayant leur signification propre (parole, musique, bruits, etc....). C'est cette modulation que nous désignerons plus spécialement sous le nom de modulation téléphonique.

Viennent ensuite les signaux destinés :

- soit à la transmission télégraphique comme la télégraphie modulée (Chap. I, § 91), laquelle peut d'ailleurs utiliser non seulement des fréquences audibles, mais encore des fréquences infra-acoustiques (comprises entre 0 et 100 périodes) ;
- soit à la transmission d'images ou encore à la télévision. Dans ce dernier cas, les fréquences utilisées par la modulation occupent une gamme considérable couvrant pratiquement l'intervalle allant de quelques périodes par seconde à trois ou quatre millions (0 à 3 ou 4 mégacycles).

Dans ce qui va suivre nous étudierons en détail la modulation téléphonique, nous réservant de

102 - La modulation la plus fréquemment utilisée est <u>la modulation d'amplitude</u> . Elle consiste, comme il a été dit au Chap. I , (§ 63) à faire varier l'amplitude de l'onde H.F proportionnellement à la tension (basse fréquence) à transmettre . C'est ce type de modulation qui sera spécialement développé dans les paragraphes qui vont suivre .

103 - Il est possible, aussi, de laisser l'amplitude constante et de faire varier la fréquence proportionnellement à la tension à transmettre. La modulation ainsi réalisée est une modulation de fréquence. L'analyse et l'expérience montrent que la bande nécessaire pour transmettre un même signal est beaucoup plus étendue que dans le cas de la modulation d'amplitude, c'est pourquoi la modulation de fréquence ne peut-elle être envisagée que pour ces ondes extrêmement courtes (f de l'ordre de grandeur de 30 mégacycles), où la bande de fréquences qui peut être attribuée à chaque radiocommunication ne connaît pas le même resserrement que dans les autres gammes.

Par contre, la modulation de fréquence présente des avantages marqués au point de vue de la protection contre les parasites, comme on le verra ultérieurement dans les paragraphes spécialement consacrés à ce genre particulier de modulation, et aux modulations analogues telles que celles utilisées dans certains émetteurs d'impulsions (§ 311 et 351).

La modulation en amplitude.

105 - Ainsi qu'on l'a vu à maintes reprises, toute fonction périodique est décomposable en une somme de fonctions sinusoïdales (notamment Chap. I$_{a}$, § 171). On étudiera donc d'abord le cas d'une modulation sinusoïdale pure.

Le signal à transmettre étant $A = A_0 \sin \Omega t$, le problème de la modulation consiste à faire varier proportionnellement l'amplitude I d'une onde haute fréquence $I_0 \sin \omega t$.

Le résultat sera une amplitude I de la forme $I_0 (1 + m \sin \Omega t)$ où I_0 est l'amplitude de l'onde

porteuse et m une grandeur comprise entre 0 et 1 et proportionnelle à A ; cette grandeur est appelée profondeur ou taux de modulation .

La valeur instantanée du courant H.F. sera donc :

$$i = I_0 \left(1 + m \sin \Omega t \right) \sin \omega t .$$

Inversement , nous avons vu précédemment (Chap. I , § 356 , et Chap. II , § 916) que le courant détecté issu d'un détecteur linéaire reproduisait , à un coefficient constant près , la forme de la modulation du courant H.F. appliqué . Nous retrouverons donc dans ce courant une composante proportionnelle au signal $A = A_0 \sin \Omega t$ qu'il s'agissait transmettre .

106 - Par ailleurs on a vu au Chap. I que l'intensité H.F modulée $i = I_0 \left(1 + m \sin \Omega t \right) \sin \omega t$ pouvait être considérée comme le résultat de la superposition à l'onde porteuse d'amplitude I_0 et de fréquence $f = \frac{\omega}{2\pi}$, de deux ondes latérales de fréquences respectives $f_1 = \frac{\omega - \Omega}{2\pi}$ et $f_2 = \frac{\omega + \Omega}{2\pi}$ et d'amplitudes toutes deux égales à $\frac{m}{2} I_0$.

Puissances mises en jeu dans une onde modulée .

107 - Soit R la résistance du circuit dans lequel circule le courant $i = I_0 \left(1 + m \sin \Omega t \right) \sin \omega t$.

La puissance instantanée au sens précis du terme est :

$$p = Ri^2 = Ri_0^2 \left(1 + m \sin \Omega t \right)^2 \sin^2 \omega t .$$

La puissance moyenne dans un cycle H.F. (pendant lequel l'amplitude $I = I_0 \left(1 + m \sin \Omega t \right)$ ne subit

qu'une variation negligeable) est :

$$\bar{P} = \frac{RI^2}{2} = \frac{RI_e^2}{2} \left(1 + m \sin \Omega t\right)^2 .$$

Enfin, la puissance moyenne dans un cycle de la modulation est donnée par l'expression :

$$P = \frac{RI_e^2}{2} \times \text{valeur moyenne de } \left(1 + m \sin \Omega t\right)^2$$

$$= \frac{RI_e^2}{2} \times \frac{1}{T} \int_0^T \left(1 + m \sin \Omega t\right)^2 dt$$

$$= \frac{RI_e^2}{2} \times \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(1 + m \sin \theta\right)^2 d\theta$$

Or : $\left(1 + m \sin \theta\right)^2 = 1 + 2m \sin \theta + m^2 \sin^2 \theta$

$$= 1 + 2m \sin \theta + \frac{m^2 (1 - \cos 2\theta)}{2}$$

$$= 1 + \frac{m^2}{2} + 2m \sin \theta - \frac{m^2}{2} \cos 2\theta .$$

et : $\int_0^{2\pi} (1 + m \sin \theta)^2 d\theta = \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) \int_0^{2\pi} d\theta + 2m \int_0^{2\pi} \sin \theta \, d\theta - \frac{m^2}{2} \int_0^{2\pi} \cos 2\theta \, d\theta$

$$= 2\pi \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) .$$

D'où finalement, pour P, l'expression :

$$P = \frac{RI_e^2}{2} \times \frac{1}{2\pi} \times 2\pi \left(1 + \frac{m^2}{2}\right)$$

soit :

$$P = \frac{RI_e^2}{2} \left(1 + \frac{m^2}{2}\right)$$

Désignons par P_0 la puissance moyenne mise en jeu dans l'onde porteuse toute seule : $P_0 = \frac{RI_e^2}{2}$, on pourra écrire :

$$P = P_0 \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) .$$

C'est bien la puissance de l'onde porteuse $\frac{RI_e^2}{2}$ augmentée de la puissance des deux bandes latérales :

$$2 \times \frac{R\left(\frac{m}{2} I_o\right)^2}{2} \quad ..$$

108 - En particulier, pour une modulation totale, où la profondeur est de 100 % on aurait :

$$P = P_o \left(1 + \frac{1}{2}\right) = 1{,}5\ P_o \ .$$

La puissance moyenne est en augmentation de 50% sur la puissance de l'onde porteuse.

Quant à la puissance moyenne pour un cycle H.F., puissance que l'on peut appeler instantanée par rapport à la modulation, elle varie de zéro (minimum d'amplitude) à quatre fois la puissance de l'onde porteuse (maximum d'amplitude $I_{max} = 2\ I_o$), pendant un cycle de la modulation.

Valeur efficace d'un courant H.F. modulé.

109 - L'intensité efficace mesurée par un appareil thermique parcouru par le courant H.F. modulé $i = I_o (1 + m \sin \Omega t) \sin \omega t$, est par définition (Chap. II$_a$, § 568) l'intensité d'un courant continu qui, dans la même résistance R dissiperait la même puissance que le courant H.F. modulé.

On a donc :

$$RI^2_{eff} = P = \frac{RI^2_o}{2}\left(1 + \frac{m^2}{2}\right),$$

d'où l'on tire :

$$I_{eff} = I_{o.\,eff} \sqrt{1 + \frac{m^2}{2}},$$

en désignant par $I_{o\ eff} = \frac{I_o}{\sqrt{2}}$ l'intensité efficace de l'onde.

porteuse.

Dans le cas particulier d'une modulation totale on aurait :

$$I_{eff} = I_{0.eff} \sqrt{1 + \frac{1}{2}} = I_{0.eff} \sqrt{1,5} = 1,225\ I_{0.eff} \text{ environ}$$

Ainsi l'indication d'un ampèremètre thermique augmente-t-elle de 22,5 % lorsque l'on passe de l'onde porteuse (non modulée) à cette même onde modulée à 100 %.

Modulation de forme complexe.

110 - Lorsque la modulation est de forme complexe (non-sinusoïdale) la fréquence porteuse s'accompagne d'un nombre plus ou moins considérable de fréquences latérales.

Ces fréquences latérales sont en nombre fini (ou limité) lorsque la modulation est une fonction périodique. Elles sont en nombre infini (ou si l'on veut de positions continuellement changeantes) dans le cas contraire (modulation téléphonique, par exemple).

La puissance totale mise en jeu est égale à la somme des puissances relatives à chacune des fréquences comprises dans le spectre réel de l'onde transmise.

Soit :

$$i = I_0 \left[1 + m_1 \sin(\Omega t - \varphi_1) + m_2 \sin(2\Omega t - \varphi_2) + \ldots + m_n \sin(n\Omega t - \varphi_n) \right] \sin \omega t$$

l'expression de cette onde complexe. Le tableau ci-après donne les amplitudes des différentes fréquences composantes, ainsi que les expressions de la puissance totale et l'intensité efficace.

Fréquences	$f-nF \ldots f-2F \quad f-F \quad f \quad f+F \quad f+2F \ldots f+nF \ldots$
Amplitudes	$I_n=\frac{m_n}{2}I_0 \ldots I_2=\frac{m_2}{2}I_0 \quad I_1=\frac{m_1}{2}I_0 \quad I_0 \quad I_1=\frac{m_1}{2}I_0 \quad I_2=\frac{m_2}{2}I_0 \ldots I_n=\frac{m_n}{2}I_0$
Puissances	$\frac{RI_n^2}{2} \ldots \frac{RI_2^2}{2} \quad \frac{RI_1^2}{2} \quad \frac{RI_0^2}{2} \quad \frac{RI_1^2}{2} \quad \frac{RI_2^2}{2} \ldots \frac{RI_n^2}{2}$
Puissance totale	$\frac{RI_0^2}{2}\left(\frac{m_n^2}{4}+\ldots+\frac{m_2^2}{4}+\frac{m_1^2}{4}+1+\frac{m_1^2}{4}+\frac{m_2^2}{4}+\ldots+\frac{m_n^2}{4}\right)$
ou encore	$W=\frac{RI_0^2}{2}\left(1+\frac{m_1^2}{2}+\frac{m_2^2}{2}+\ldots+\frac{m_n^2}{2}+\ldots\right)$
Intensité efficace	$I_{eff}=\frac{I_0}{\sqrt{2}}\sqrt{1+\frac{m_1^2}{2}+\frac{m_2^2}{2}+\ldots+\frac{m_n^2}{2}+\ldots}$
	$I_{eff}=I_{0\,eff}\sqrt{1+\frac{m_1^2}{2}+\frac{m_2^2}{2}+\ldots+\frac{m_n^2}{2}+\ldots}$

112 - Quant au taux de modulation maximum défini par le rapport $\frac{I_M}{I_0}-1$ de l'amplitude maximum possible à l'amplitude de l'onde porteuse, il est :

$$\frac{I_{max}}{I_0}-1=m_1+m_2+\ldots+m_n+\ldots$$

Ce maximum n'est évidemment atteint que rarement puisqu'il faut pour cela que toutes les composantes partielles de la modulation tombent en phase.

113 - On peut, par contre, définir un taux de modulation moyen quadratique M (racine carrée de la somme des carrés des taux de modulation partiels) ; c'est le taux de modulation d'une modulation sinusoïdale pure qui, appliquée à la même amplitude porteuse correspondrait à la même puissance dissipée $W=\frac{RI_0^2}{2}\sqrt{1+\frac{m_1^2}{2}+\ldots+\frac{m_n^2}{2}+\ldots}$

$$M = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + \ldots + m_n^2 + \ldots}$$

114 - En pratique, dans le cas d'une modulation téléphonique parlée on constate qu'une modulation maximum (ou en crête) de 100% correspond à un taux quadratique moyen d'environ 30% ; la puissance moyenne est en augmentation de 25% environ seulement sur la puissance de l'onde porteuse. Simultanément, l'augmentation sur l'intensité efficace ne dépasse pas 12% environ ($\sqrt{1,25} \cong 1,12$).

Les deux coefficients sont évidemment d'autant plus voisins de 1 que la modulation considérée présente des " pointes " plus aigües.

Remarque au sujet de la surmodulation

115 - Le taux de modulation m défini au § 105 comme le rapport diminué de 1 de l'amplitude " instantanée " à l'amplitude de l'onde porteuse, ne peut en principe dépasser l'unité, étant donné que l'onde H.F. ne peut prendre une amplitude négative. Analytiquement, cette amplitude négative signifierait un changement de phase de π sur l'oscillation H.F., mais pratiquement on doit observer :

1° : qu'à la détection, un changement de phase de π sur le signal H.F ne produit aucun effet particulier sur le courant détecté, le changement de phase n'est donc pas décelé ;

2° : que, dans les dispositifs de modulation utilisés (voir § 122 ci-après) l'inversion

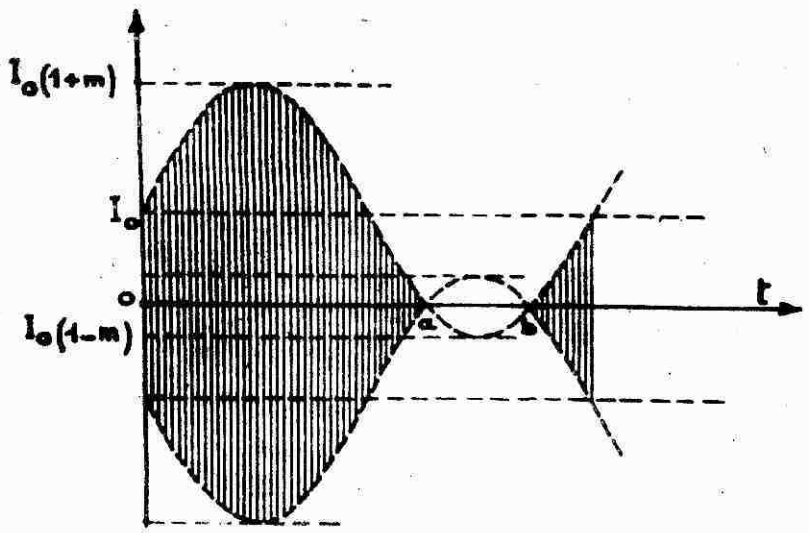


Fig. 41

de phase ne se produit pas et l'amplitude H.F. demeure nulle pendant toute la période de temps où la quantité

$$1 + m \sin \Omega t$$

est négative (intervalle ab de la fig. 41). La détection même linéaire d'un tel courant H.F. ne saurait fournir une reproduction fidèle de la fonction modulatrice initiale $\sin \Omega t$.

Modulations dissymétriques.

116 - On rencontre des modulations complexes de formes dissymétriques dans lesquelles les valeurs de pointe (ou de crête) positives ou négatives sont inégales (fig. 42 (a)). Il faut prendre soin d'appliquer ces modulations aux ondes H.F. dans un sens tel que les plus grandes valeurs de pointe soient traduites par des augmentations de l'amplitude H.F., et que les plus petites valeurs correspondent à des diminutions de cette amplitude. On peut ainsi obtenir des

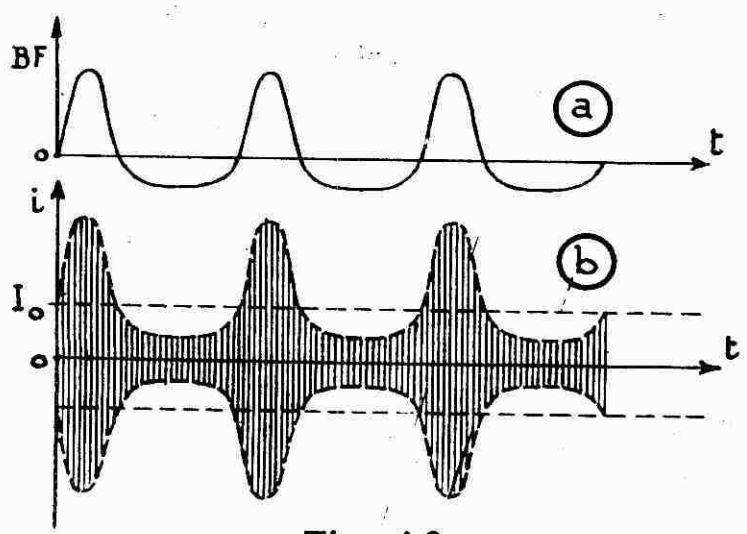


Fig. 42

maxima d'amplitude qui dépassent deux fois l'amplitude porteuse sans qu'il y ait pour cela annulation de l'amplitude à aucun moment (fig. 42 (b)).

La puissance moyenne mise en jeu pendant la modulation dépasse alors la puissance de l'onde porteuse de plus des 50% indiqués au §108 ci-dessus dans le cas d'une modulation sinusoïdale pure .

Modulation par l'anode.

121 - La modulation par l'anode d'une lampe amplificatrice fonctionnant en régime "C", constitue actuellement le système le plus répandu. Ce système permet en effet d'obtenir, d'une façon simple, sans réglage compliqué, une onde H.F. modulée à 100 % ayant le minimum de distorsion et cela avec des installations H.F. moins développées que pour tout autre système de modulation.

Principe de la modulation plaque.

122 - Considérons un émetteur H.F. dont la lampe finale, fortement polarisée, fonctionne en classe "C" sous une excitation énergique de grille.

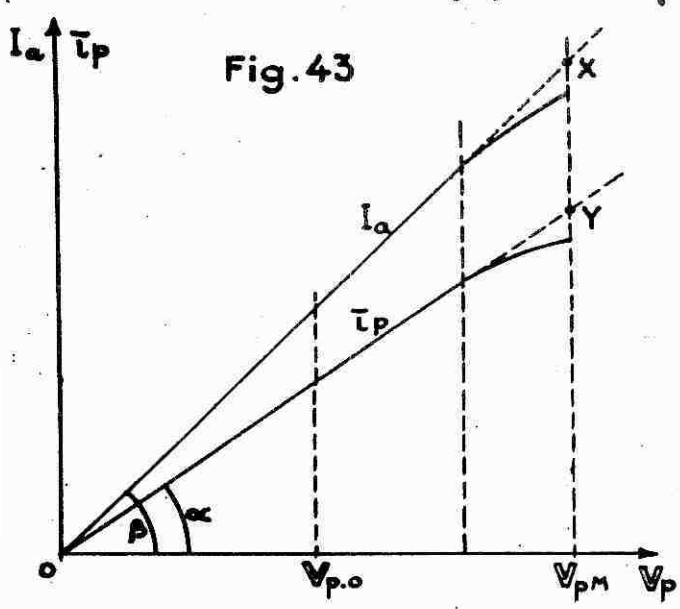


Fig. 43

Donnons à la tension de plaque V_p des valeurs progressivement croissantes à partir de zéro. Il s'en suit pour le courant $\bar{\imath}_p$ et le courant I_a dans l'antenne des valeurs progressivement croissantes, elles-aussi, qui sont données par les courbes (1) et (2) de la fig. 43.

Jusqu'à la tension plaque V_{pM}, maximum admissible pour la tension plaque compte tenu de la conservation de la lampe, ces deux courbes (1) et (2) s'écartent peu (moins de quelques centièmes) de deux lignes droites AX et AY.

123 - De cette double linéarité découlent les trois résultats suivants :

1° : les valeurs de I_a et de $\bar{\imath}_p$ demeurent, à tout moment, proportionnelles aux valeurs données à la tension plaque V_p au même moment.

2° : les puissances moyennes mises en jeu au cours d'un cycle haute fréquence sont, toutes deux, proportionnelles aux carrés de la même tension plaque V_p.

D'une part on a :

$$W_u = \frac{1}{2} R I_a^2 = \frac{1}{2} R V_p^2 \operatorname{tg}^2 \beta$$

D'autre part :

$$W_s = V_p \bar{\imath}_p = V_p^2 \operatorname{tg} \alpha$$

3° : comme conséquence de ce qui précède, le rendement anodique de la lampe :

$$\rho = \frac{W_u}{W_s} = \frac{R \operatorname{tg}^2 \beta}{\operatorname{tg} \alpha} ,$$

est indépendant de la tension de plaque V_p. Il demeure donc constant au cours des variations qui peuvent affecter V_p depuis zéro jusqu'à $V_{p.M}$.

Appliquons à la plaque de la lampe une tension continue $V_{p.o}$ égale à la moitié de la tension maximum $V_{p.M}$ et superposons à cette tension une tension alternative de pulsation Ω et d'amplitude $V_{p.o}$, de telle sorte qu'à l'instant t de la tension de plaque V_p soit donnée par la relation :

$$V_p = V_{p.o} \left(1 + \sin \Omega t\right) .$$

La tension alternative $V_{p.o} \sin \Omega t$ pourra

être fournie par un alternateur et un condensateur de "découplage" dimensionné de telle manière qu'il présente :

- une impédance négligeable aux composantes H.F. (de pulsation ω) ;
- une admittance négligeable aux composantes de pulsation Ω.

L'amplitude $I_{a.o}\,(1 + \sin \Omega t)$ du courant dans le circuit d'utilisation : $i_a = I_{a.o}\,(1 + \sin \Omega t) \sin \omega t$ reproduira exactement les variations de la tension de plaque $V_p = V_{p.o}\,(1 + \sin \Omega t)$. Elle variera entre 0 et $2\,I_{a.o}$ et on aura réalisé une modulation à 100 % (modulation totale) du courant H.F d'amplitude porteuse $I_{a.o}$.

Quant aux variations du courant moyen de plaque :

$$\bar{\imath}_p = \bar{\imath}_{p.o}\,(1 + \sin \Omega t),$$

elles représenteront (toujours à quelques centièmes près) les variations subies par la tension de plaque V_p. L'ordonnée moyenne de la courbe de $\bar{\imath}_p$, c'est-à-dire la valeur $\bar{\imath}_{p.o}$, correspondant à la tension de plaque $V_{p.o}$ donnera la puissance moyenne fournie par la source continue $V_{p.o}$ pendant une période de la modulation ; ce sera : $V_{p.o}\,\bar{\imath}_{p.o}$, c'est-à-dire la même puissance qu'au régime d'onde porteuse non modulée.

124 - L'alternateur débite un courant d'amplitude $\bar{\imath}_{p.o}$ sous une différence de potentiel d'amplitude $V_{p.o}$. Le courant étant en phase avec la tension, la puissance fournie est $W = \frac{V_{p.o}\,\bar{\imath}_{p.o}}{2}$, soit une puissance égale à la moitié de la puissance fournie en régime de porteuse non modulée.

Tout se passe donc comme si l'alternateur

débitait dans une résistance ohmique ayant pour valeur $R = \frac{V_{p.o}}{\bar{\imath}_{p.o}} = \frac{1}{tg\,\alpha}$, α désignant l'angle de la droite Oy avec OV sur la fig. 43 .

125 - Si, au lieu de fournir une tension égale à $V_{p.o}$, l'alternateur fournissait une tension égale à $m\,V_{p.o}$ (avec $m \leqslant 1$) , la tension plaque résultante V_p aurait pour expression :

$$V_p = V_{p.o}\left(1 + m \sin \Omega t\right),$$

le courant dans le circuit d'utilisation serait :

$$i_a = I_{a.o}\left(1 + m \sin \Omega t\right),$$

et le courant moyen de plaque :

$$\bar{\imath}_p = \bar{\imath}_{p.o}\left(1 + m \sin \Omega t\right).$$

La source continue $V_{p.o}$ délivrerait toujours la puissance $V_o\,\bar{\imath}_{p.o}$ mais la puissance fournie par l'alternateur serait :

$$W_{BF} = \frac{1}{T}\int_o^T \bar{\imath}_p \times m\,V_{p.o} \sin \Omega t \; dt$$

$$= \frac{1}{T}\int_o^T \bar{\imath}_{p.o}\left(1 + m \sin \Omega t\right) \times m\,V_{p.o} \sin \Omega t \; dt$$

$$= \frac{m\,V_{p.o}\,\bar{\imath}_{p.o}}{T}\int_o^T \left(\sin \Omega t + m \sin^2 \Omega t\right) dt$$

$$= \frac{m^2}{2}\,V_{p.o}\,\bar{\imath}_{p.o}$$

Les résultats qui précèdent sont à rapprocher de ce qui a été dit au § 107 sur la puissance moyenne d'une onde modulée sinusoidalement .

Quel que soit le taux m de modulation, l'alternateur parait toujours débiter dans une resistance de charge égale à $\frac{1}{tg\,\alpha}$.

126 - Cet alternateur est quelquefois employé réellement, dans la pratique, dans des émetteurs <u>télégraphiques</u> travaillant en ondes <u>entretenues modulées</u> ; la fréquence $\frac{\Omega}{2\pi}$ employée est généralement inférieure à 1000 périodes par seconde, et l'alternateur " chargé " par la résistance $R = \frac{V_{p.o}}{I_{p.o}}$ doit alors être capable de débiter une puissance égale à la moitié de la puissance plaque porteuse.

127 - Pour les <u>émissions téléphoniques</u>, la puissance B.F. nécessaire à la modulation est fournie par un amplificateur à lampes qui doit, de même, pouvoir débiter en fonctionnement sinusoïdal, une puissance égale à la moitié de la puissance plaque porteuse.

128 - Si l'étage final de cet amplificateur B.F. est constitué par une lampe triode dont la charge optimum de plaque (Chap. III. § 224) soit $R_{p.o}$, il faudra faire usage d'un transformateur de sortie de rapport $n = \sqrt{\frac{R_{o.p}}{R}}$ (fig. 44).

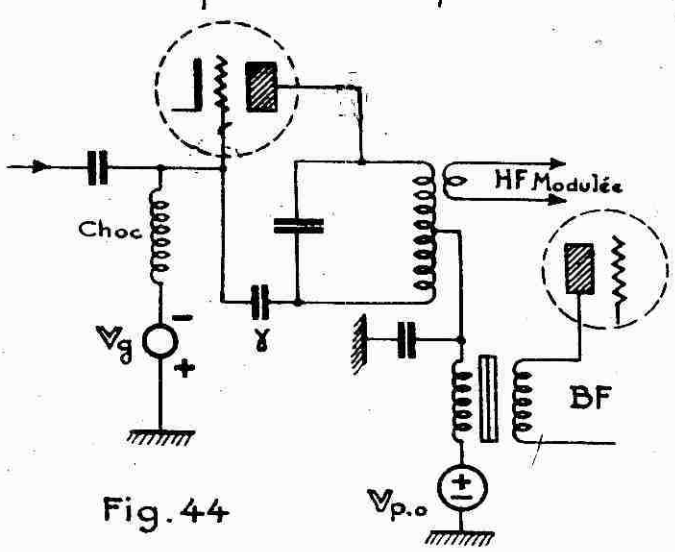


Fig. 44

Ce procédé de liaison par transformateur entre l'amplificateur B.F et l'étage modulé est le plus souple puisqu'il permet, sans se soucier des tensions d'anode, de moduler un étage H.F quelconque par un amplificateur B.F. quelconque, à condition seulement que celui-ci puisse délivrer la puissance B.F. suffisante.

129 - Les résultats ci-dessus obtenus s'appliquent également aux lampes pentodes, étant entendu toutefois que la modulation est appliquée <u>simultanément</u> à la plaque et à l'écran (fig. 45).

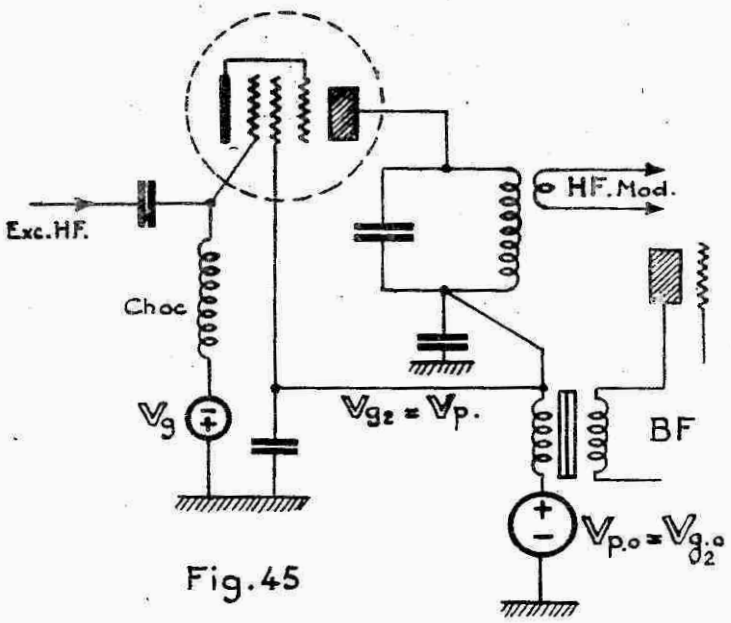


Fig. 45

Fonctionnement de la lampe modulée par la plaque.

131 - La linéarité des variations de I_a et de $\bar{\imath}_p$ est obtenue sans difficulté dès que la lampe fonctionne en classe C suffisamment prononcée et avec une excitation suffisamment abondante de grille.

Au moment des maxima de la tension de plaque : $V_{p.M} = 2\,V_{p.o}$ (obtenus pour des taux de modulation approchant de 100%), le régime de fonctionnement de la lampe n'est autre que le régime télégraphique[1] étudié au Chap. III (§ 222).

Par contre, le fonctionnement est différent aux petites valeurs de V_p où les potentiels maxima de grille, au cours du cycle H.F., arrivent à dépasser les potentiels de plaque.

La caractéristique dynamique présente alors vers la gauche une partie retombante d'autant plus prononcée que la tension de plaque V_p est plus basse. Simultanément la courbe du courant de plaque en fonction du temps, se creuse progressivement pour présenter finalement l'aspect d'une courbe à deux bosses comme il est visible sur les figures 46 et 47.

Ces figures[2] correspondent au cas pratique suivant :

- Lampe H.F 100.
- Amplitude d'excitation de grille V_g = 380 volts
- Polarisation de grille mixte : batterie de 40 volts et résistance de 8700 ohms.
- Résistance d'anode de 5700 ohms.
- Tension plaque $V_{p.o}$ = 1250 volts.

---

(1) en trait continu

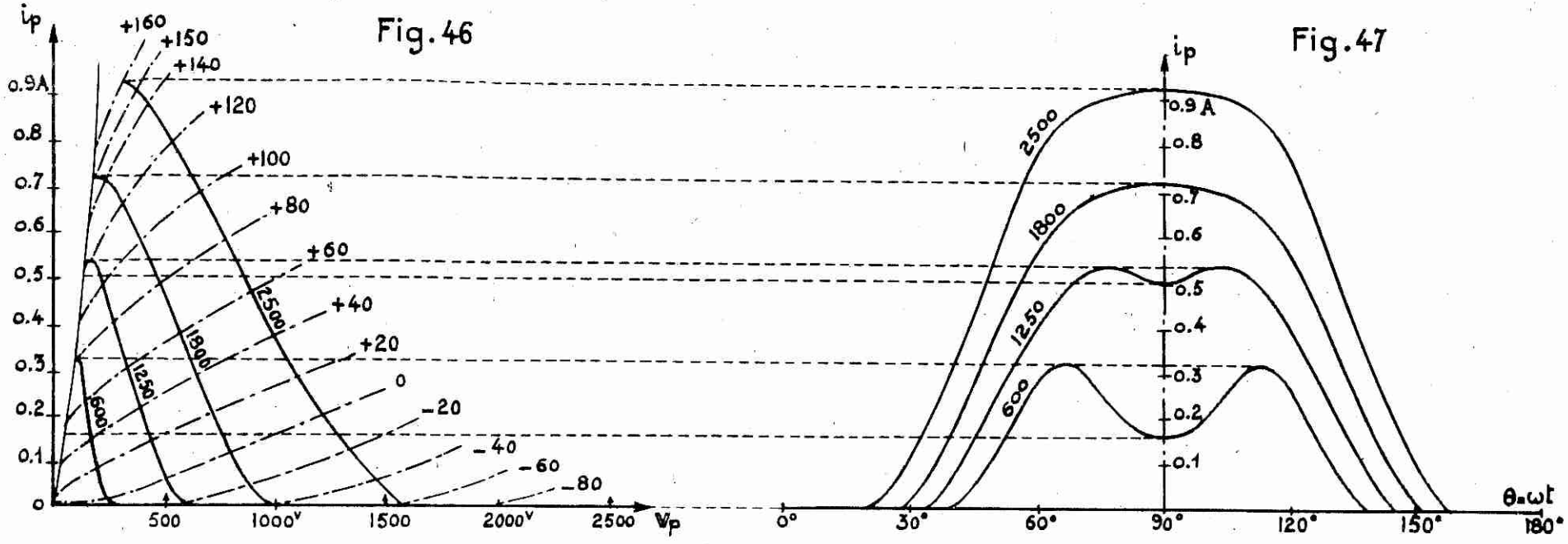
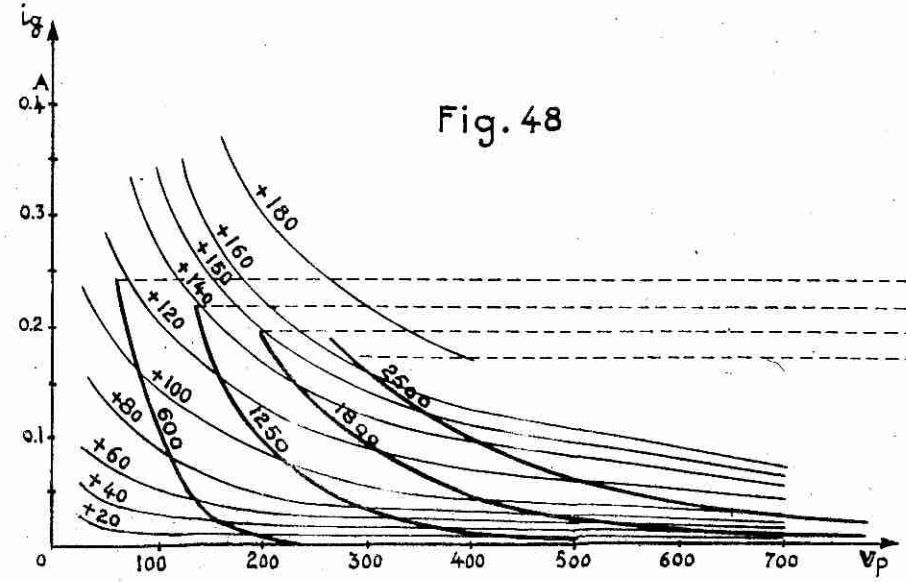
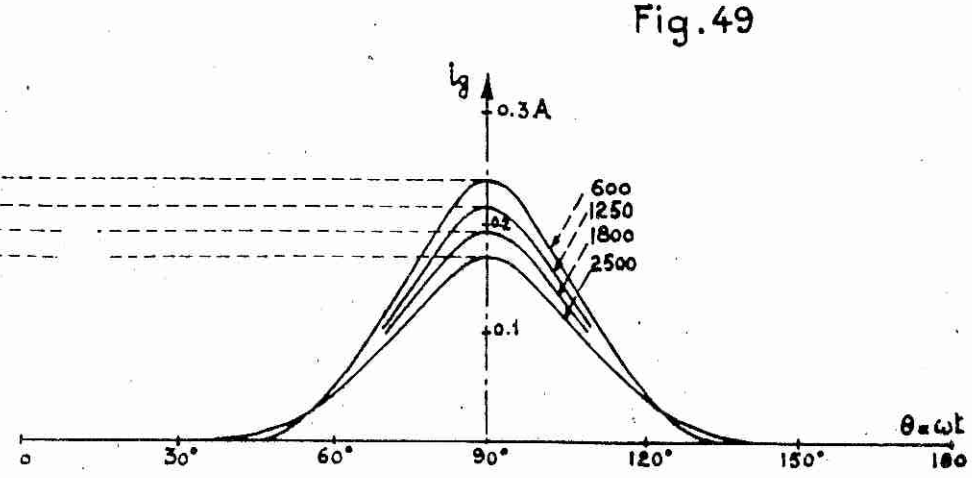

Fig. 46
i_p
+160
+150
+140
+120
+100
+80
±60
+40
+20
0
-20
-40
-60
-80
2500
1800
1250
600
0.9A
0.8
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0
500
1000V
1500
2000V
2500
V_p

Fig. 47
i_p
0.9 A
0.8
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
2500
1800
1250
600
0°
30°
60°
90°
120°
150°
180°
θ = ωt

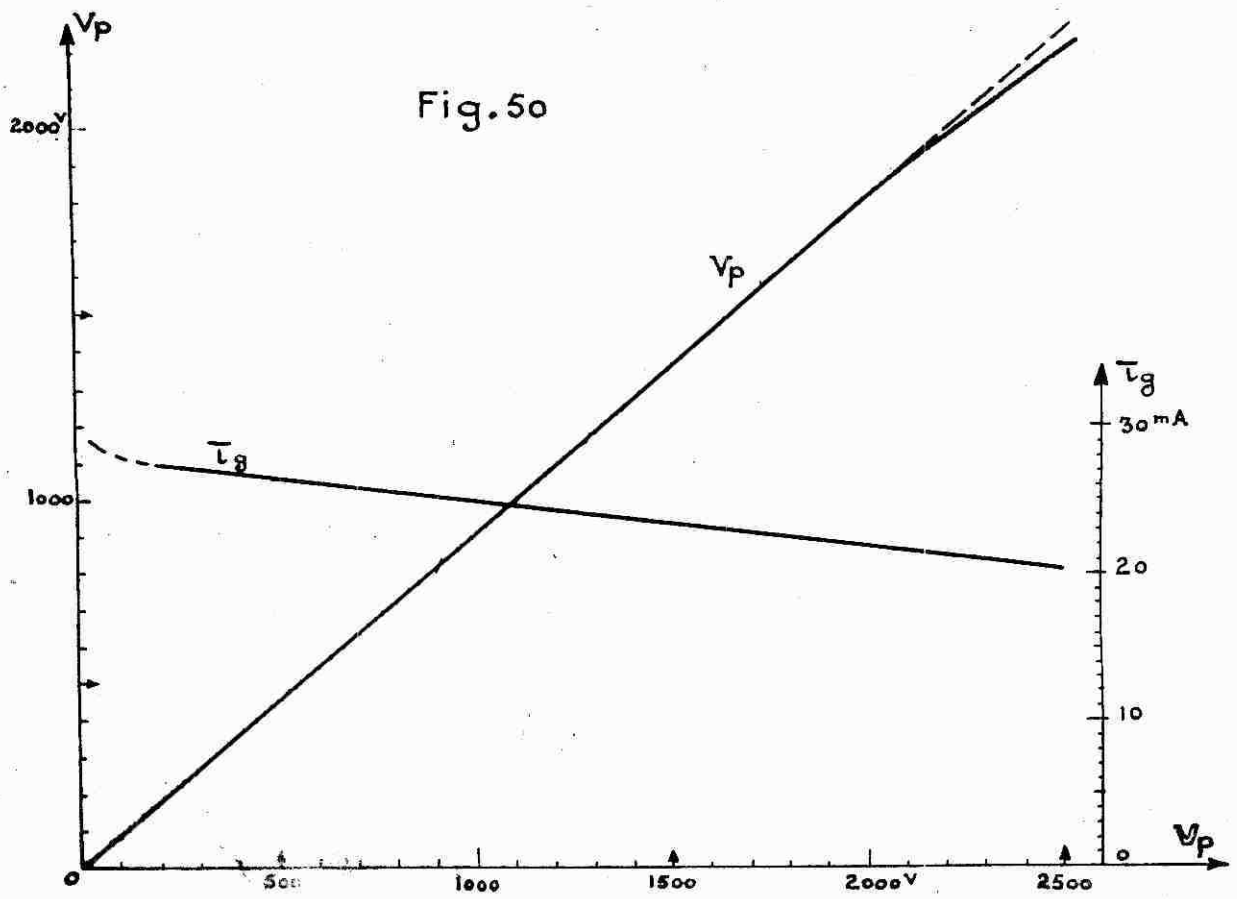

Fig. 48
i_g
A
0.4
0.3
0.2
0.1
+180
+160
+150
+140
+120
+100
+80
+60
+40
+20
2500
1800
1250
600
0
100
200
300
400
500
600
700
V_p


Fig. 49
i_g
0.3A
0.2
0.1
600
1250
1800
2500
0
30°
60°
90°
120°
150°
180
θ = ωt

La polarisation mixte permet d'améliorer les courbes de modulation mais elle oblige à des tâtonnements supplémentaires, puisqu'il faut tracer la courbe du courant de grille en fonction du temps pour connaître le courant moyen de grille $\bar{\imath}_g$ et la polarisation réelle $V_g = V_{g0} - R\bar{\imath}_g$ qui en découle.

Les caractéristiques dynamiques de i_p (fig. 46) et de i_g (fig. 48) ainsi que les courbes de i_p (fig. 47) et de i_g (fig. 49) en fonction du temps ont été tracées pour les 4 valeurs suivantes de la tension de plaque V_p : 2500 volts ($V_{p.Max}$), 1800 V, 1250 V et 600 volts ($V_{p.min}$). Pour chacune de ces tensions la double série d'approximations suivantes a été faite. Partant d'un $\bar{\imath}_g$ arbitrairement choisi (d'où la polarisation $V_g = V_{g0} - R\bar{\imath}_g$), une première série d'approximations permet d'arriver à déterminer l'amplitude V_p telle que l'on ait $\frac{V_p}{I_p} = R_p = 5700\ \Omega$ (Voir Chap. III, § 281).

Fig. 50



Simultanément on détermine (par le tracé de la courbe de i_g en fonction du temps) le courant moyen de grille réel. Celui-ci diffère de la valeur initialement adoptée. On recommence alors les opérations avec une autre valeur de $\bar{i}_g$ en s'efforçant d'encadrer le plus rapidement possible le but cherché, auquel on peut d'ailleurs arriver finalement par le tracé d'un fragment de courbe d'erreur.

Enfin, les courbes de la fig. 50 représentent les variations, en fonction de V_p, du courant moyen de grille $\bar{i}_g$ et de l'amplitude I_p de la composante fondamentale du courant de plaque.

Modulation dite à "courant constant"

141 - Historiquement, la modulation plaque est apparue avec le montage Heising appelé encore " à courant constant " . Ce montage dérive du montage normal (représenté par les fig. 44 ou 45) par ce fait que le transformateur B.F. est remplacé par une simple self de choc (fig. 51) .

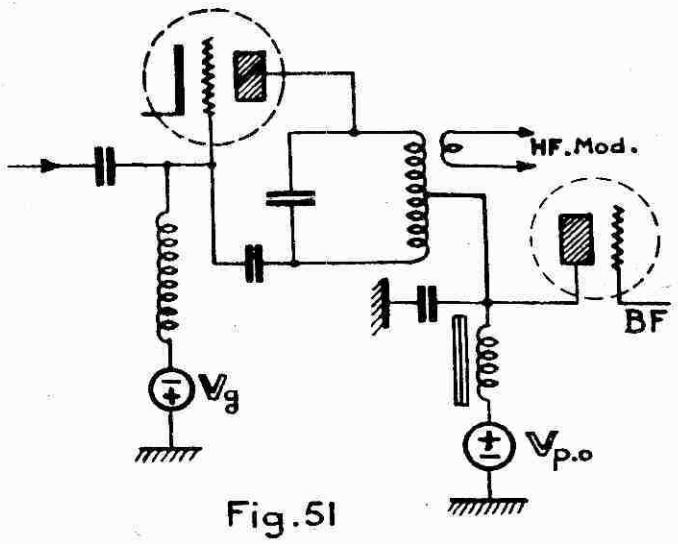


Fig.51

Ce montage, équivalent à l'emploi d'un transformateur de rapport 1, dont les entrées primaire et secondaire seraient au même potentiel $V_{p.o}$, implique l'adoption :

1° : pour la résistance de charge de la lampe finale de l'amplificateur B.F., la valeur obligatoire $\frac{1}{tg\,\alpha}$ définie au § 124 ci-dessus .

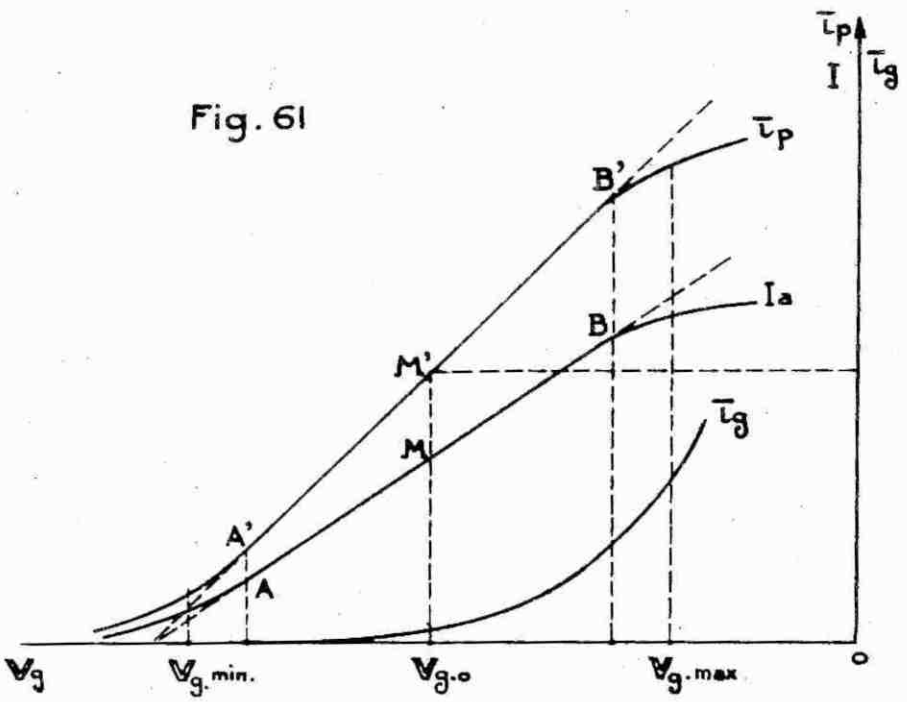
2° : Pour la lampe H.F. modulée et pour la lampe B.F finale une même valeur de la tension de plaque .

Ces deux conditions ne sont pas compatibles avec un rendement optimum du matériel employé . En particulier il ne permet pas d'obtenir une modulation complète (100 %) de la lampe H.F. , et c'est pourquoi le montage à courant constant n'est pratiquement employé que dans les installations peu importantes .

Modulation par la grille (de commande).

151 - Nous avons étudié au cours du Chap. III les variations de l'amplitude H.F. dans le circuit oscillant d'anode et celles de l'intensité moyenne de plaque $\bar{\imath}_p$ lorsque, la tension plaque V_p étant maintenue constante ainsi que l'amplitude de l'excitation de grille V_g on faisait varier la polarisation V_g de cette dernière électrode.
La fig. 61 reproduit les courbes de I et i_p en fonction

Fig. 61



de V_g ; on y a ajouté celle du courant moyen de grille $\bar{\imath}_g$ en fonction de la même variable V_g.

152 - Les deux premières courbes se présentent toutes deux sous la forme d'un segment quasi-rectiligne prolongé aux deux extrémités par des arcs de courbes. Soit $V_{g.o}$ la polarisation correspondant au point M milieu de la portion rectiligne AB de la caractéristique de I_a ; elle correspond

sensiblement aussi au milieu M' de la partie rectiligne A'B' de la caractéristique de $\bar{i}_p$. Au moyen d'une source continue auxiliaire, appliquons à la grille une polarisation négative égale à $V_{g.o}$ et, à cette tension, superposons, au moyen d'un alternateur basse fréquence approprié, une polarisation supplémentaire sinusoïdale d'amplitude $V_{g.BF}$. A l'instant t la polarisation de grille sera :

$$V_g = V_{g\,o} + V_{g.BF} \sin \Omega t .$$

Si le point de fonctionnement ne s'écarte pas de la région rectiligne, on obtient une modulation sinusoïdale, dont la profondeur, ou le taux, est proportionnel à $V_{g.BF}$. Lorsque l'amplitude $V_{g.BF}$, en augmentant, devient telle que le point de fonctionnement s'engage sur les extrémités courbes de la caractéristique $I_a = f(V_g)$ (fig. 61) les variations d'amplitude H.F. cessent d'être proportionnelles aux variations de la polarisation ; la modulation n'est plus sinusoïdale. Une certaine <u>distorsion</u>, qui se traduit, lors de la détection (même supposée linéaire) par l'apparition, dans le courant détecté, de composantes de fréquences 2F, 3F, etc ...., nF, harmoniques de la fréquence $F = \frac{\Omega}{2\pi}$ de modulation.

153 - En pratique, la portion de la courbe $I_a = f(V_g)$ que l'on peut utiliser dépend donc du taux de distorsion que l'on veut bien tolérer ; mais on observe qu'une modulation complète ($m = 100\%$) ne peut être obtenue de toute façon, qu'au prix d'une distorsion certaine, généralement importante.

154 - La polarisation initiale $V_{g.o}$ étant choisie de manière à placer le point de repos au milieu de la partie rectiligne de la courbe $\bar{i}_p = \varphi(V_g)$; le courant moyen de plaque $\bar{i}_p$ au cours d'un cycle de modulation demeure

sensiblement égal à la valeur de repos $\bar{\imath}_{p.o} = \varphi\,(V_{g.o})$ de ce même courant $\bar{\imath}_p$. Cela est vrai quel que soit le taux de modulation appliqué, à condition seulement que celui-ci demeure dans les limites de linéarité plus haut spécifiées .

155 - La puissance moyenne fournie par la source anodique pendant un cycle H.F. est égale à $V_p\ \bar{\imath}_p$, et comme V_p est constant cette puissance est, à chaque instant du cycle de modulation, proportionnelle à l'intensité $\bar{\imath}_p$ ou I_a à l'instant considéré . Quant à la puissance <u>moyenne dans un cycle</u> de la modulation , elle est égale au produit de V_p par la moyenne de $\bar{\imath}_p$ au cours dudit cycle , donc au produit $V_p\ \bar{\imath}_{p.o}$, d'après ce qui a été dit au § précédent . D'où cette conclusion que (quel que soit le taux de modulation) la puissance moyenne fournie par la source au cours de la modulation est la même qu'<u>en régime d'onde porteuse</u> .

156 - D'autre part , la puissance H.F. moyenne dans un cycle H.F. est proportionnelle au carré de l'amplitude I_a . Il s'en suit que le rendement (rapport de la puissance H.F. à la puissance fournie par la source) est variable (comme la puissance H.F.) avec l'amplitude I_a .
Le rendement maximum (rendement de l'étage dans le régime télégraphique (Classe C) optimum), dont il était question au § 261 au Chap. III (lampes amplificatrices travaillant en Classe C) ne peut être obtenu qu'avec l'amplitude maximum $I_{a\ Max.}$, tandis qu'à toutes autres valeurs de l'amplitude correspondent des rendements plus faibles .

Contrairement à ce qui avait lieu dans le cas de la modulation plaque .

— où le rendement moyen dans un cycle H.F. était constant

(indépendant de l'amplitude) et pouvait être obtenu égal au rendement optimum de la lampe (Télégraphie Classe C) ;

— et par conséquent où le rendement moyen dans un cycle de modulation était également constant (indépendant de la profondeur de modulation) et pouvait aussi être obtenu égal au rendement optimum de la lampe ;

On observe, au contraire, dans le cas de la modulation grille :

— que le rendement <u>moyen dans un cycle H.F.</u> , variable avec l'amplitude I_a , est forcément , dans la plus grande partie du cycle de modulation , inférieur au rendement optimum de la lampe (Télégraphie classe C);

— que le rendement <u>moyen dans un cycle de modulation</u> est nécessairement inférieur au rendement correspondant dans le cas de la modulation plaque .

Ce dernier rendement , toujours inférieur au rendement optimum de la lampe , est d'ailleurs lui-même variable avec la profondeur de modulation , puisque la puissance H.F. est donnée par la relation $W = W_0 \left(1 + \frac{m^2}{2}\right)$ (W_0 étant la puissance de l'onde porteuse) et que la puissance fournie par la source est la même qu'en régime d'onde porteuse .

157 - La puissance dissipée par la plaque de la lampe qui est égale à la différence de la puissance fournie par la source et de la puissance H.F. fournie au circuit de charge anodique, est donc variable avec l'amplitude , au cours du cycle de modulation. Pour une amplitude d'onde porteuse déterminée , elle est elle-même variable avec la profondeur de modulation , puisque , dans ce cas , la puissance fournie par la source est constante et la puissance H.F est égale à $W_0 \left(1 + \frac{m^2}{2}\right)$, W_0 étant la puissance H.F. en onde porteuse et m le taux de modulation . Cette formule montre en

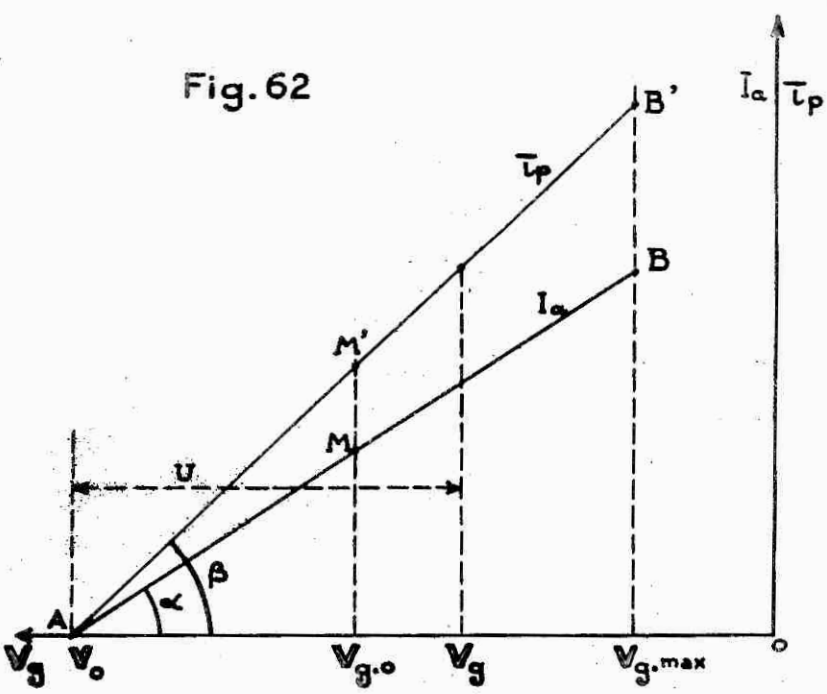
même temps que le maximum de dissipation plaque se produit en régime d'onde porteuse. C'est donc ce régime qui devra servir de base au choix du type de lampe à adopter.

158 - Ces variations du rendement au cours de la modulation, variations qui ne se produisaient pas dans le cas de la modulation par la plaque (§ 123 - 3°), sont caractéristiques de la modulation par la grille. Elles ont les conséquences suivantes :

1° : le rendement moyen dans un cycle de la modulation, variable avec la profondeur de ladite modulation, est, de toute manière, inférieur au rendement maximum possible pour l'étage :

2° : le rendement en onde porteuse, comme le rendement moyen dans une longue période de temps, dans le cas d'une modulation de profondeur variable avec le temps, sont l'un et l'autre, eux aussi, inférieurs audit rendement maximum.

Fig. 62



Des expressions approchées de ces rendements peuvent être facilement obtenues dans l'hypothèse où les caractéristiques de I_a et de $\bar{\imath}_p$ seraient rectilignes sur toute leur étendue (fig. 62).

En effet, désignons par V_o l'abscisse du point de rencontre des deux caractéristiques avec l'axe des abscisses, par α et β les angles que font respectivement ces deux caractéristiques avec l'axe

des abcisses, et par U la différence $V_g - V_o$.

On a évidemment :

$$I_a = U \operatorname{tg} \alpha$$
$$\bar{\imath}_p = U \operatorname{tg} \beta .$$

La puissance moyenne HF. utile (dans un cycle H.F.) a pour expression :

$$W_u = \frac{1}{2} R I_a^2 = \frac{1}{2} R U^2 \operatorname{tg}^2 \alpha .$$

La puissance moyenne fournie dans un cycle H.F. par la source plaque est :

$$W_s = V_p \bar{\imath}_p = V_p U \operatorname{tg} \beta .$$

Le rendement moyen dans un cycle H.F. est donc :

$$\rho = \frac{W_u}{W_s} = \frac{1}{2} \frac{R}{V_p} \frac{\operatorname{tg}^2 \alpha}{\operatorname{tg} \beta} \times U .$$

Ce rendement, que nous savons variable, est <u>proportionnel à U</u>, c'est-à-dire à <u>l'amplitude I_a</u>.

Pour le régime d'onde porteuse il est donc seulement la moitié du rendement maximum (obtenu sur l'amplitude maximum $I_{a\,Max}$), tandis que la puissance H.F. est égale au 1/4 de la puissance H.F. en crête de modulation. Comme, en pratique (voir Chap. III) ce rendement, dans les meilleures conditions, est de l'ordre de 70%, nous sommes assurés que le rendement <u>sur l'onde porteuse</u> est au maximum de 35% dans le cas de la <u>modulation grille</u>, tandis qu'il pouvait atteindre les 70% dans le cas de la modulation plaque.

159 - Lorsqu'elle est modulée avec un taux de modulation égal à m, cette même lampe voit sa puissance utile moyenne dans un cycle B.F. multipliée par le coefficient $\left(1 + \frac{m^2}{2}\right)$. Il en est de même du rendement moyen ρ_m puisque la puissance <u>moyenne</u> fournie par la source plaque n'est pas affectée par le taux

de modulation . La valeur de ce rendement moyen est donc :

$$\rho_m = \rho_0 \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) = \frac{1}{2} \rho_{Max} \left(1 + \frac{m^2}{2}\right).$$

Pour un taux de modulation de 100 % on trouve :

$$\rho_m = \frac{1}{2} \rho_{Max} \times 1,5 \text{ soit } 0,75 \rho_{Max}.$$

En prenant encore la valeur de 70% pour $\rho_{Max.}$ on constate que le rendement moyen d'une lampe modulée par la grille, et avec un taux de modulation de 100% atteint au maximum 50% .

A égalité de puissance dissipée sur la plaque de la lampe modulée dans le régime d'onde porteuse, les puissances utiles H.F. en onde porteuse, dans le cas de la modulation plaque et de la modulation grille sont dans le rapport de $\frac{70}{30}$ à $\frac{35}{65}$ c'est-à-dire :

$$\frac{70}{30} : \frac{35}{65} = \frac{70 \times 65}{30 \times 35} = 4,33 .$$

Pour une onde porteuse donnée modulée à profondeur variable, nous avons vu, dans le cas de la modulation grille, que la puissance dissipée par la plaque était maximum dans le régime d'onde porteuse ($m = 0$) . Dans le cas de la modulation plaque, ce maximum avait lieu au contraire quand le taux de modulation était maximum . Pour comparer les puissances utiles d'une lampe dans les deux genres de modulation, il faut ramener les deux cas à une même puissance maxima dissipée . Prenons comme terme de comparaison la puissance dissipée dans le cas de la modulation grille (en onde porteuse) : 65 watts, par exemple, pour 35 watts utiles (rendement de 35 % sur l'onde porteuse) . Dans le cas de la modulation plaque à 100% de profondeur de modulation, nous aurons pour 65 watts dissipés une puissance H.F. utile de $\frac{70}{30} \times 65$ (rendement 70%) soit 158 watts environ, c'est-à-dire, pour l'onde porteuse

une puissance égale à $158 \times \frac{2}{3} = 105$ watts .

Pour une lampe donnée (donc de dissipation plaque donnée) les puissances H.F. qu'il sera possible d'obtenir (en ondes porteuses par exemple) avec la modulation grille et la modulation plaque seront dans le rapport de 35 à 105 , c'est-à-dire 3 à 1 . Ce fait est également caractéristique de la modulation par la grille .

Nous verrons par contre , plus loin que la modulation grille est avantageuse au point de vue de la puissance B.F. nécessaire à la modulation .

Puissance nécessaire pour l'excitation H.F.

160 - La montée extrêmement rapide du courant moyen de grille , (courbe $\bar{i}_g$ de la fig . 61) a pour effet de provoquer des variations importantes de la puissance d'excitation de grille , au cours même d'un cycle de modulation .

161 - La lampe H.F. qui précède l'étage modulé doit être capable de fournir la puissance d'excitation maxima requise au cours de la modulation ; ce maximum se présente lorsque le point de fonctionnement est situé au plus haut sur les caractéristiques , c'est-à-dire lorsqu'on a $V_g = V_{g\,Max}$.

162 - Des précautions doivent être prises pour que l'amplitude de l'excitation H.F. reste sensiblement constante au cours d'un cycle de modulation , malgré les variations considérables de charge de l'étage d'excitation . Ces variations de charge ont tendance à faire baisser l'amplitude de l'excitation dans les maxima de la modulation et par suite à incurver encore davantage vers le bas les portions supérieures des caractéristiques

$I_o = f(V_g)$ et $\bar{\imath}_p = \varphi(V_g)$.

163 - Pour éviter ces défauts il est indispensable de shunter le circuit d'entrée de grille par une résistance. Cette résistance est choisie assez basse pour consommer en permanence une puissance nettement supérieure à la puissance maximum $W_{g\,Max}$ absorbée par le courant de grille au cours de la modulation. Il s'en suit que l'étage d'excitation doit pratiquement pouvoir délivrer une puissance H.F. notablement supérieure à la puissance d'excitation strictement nécessaire non seulement en régime d'onde porteuse, mais encore en crête de modulation.

164 - Il est enfin indispensable aussi que la polarisation initiale demeure absolument constante, en dépit des variations du courant débité par la grille. Cette condition exclut évidemment la possibilité d'une polarisation par résistance. Lorsque la tension $V_{g.o}$ est fournie par un redresseur, il convient que celui-ci permette le passage du courant $\bar{\imath}_g$, lequel est dirigé en sens inverse de la force électromotrice, et tend en quelque sorte à "recharger" cette source, comme il ferait avec un accumulateur. On parvient à ce résultat en faisant débiter en permanence au redresseur, dans une résistance R, une intensité plusieurs fois supérieure à $\bar{\imath}_g$.

Puissance B.F. nécessaire.

165 - La puissance B.F. fournie par l'alternateur placé en série avec la polarisation initiale $V_{g.o}$ est à l'instant t :

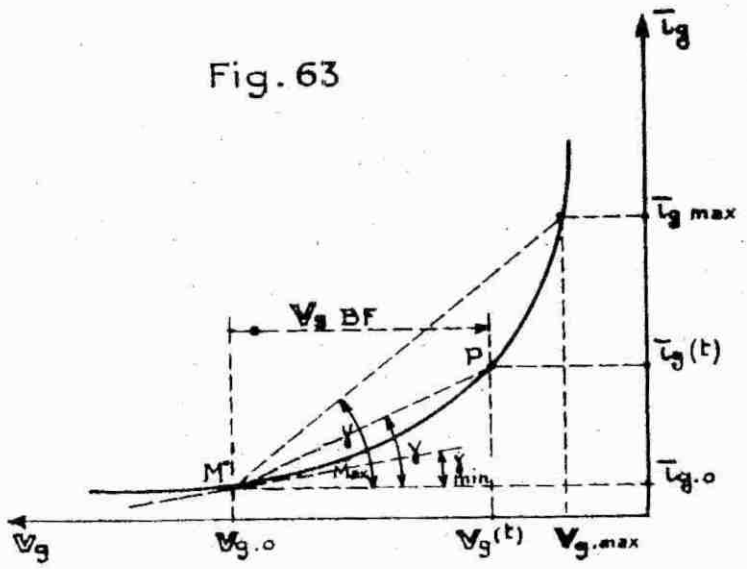
$$W_{BF} = V_{BF}\, \bar{\imath}_g$$

Cette puissance est la même que celle qui serait débitée au même instant dans une résistance :

$$R = \frac{V_{BF}^2}{W_{BF}} = \frac{V_{BF}}{\bar{\imath}_g} = \frac{1}{\operatorname{tg} \gamma} ,$$

en désignant par γ l'angle fait par le segment M"P (fig. 63) avec l'axe des abscisses. Pour V_g maximum, c'est-à-dire V_g égal à $V_{g.o} + V_{BF}$, cette résistance est minima et égale à $\frac{1}{\operatorname{tg} \gamma_{Max.}}$.

Fig. 63



Elle devient infinie pour $V_{BF} = 0$ c'est-à-dire pour $\sin \Omega t = 0$ et devient négative, tout en demeurant très élevée pendant tout l'intervalle où V_g est inférieur à $V_{g.o}$ et où il existe un courant de grille $\bar{\imath}_g$ non nul.

166 - Rigoureusement, la puissance moyenne débitée par la source dans un cycle B.F. ne peut donc se déterminer que graphiquement, en traçant d'abord la courbe de $\bar{\imath}_g$ en fonction du temps, puis celle de la puissance instantanée $\bar{\imath}_g \times V_{g.BF} \sin \Omega t$ dont on détermine la valeur moyenne par une mesure de surface selon la méthode habituelle.

En pratique, cette valeur exacte a peu d'importance, car pour éviter les réactions des variations de charge sur la source B.F. qui fournit la tension $V_{g.BF} \sin \Omega t$, on est conduit à shunter cette source par une résistance ohmique R qui consomme une puissance égale à deux ou trois fois la puissance W_{BF} réellement absorbée par la modulation.

Caractéristiques réelles de modulation.

167 - Si l'on relève expérimentalement la caractéristique $I_a = f(V_g)$ dans divers cas pratiques, on constate que la forme réelle de la courbe obtenue (étendue de la portion rectiligne, et degré de courbure des extrémités) dépend essentiellement des valeurs adoptées pour $V_{g.0}$ V_p $V_{g.BF}$ et R_p.

Pour que la distorsion soit minima (et acceptable) il est indispensable que la charge d'anode R_p et l'excitation haute fréquence de grille V_g soient ajustées avec précision.

Dans les émetteurs appelés à fonctionner dans des gammes étendues de fréquences V_g et R_p subissent généralement des variations considérables d'un bout à l'autre de ces gammes, d'où la difficulté, sinon l'impossibilité, d'obtenir une modulation convenable par la grille dans toute la gamme d'émission de cette catégorie d'appareils.

Les diagrammes des fig. 64 à 67 (1) ont été obtenus dans le cas pratique suivant :

Lampe H.F. 100 (comme au § 131).
Tension plaque V_p = 1500 volts.
Résistance de charge du circuit anodique : R_p = 4800 ohms
Amplitude de l'excitation de grille V_g = 340 volts.

Les caractéristiques dynamiques de plaque et de grille (fig. 64 et 66) ont ainsi que les courbes de i_p et i_g en fonction du temps (fig 65 et 67) été tracées pour les polarisations de grille suivantes :

- 360 v - 330 v - 280 v - 240 v - 200 v - 190 v

Chacune de ces caractéristiques a été obtenues par tâtonnements (voir Chap. III, § 281) en se donnant d'abord arbitrairement l'amplitude V_p et en calculant l'amplitude I_p

(1) Extrait du cours professé en 1943 à l'Ecole Supérieure d'Electricité par le Cte Revireur.

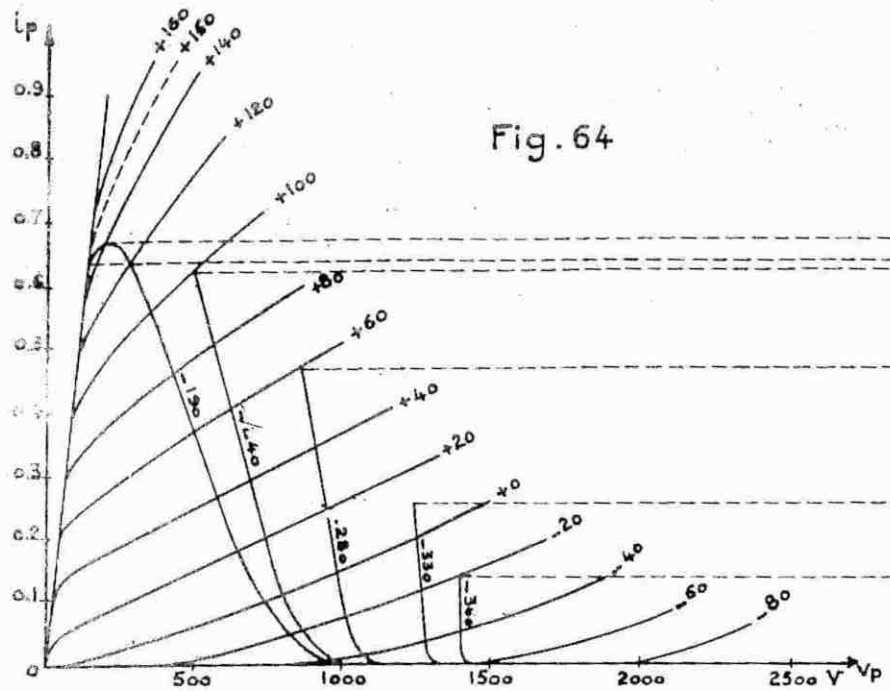
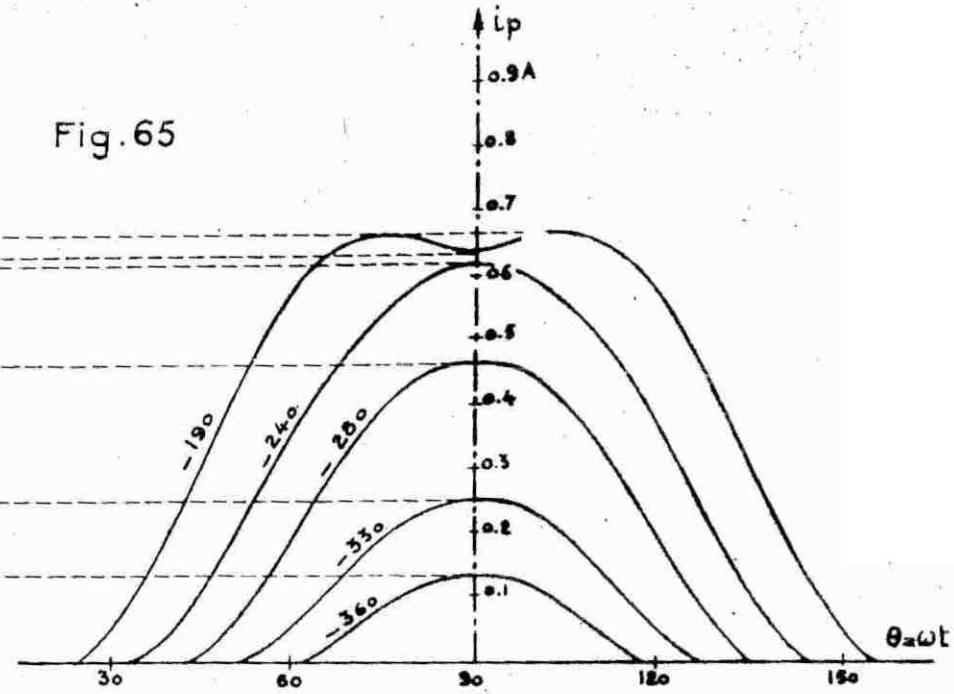


Fig.64

Fig.65



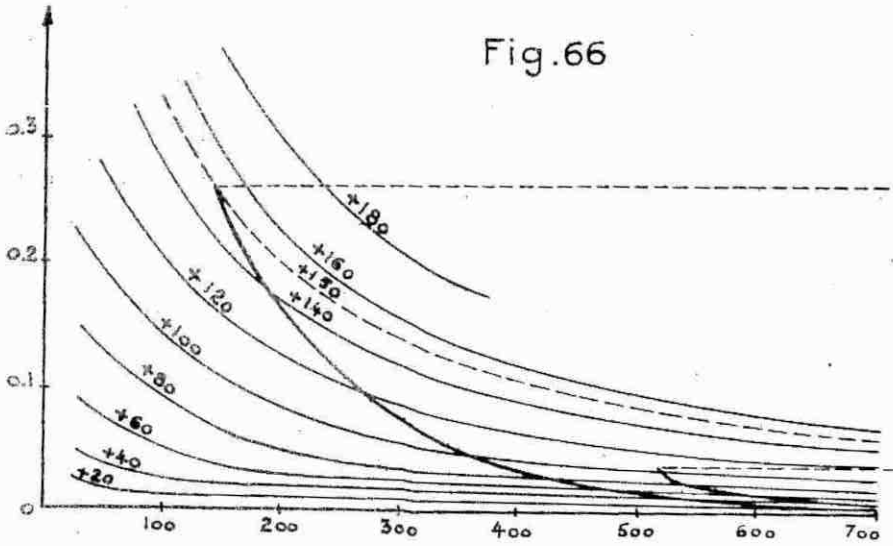
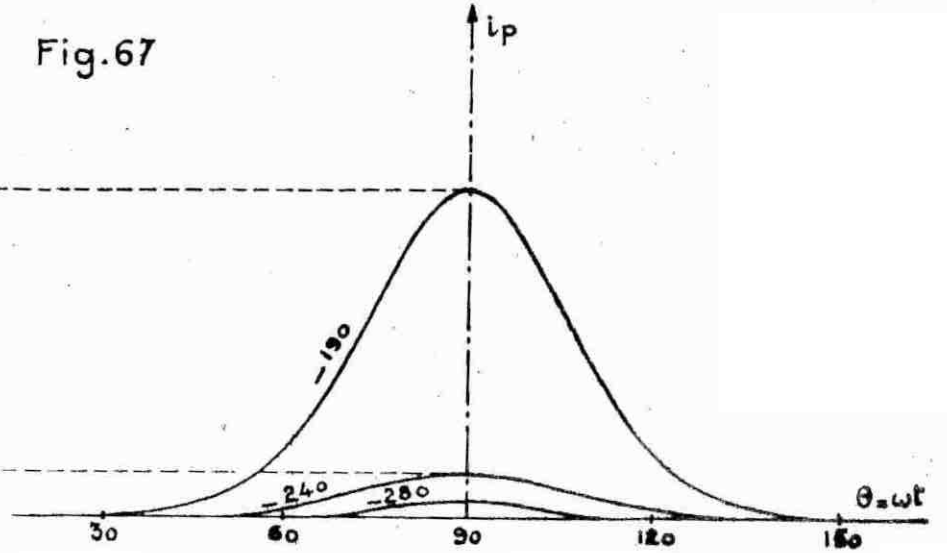


Fig.66

Fig.67



correspondante, et on a recommencé les opérations jusqu'à ce que le rapport $\frac{V_p}{I_p}$ obtenu soit précisément égal à la résistance de charge imposée, c'est-à-dire 4800 ohms.

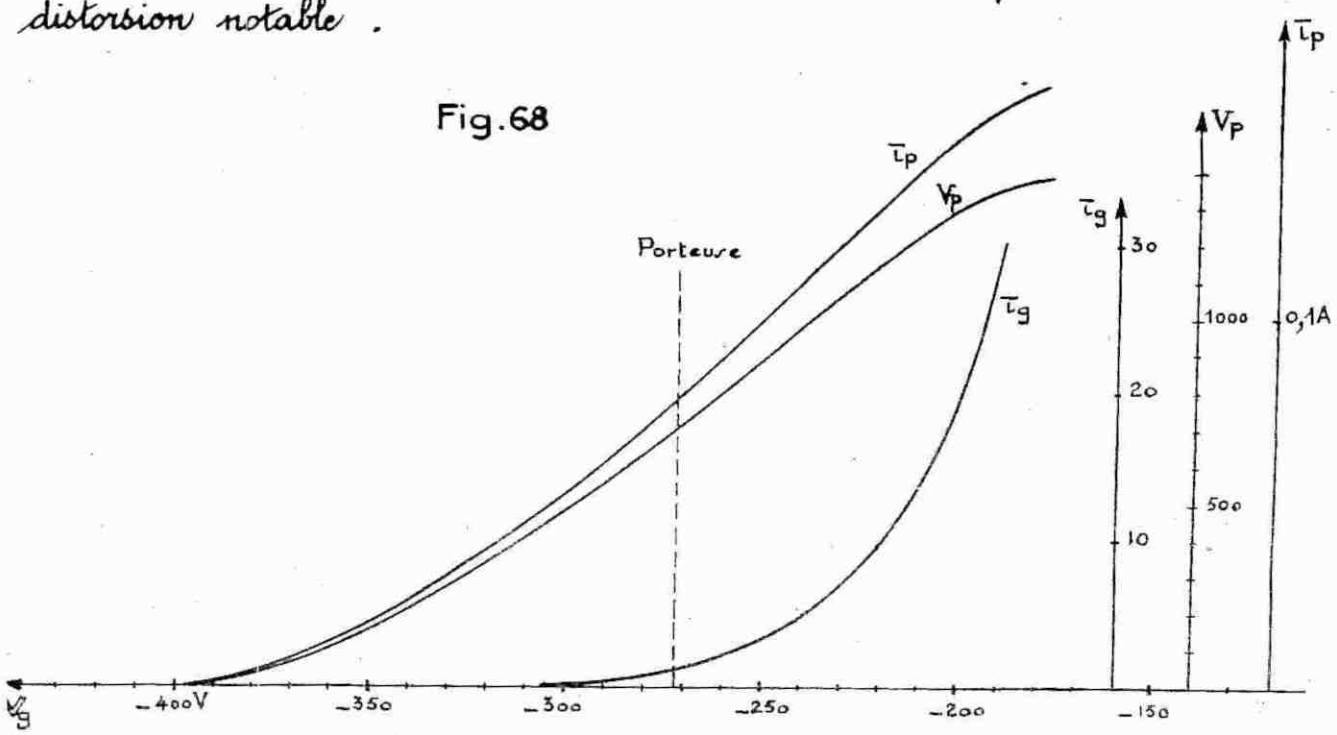
Des courbes de i_p et i_g en fonction du temps on déduit aisément les valeurs de $\bar{\imath}_p$ et $\bar{\imath}_g$, grâce auxquelles on peut tracer les caractéristiques fondamentales I_p $\bar{\imath}_p$ et $\bar{\imath}_g$ en fonction de V_g (fig. 68).

Comme on peut le constater, les deux premières de ces caractéristiques sont loin d'être rectilignes dans toute leur étendue. Elles ne peuvent être réellement considérées comme telles que dans l'intervalle où V_g demeure compris entre - 320 et - 200 volts.

Pour utiliser cet intervalle il faudrait prendre une polarisation initiale égale à la moyenne $-\frac{200 + 320}{2} = -260$ volts et lui superposer une amplitude B.F. au maximum égale à 60 volts. Le taux de modulation obtenu serait un peu inférieur à 70 %.

On obtiendrait par contre une modulation à peu près complète en prenant $V_{g.o} = -272$ volts avec une amplitude B.F. de 82 volts, mais ce serait au prix d'une distorsion notable.

Fig. 68



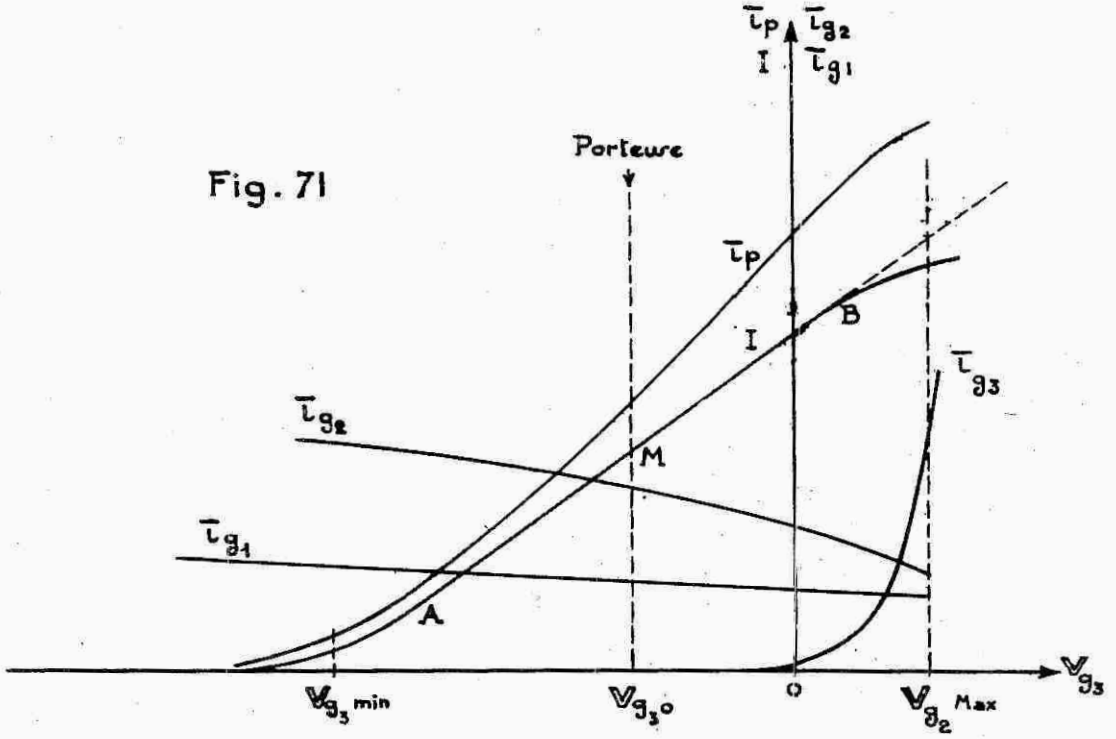
Modulation par la troisième grille.

171 - Lorsque le poste émetteur comporte des pentodes à l'étage final ou dans la chaîne amplificatrice, il est possible de moduler en agissant sur le potentiel de la grille d'arrêt de l'une de ces pentodes.

Cette fois la grille de commande de la lampe modulée est munie d'une polarisation fixe V_g, tandis que l'amplitude V_g de l'excitation H.F. demeure encore constante tout comme la tension de plaque V_p.

Pour étudier la modulation par la 3e grille représentons (fig. 71), en fonction du potentiel de cette électrode, les variations :

Fig. 71



1° : de l'amplitude I de la composante H.F. fondamentale contenue dans le courant anodique, ou ce qui revient au même à un coefficient de proportionnalité près, l'amplitude, ou l'intensité efficace dans le

circuit d'utilisation (dans l'antenne par exemple),

2° : le courant moyen de plaque : $\bar{\imath}_p$

3° : le courant moyen dans la grille de commande : $\bar{\imath}_{g.1}$

4° : le courant moyen dans la grille écran : $\bar{\imath}_{g.2}$.

5° : le courant moyen dans la grille d'arrêt : $\bar{\imath}_{g.3}$.

Les deux premières caractéristiques ont sensiblement le même aspect que dans le cas de la modulation par la grille (fig. 61) : I_a, en particulier, présente une portion sensiblement rectiligne A B qui permet de moduler sans distorsion. On applique à la 3e grille une polarisation continue $V_{g.3.o}$ correspondant au milieu M de la partie rectiligne en question, et à cette polarisation fixe on superpose la tension B.F. de modulation. Dans ces conditions la polarisation de la 3e grille à l'époque t est donc :

$$V_{g3} = V_{g3.o} + V_{BF} + V_{BF} \sin \Omega t$$

Si l'amplitude V_{BF} est choisie de telle façon que le point de fonctionnement sur la caractéristique $I_a = f(V_g)$ ne dépasse pas les extrémités A et B de la portion rectiligne, on est assuré d'obtenir une modulation sans distorsion du courant H.F. :

$$I_a = I_{a.o} (1 + m \sin \Omega t) \sin \omega t$$

$I_{a.o} = f(V_{g3.o})$ étant l'amplitude de l'onde porteuse, et

$$m = \frac{I_{a.o} - f(V_{g3\,Min})}{I_{a.o}} = \frac{f(V_{g3\,Max}) - I_{a.o}}{I_{a.o}}$$, le taux de la modulation.

172 - Du point de vue :

— de la puissance fournie par la source anodique

— de la puissance H.F. utile

— de la puissance dissipée sur l'anode

— du rendement d'anode.

tout ce qui a été dit (§§ 141 à 149) à propos de la modulation par la grille demeure évidemment valable, étant donné la similitude des caractéristiques I_a et τ_p en fonction de V_{g3} d'une part et de V_{g1} d'autre part.

On retiendra en particulier :

1° : que le rendement au régime de porteuse, moitié du rendement maximum (obtenu en régime télégraphique classe C, ou en crête de modulation à 100%) ne peut guère dépasser 35% ;

2° : que la puissance H.F. qu'on peut tirer d'une lampe donnée, en onde porteuse, est seulement le tiers de la puissance qui pourrait être fournie par la même lampe en régime télégraphique classe C ;

3° : que pour une onde porteuse donnée modulée à profondeur variable, le maximum de dissipation plaque a lieu en régime d'onde porteuse ($m = 0$).

Puissance H.F. nécessaire à l'excitation.

173 - La caractéristique τ_{g1} en fonction de V_{g3}, sur la fig. 71 montre une légère variation du courant de grille de commande au cours d'un cycle de modulation, mais cette variation est peu importante relativement à ce qui se passait dans le cas de la modulation grille.

Il s'en suit :

1° : que l'étage excitateur fonctionne avec une charge beaucoup plus constante que dans le cas de la modulation grille, et par voie de conséquence ;

2° : que la résistance supplémentaire placée en shunt

sur cet étage dans le cas de la modulation grille pour éviter les réactions des variations de charge sur la courbe de la tension fournie en fonction du temps est <u>inutile</u> ;

3° : par voie de conséquence encore, qu'il n'est pas nécessaire de disposer d'un étage d'excitation H.F. délivrant une puissance plusieurs fois supérieure à celle réellement consommée par l'excitation H.F. de la lampe modulatrice.

Puissance B.F. nécessaire à la modulation

174 - L'examen des caractéristiques de la fig. 71 montre qu'une modulation de profondeur notable ne peut être obtenue que si on applique à la grille d'arrêt des potentiels atteignant le domaine des valeurs positives.

Ces valeurs positives donnent naissance à un courant de grille d'arrêt, courant qui est très rapidement croissant avec V_{g3}, comme le montre la caractéristique $\bar{\imath}_{g3}$ de la fig. 71.

175 - Il s'en suit que la source B.F. appelée à fournir la tension de modulation débite encore sur une <u>charge variable</u>. Pour empêcher que cette charge variable ne réagisse sur la tension fournie par la source B.F., et éviter la distorsion de la modulation, la source B.F est shuntée par une

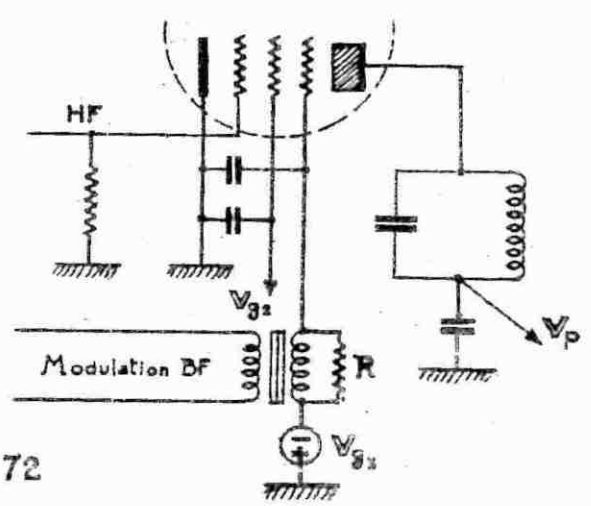


Fig. 72

résistance qui consomme à elle seule une puissance trois ou quatre fois supérieure à la puissance de crête $V_{g1} \times \bar{\imath}_{g3\,max}$ absorbée par la grille d'arrêt.

Cette résistance est représentée en R, sur la fig. 72, où elle shunte le secondaire du transformateur de sortie de l'ampli B.F. de modulation. Le rapport de transformation est, par ailleurs, ajusté pour une résistance de charge au secondaire la plus faible possible, compte tenu de l'amplitude de la tension à délivrer à la grille d'arrêt.

Courant absorbé par la grille écran.

176 - La caractéristique de $\bar{\imath}_{g2}$ montre que ce courant est variable au cours d'un cycle de la modulation. Des dispositions doivent donc être prises pour que ces variations de courant n'entrainent pas de variations de la tension écran V_{g2} ; elles consisteront simplement à dimensionner de façon suffisante le condensateur C placé en dérivation sur cette électrode (fig. 73). Pratiquement ce sera un condensateur au papier de plusieurs microfarads de capacité, shunté lui-même par un condensateur au mica de quelques millièmes de microfarad.

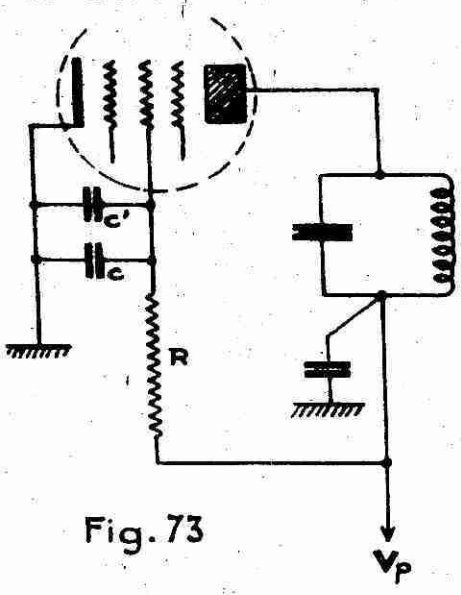


Fig. 73

Modulation par la cathode.

178 - Ce système de modulation diffère de la modulation plaque par ceci que la tension B.F. de modulation est insérée non pas entre la source d'anode et cette électrode, mais entre cette source et la cathode (fig. 74). Ainsi disposée, cette force électromotrice a un double effet :

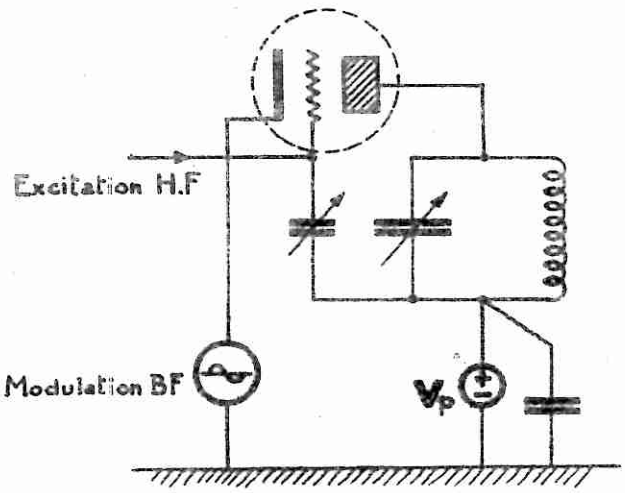


Fig. 74

1° : elle se superpose, comme dans le cas de la modulation par la plaque, à la tension continue $V_{p.o}$, pour fournir la tension de plaque V_p effectivement appliquée entre électrode et la cathode ;

2° : elle se superpose également à la polarisation $V_{g.o}$ de la grille pour réaliser la polarisation réelle de cette électrode puisque cette polarisation se compte aussi à partir du potentiel de la cathode.

179 - On a donc une modulation à la fois par la grille et par la plaque, dont les avantages et inconvénients procèdent des deux systèmes en cause. La part respective de chacun de ces systèmes dépend du coefficient d'amplification de la lampe utilisée, l'effet de la modulation grille étant évidemment d'autant plus marqué que ce coefficient est plus élevé. En pratique, ce sont au contraire les lampes à faibles μ qui donnent les meilleurs résultats, par suite de la répartition plus favorable entre les deux effets en présence.

Etages amplificateurs de haute fréquence modulée.

201 - Lorsque la puissance H.F. modulée nécessaire est importante (quelques diraines ou centaines de kilowatts en porteuse, par exemple), on rencontre des difficultés, ou des inconvénients, à vouloir moduler sur l'étage final.

Dans le cas de la modulation plaque, en effet, il faut disposer d'un amplificateur BF capable de délivrer une puissance BF élevée, puisque celle-ci peut atteindre la moitié de la puissance de l'onde porteuse (modulation à 100%), d'où la nécessité d'un appareillage supplémentaire et un surcroît de puissance consommée important, sans compter la difficulté de réaliser un transformateur BF de couplage ayant un rendement uniforme dans une gamme étendue de fréquences et dimensionné par la puissance BF en question.

Dans le cas de la modulation grille, on ne peut pas atteindre sans distorsion le taux de modulation de 100%, ce qui revient à sacrifier une partie de la puissance HF de l'émetteur. Par ailleurs, comme on l'a vu au § 146 ci-dessus, le rendement moyen de l'étage modulé est nécessairement inférieur à celui qui est obtenu dans le cas de la modulation plaque.

202 - Le mode de fonctionnement généralement adopté pour de tels étages de grande puissance est le fonctionnement en <u>classe B</u> linéaire. Ainsi qu'il a été dit au Chap. III (§ 480) ce mode de fonctionnement est le seul qui puisse assurer à la fois une amplification <u>linéaire</u> et un rendement optimum.
Comme on va le voir, ce rendement ne dépasse d'ailleurs pas le rendement de l'étage modulé par la grille, à savoir 35% pour

le rendement moyen .

On a vu au Chap. III (§ 465) que les lampes amplificatrices en classe B linéaire en montage symétrique permettaient de rétablir, dans l'impédance de charge, les deux alternances de la tension d'excitation des grilles . Dans le cas de l'amplification HF le montage symétrique n'est pas indispensable à cause de la présence du circuit oscillant accordé dans la plaque , lequel élimine les harmoniques H.F présents dans le courant de plaque .

203 - Pour étudier le fonctionnement de la lampe nous supposerons que la surface caractéristique de la lampe est plane dans toute la région utilisée . Cette surface est définie par l'équation

$$\rho\, i_p = v_p + \mu\, v_g - u$$

La polarisation V_g utilisée (Classe B) est celle qui correspond à l'annulation du courant de plaque pour un potentiel de plaque v_p égal à la tension V_p de la source anodique :

$$0 = V_p + \mu\, V_g - u$$

La tension instantanée de grille est donc :

$$v_g = V_g + V_g \sin \omega t ,$$

V_g étant l'amplitude de l'excitation HF .

Pour la fréquence fondamentale $f = \frac{\omega}{2\pi}$, le circuit oscillant embroché dans l'anode se présente comme une résistance $R' = \frac{L}{CR} = Q\, L\, \omega$.
Il présente une impédance pratiquement nulle pour les harmoniques , en sorte que la tension v_p est de la forme :

$$v_p = V_p - V_p \sin \omega t$$

avec $V_p = R' I_{p.1}$, $I_{p.1}$ étant l'amplitude de la composante fondamentale du courant de plaque i_p .
Le courant i_p à l'époque t a donc pour expression :

$$i_p = \left(V_p - V_p \sin \omega t\right) + \mu \left(V_g + V_g \sin \omega t\right) - u$$

$$= V_p + \mu V_g + \left(-V_p + \mu V_g\right) \sin \omega t - u$$

et, compte tenu de la définition de V_g :

$$i_p = \left(-V_p + \mu V_g\right) \sin \omega t .$$

Conclusion : le courant i_p se présente sous la forme d'une demi-sinusoïde d'amplitude égale à la valeur maximum $i_{p.Max}$ de ce courant.

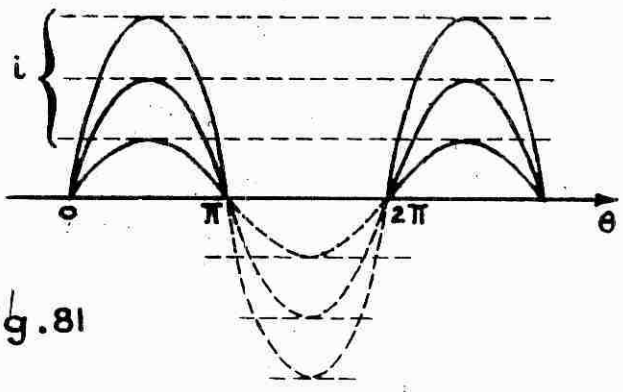


Fig. 81

Ceci est vrai, quelle que soit la valeur de l'amplitude V_g de l'excitation de grille, de sorte que les courbes du courant de plaque en fonction du temps, tracées pour diverses excitation de grille présentent l'aspect des demi-sinusoïdes de la fig. 81 .

204 - Pour une amplitude donnée de l'excitation de grille, le courant i_p, à une époque t quelconque, est <u>proportionnel</u> à l'amplitude $i_{p.Max.}$ obtenu à l'époque $t = \frac{T}{2}$. Il en est de même de la surface de la courbe pendant une période, et par suite, du courant moyen $\bar{i}_p$ et des amplitudes $I_{p.1}$ $I_{p.2}$ ..... des composantes sinusoïdales successives du courant i_p.

On trouve en particulier :

$$\bar{i}_p = \frac{i_{p.Max}}{2}$$

$$I_{p.1} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} i_p \sin \theta \, d\theta = \frac{i_{p.Max}}{\pi} \int_0^{\pi} \sin^2 \theta \, d\theta = \frac{i_{p.Max}}{2}$$

On a donc : $V_p = R' I_{p.1} = R' \frac{i_{p.Max}}{2}$.

Faisons $\omega t = \theta = \frac{\pi}{2}$ dans l'expression de i_p, il vient :

$$\rho i_{p\,Max} = - V_p + \mu V_g$$

$$= - \frac{R' i_{p\,Max}}{2} + \mu V_g$$

d'où $$i_{p.Max} = \frac{\mu V_g}{\rho + \frac{R'}{2}} = s' V_g$$

en posant $s' = s \frac{\rho}{\rho + \frac{R'}{2}}$, s étant la pente $\frac{\mu}{\rho}$ de la lampe.

Le courant maximum, et par suite le courant moyen I_p, l'amplitude I_p de la composante fondamentale et la tension V_p sont proportionnelles à l'amplitude de l'excitation HF de grille V_g . L'amplification obtenue est parfaitement <u>fidèle</u> .

205 - D'autre part, on a :

$$\rho i_p = \left(- V_p \times \mu V_g \right) \sin \omega t .$$

Or, d'après ce qu'on a vu ci-dessus :

$$V_p = \frac{R' i_{p\,Max}}{2} = \frac{R' s'}{2} V_g ,$$

$$V_g = \frac{2}{R' s'} V_p$$

Donc :

$$\rho i_p = \left(- V_p + \frac{2\mu}{R' s'} V_p \right) \sin \omega t$$

$$\rho i_p = \left(\frac{2\mu}{R' s'} - 1 \right) V_p \sin \omega t$$

$$\rho i_p = \left(\frac{2\mu}{R' s'} - 1 \right) \left(v_p - V_p \right) .$$

Cette relation montre que, dans les coordonnées v_p, i_p, <u>la caractéristique dynamique est une droite dont la position ne dépend pas de l'amplitude d'excitation de grille</u>, mais seulement de la

tension V_p , de la résistance R' et des caractéristiques du tube.

Rendement de la lampe.

206 - La puissance HF moyenne utile délivrée au circuit oscillant dans un cycle HF est :

$$W_u = \frac{1}{2} V_p I_{p.1} = \frac{1}{2} V_p \times \frac{i_{p.Max}}{2}$$

La puissance débitée par la source plaque pendant une période est :

$$W = V_p \bar{\imath}_p = V_p \times \frac{i_{p\,Max}}{\pi}$$

Le rapport $\frac{W_u}{W}$ donne la valeur du rendement dans un cycle HF :

$$\eta = \frac{W_u}{W} = \frac{\pi}{4} \times \frac{V_p}{V}$$

On voit que le rendement est <u>proportionnel à l'amplitude HF</u>. Comme dans le cas de la modulation par la grille, le rendement optimum de l'étage ne pourra être atteint (si toutefois il est atteint) qu'en crête de modulation. Or ce rendement optimum ne dépasse pas 60% (Classe B voir Chap. III § 480). Au régime d'onde porteuse il sera ramené à la moitié de cette valeur, soit 30%, rendement sensiblement égal à celui de la lampe modulée par la grille.

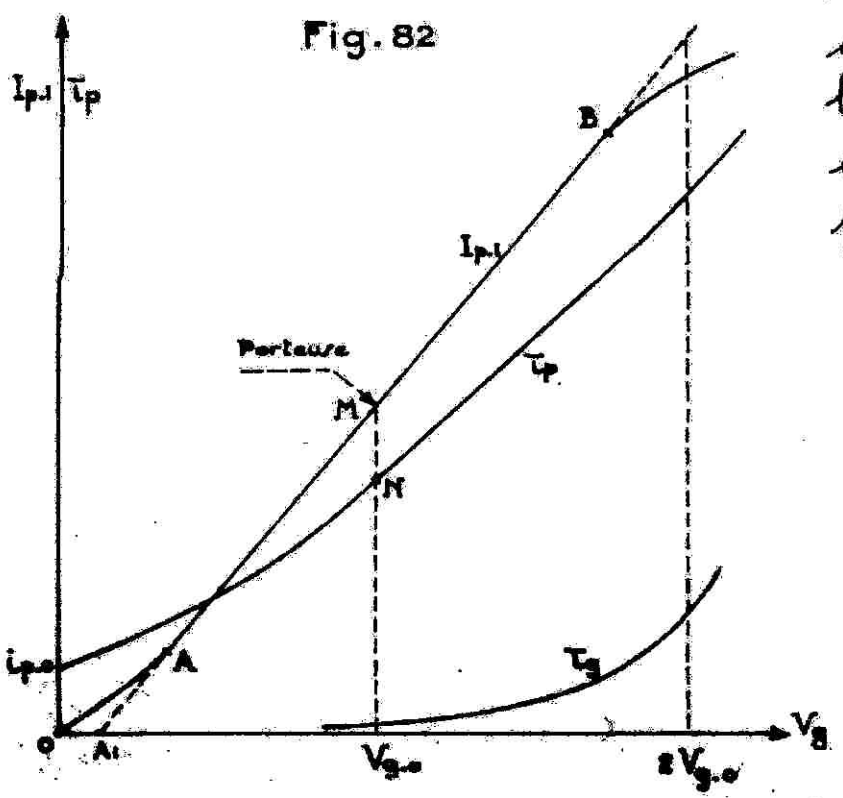
On constaterait, de même, que la puissance moyenne fournie par la source anodique, dans un cycle de la modulation, est <u>indépendante du taux de modulation</u>. Le maximum de dissipation plaque a donc encore lieu dans le régime d'onde porteuse et le rendement atteint sa valeur maximum lorsque la modulation est complète ($m = 100\%$). Ce maximum de rendement est égal à 0,30 x 1,5 soit 45%.

Fonctionnement réel .

207 - Le fonctionnement qui vient d'être décrit ci-dessus suppose la linéarité des caractéristiques statiques de la lampe dans tout le domaine utilisé . En pratique cette hypothèse n'est réalisée qu'imparfaitement ; elle ne l'est même pas du tout pour les petites excitations de grille (petites valeurs de V_g et par conséquent de V_p) . La pratique conduit à adopter en réalité un fonctionnement en classe AB (voir Chap. III § 484) , avec une polarisation V_g choisie de manière à conserver dans la plus grande mesure possible , la <u>fidélité</u> de l'amplification , c'est-à-dire la proportionnalité des V_g et des V_p .

On se rend compte du fonctionnement réel de la lampe en traçant les caractéristiques de $\bar{\imath}_p$ et $I_{p.1}$ en fonction de V_g (fig. 82) . Dans l'hypothèse faite précédemment (linéarité des caractéristiques statiques de la lampe), ces caractéristiques étaient des droites partant de l'origine . En fait elles ont l'aspect représenté sur la fig. 82 .

Fig. 82



208 - La caractéristique de $I_{p.1}$ (ou de l'amplitude I_a dans le circuit d'utilisation) présente un segments rectiligne AB raccordé à l'origine des coordonnées par un arc de courbe OA . Le prolongement AA' du segment rectiligne BA ne passe pas par l'origine . Il s'en suit une distorsion qui est surtout sensible aux faibles excitations .

En agissant à la fois sur la polarisation V_g et la résistance de charge R' on arrive à réduire suffisamment la partie courbe OA pour obtenir des fonctionnements sans distorsion jusqu'à des taux de modulation atteignant 90% .

209 - Cette partie courbe de la caractéristique de $I_{p.1}$ peut d'ailleurs être évitée par l'emploi du montage symétrique et un choix convenable de la polarisation V_g (voir Chap. III § 481) .

210 - Quant à la caractéristique $\bar{i}_p$ en fonction de V_g , elle part évidemment du point $V_g = 0$ $\bar{i}_p = i_{p.o}$, courant de repos de la lampe . Cette caractéristique présente donc certaine concavité vers le haut . Il s'en suit que la valeur moyenne du courant plaque au cours d'un cycle de la modulation , varie avec la profondeur de la modulation .

211 - La caractéristique du courant moyen de grille $\bar{i}_g$ en fonction de V_g a également été portée sur la fig. 82 . Sa forme rapidement montante quand V_g croît , montre que l'étage d'excitation HF est dans l'obligation de fournir une puissance notable dans les crêtes de modulation , tandis que la puissance nécessaire dans les creux de modulation est très faible . Comme au § 152 ci-dessus on évite les distor-

sions dues aux variations de charge de l'étage d'excitation, en shuntant celui-ci par une résistance consommant une puissance supérieure à la puissance maxima instantanée dissipée par la grille.

212 - L'amplification de la haute fréquence modulée procure donc que des rendements relativement faibles, comparativement à ceux que l'on obtient dans le régime télégraphique classe C. Divers systèmes ont été imaginés pour remédier à cet inconvénient, il y a lieu de citer parmi eux les systèmes DEHORTY et CHIREIX. Ce sont des systèmes relativement compliqués et d'un réglage délicat, et ils ne peuvent, pour cette raison, être utilisés que dans les stations fixes émettant sur des ondes fixes. Le rendement obtenu est comparable à celui réalisé dans le régime télégraphique classe C. Par ailleurs, on constate que la difficulté des réglages est croissante avec la fréquence ; leur emploi n'a donc pas pu être étendu au domaine des ondes courtes, pour lesquelles on adopte le plus fréquemment une modulation par l'anode du dernier étage (même si celui-ci atteint 100 kilowatts de puissance).

Le système Chireix.

222 - L'idée directrice du système est de faire fonctionner constamment à amplitude maximum, les lampes chargées d'amplifier la haute fréquence modulée.
On dispose pour cela deux chaines d'amplification fonctionnant toutes deux à l'amplitude maximum, mais présentant entre elles, une différence de phase variable commandée par la modulation.

Le circuit d'utilisation est couplé simultanément aux étages de sortie des deux chaines. Le courant HF dans ce circuit est la résultante des courants I_1 et I_2 produits par les deux chaines, de sorte que son amplitude varie de $I_1 + I_2 = 2I$ lorsque les deux chaines sont en phase, à $I_1 - I_2 = 0$ lorsqu'elles sont en opposition.

223 - Le problème revient donc à transformer la tension de modulation proportionnelle à $(1 + m \sin \Omega t)$ en une différence de phase :

$$\varphi = \pi (1 + m \sin \Omega t).$$

On arrive à ce resultat au moyen, par exemple, du montage à deux transformateurs T_1 et T_2 représenté sur la fig. 92.

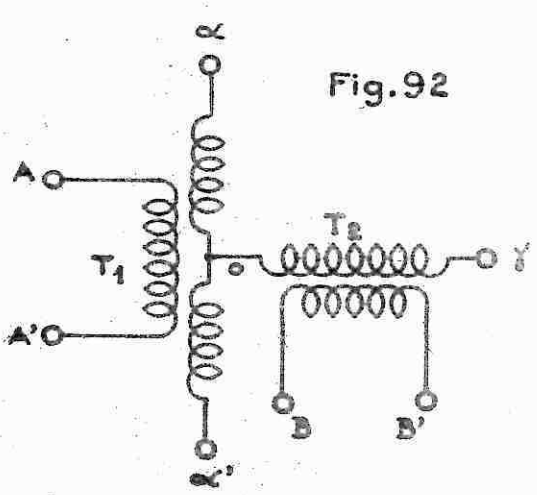


Fig. 92

Les primaires AA' et BB' de ces deux transformateurs sont alimentés par deux tensions de haute fréquence modulée, présentant les caractéristiques suivantes :

1° : les deux tensions HF sont en quadrature (ou déphasées de $\frac{\pi}{2}$ l'une par rapport à l'autre).

2° : leurs modulations (toutes deux effectuées d'après le signal BF à transmettre) sont appliquées en sens inverses (déphasage de π), de telle façon qu'une crête de modulation de l'une des tensions HF modulées considérées (par exemple celle qui est appliquée à T_1) corresponde à un creux de la modulation de l'autre.

Les secondaires des deux transformateurs sont connectés comme l'indique la fig. 92 à savoir que le milieu d'un secondaire (celui de T_1 dans le cas de la figure) est relié à une extrémité de l'autre secondaire.

Les tensions destinées à alimenter les deux chaînes d'amplification sont respectivement prises entre les bornes $\alpha\gamma$ et $\alpha'\gamma$ du système. Leurs valeurs en amplitudes et en phases sont données par le diagramme vectoriel représenté par la fig. 93, où $\overrightarrow{O\alpha}$, $\overrightarrow{O\alpha'}$ et $\overrightarrow{O\gamma}$ représentent les 3 tensions existant respectivement entre le milieu O du secondaire de T_1 et les trois extrémités libres $\alpha\alpha'\gamma$ des enroulements secondaires, en régime d'onde porteuse.

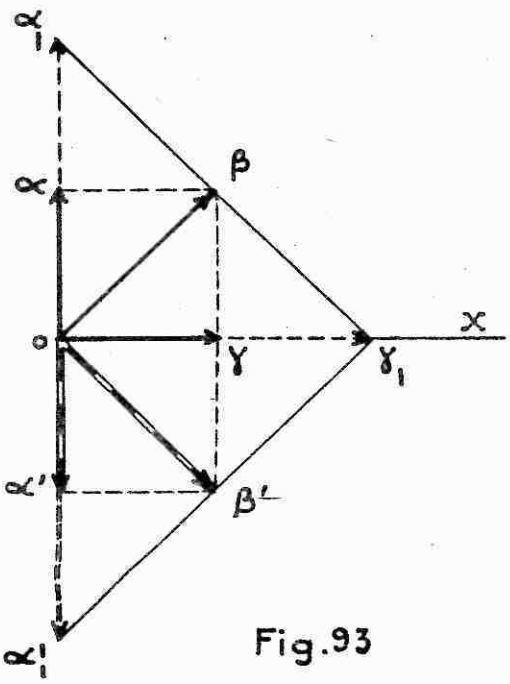


Fig. 93

Ces trois tensions se composent pour donner les deux tensions cherchées :
$\overrightarrow{O\beta} = \overrightarrow{O\alpha} + \overrightarrow{O\gamma}$ et $\overrightarrow{O\beta'} = \overrightarrow{O\alpha'} + \overrightarrow{O\gamma}$.
Celles-ci sont décalées de $\frac{\pi}{2}$ si l'amplitude $O\gamma$ a été réglée de manière à avoir la même grandeur que $O\alpha$ et $O\alpha'$.

224 - En cours de modulation, on assiste à des variations simultanées de la longueur des vecteurs $\overrightarrow{O\alpha} = \overrightarrow{O\alpha'}$ d'une

part, et du vecteur $O\gamma$ d'autre part. Comme les modulations sont déphasées de π, ces variations ont lieu en sens inverses. Les vecteurs $\overrightarrow{O\beta}$ et $\overrightarrow{O\beta'}$ demeurent constamment symétriques par rapport à $O\gamma$ mais leur extrémité se déplace dans le plan de la figure. Lors d'une modulation totale ($m = 100\%$) ces vecteurs passent de la position extrême où ils sont confondus tous les deux avec $\overrightarrow{O\gamma_1} = 2\overrightarrow{O\gamma}$ (donc en phase) à l'autre position extrême où ils coincident respectivement avec $\overrightarrow{O\alpha'_1} = 2\overrightarrow{O\alpha'}$ et $\overrightarrow{O\alpha_1} = 2\overrightarrow{O\alpha}$ (opposition de phase). Le lieu décrit par l'extrémité β du premier vecteur est la droite $\alpha_1\gamma_1$ tandis que l'extrémité β' de l'autre vecteur décrit $\alpha'_1\gamma_1$. Comme on le constate, il subsiste une variation d'amplitude dans le rapport de 1 à $\sqrt{2}$, mais cette variation est sans influence néfaste pour le rendement du montage.

225 - Dans l'étage final (fig. 94) couplé à la fois aux lampes finales de l'une et de l'autre chaîne d'amplification, se trouve reconstitué le courant HF modulé. L'amplitude $\bar{I}$ du courant alternatif dans le circuit oscillant de sortie à l'époque t, est, bien entendu, proportionnelle à l'amplitude HF modulée, bien que les grilles soient excitées à amplitude constante.

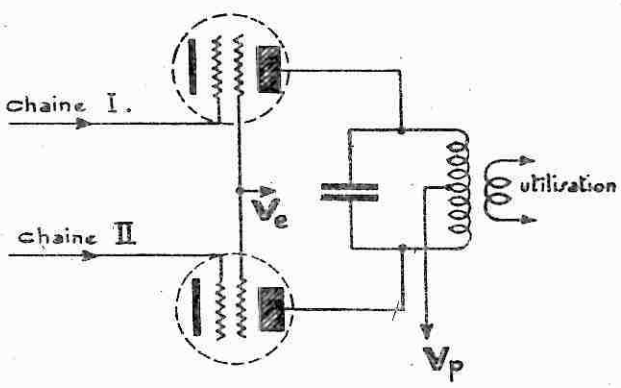


Fig. 94

Considérées isolément, les lampes finales travaillent sur une impédance de charge variable, et ce sont ces variations de charge qui restituent la modulation de l'onde HF. Dans le cas d'une modulation totale ($m = 100\%$) cette impédance passe de la valeur normale en crête de modulation, à une

valeur théoriquement infinie ($I_{HF} = 0$) en creux de modulation.

Le système Doherty.

226 - Dans le système Doherty l'augmentation du rendement moyen est obtenu par une autre méthode. Le montage comprend deux lampes (ou deux groupes de lampes) dont l'une fonctionne seule tant que l'amplitude modulée est inférieure ou égale à l'amplitude de la porteuse. L'autre lampe apporte un complément de puissance quand l'amplitude instantanée est supérieure à celle de la porteuse.

La première lampe L_1 est montée de telle manière que sa tension de plaque $V_{P.1}$ atteigne le maximum admissible pour le tube lorsque l'excitation de grille est au régime de porteuse, l'impédance de charge de plaque étant, à ce moment, égale à 2 fois l'impédance de charge normale R du tube.

Cette impédance de charge 2R est obtenue au moyen d'un circuit oscillant d'impédance $\frac{R}{2}$ associé à un réseau inverseur (équivalent à une ligne quart d'onde).

La seconde lampe débite directement dans le circuit oscillant et la polarisation de sa grille est choisie suffisamment négative pour que le courant plaque débité soit sensiblement nul, pour la même amplitude d'excitation de grille (régime de porteuse).

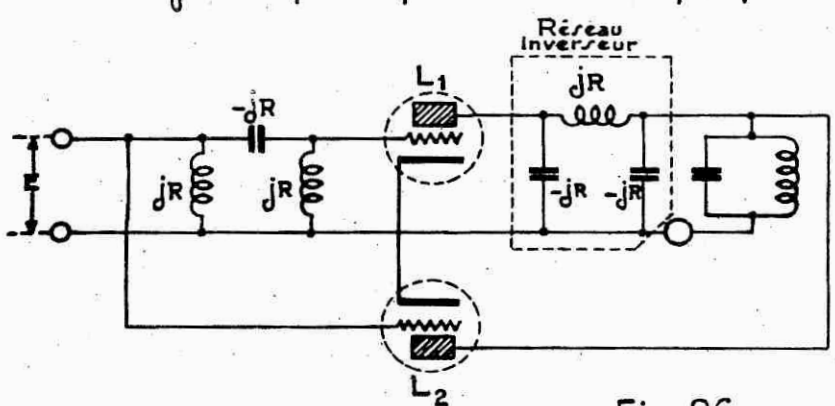


Fig.96

227 - Le fonctionnement du réseau inverseur constitué par la réactance jR en série et les réactances $-jR$ en dérivation, comme il est visible sur la fig. 96 se vérifie immédiatement. Soit d'une manière générale Z, l'impédance branchée à la sortie du réseau ; cette impédance vient en parallèle sur la capacité de réactance $-jR$, pour donner une impédance résultante :

$$\frac{1}{\frac{1}{Z} - \frac{1}{jR}} = \frac{jRZ}{jR - Z} .$$

A cette impédance s'ajoute celle de la self de réactance jR d'où un total de :

$$jR + \frac{jRZ}{jR - Z} = \frac{R^2}{Z - jR} .$$

Cette dernière impédance est en dérivation sur la capacité d'entrée de réactance $-jR$ d'où l'admittance résultante :

$$\frac{1}{-jR} + \frac{Z - jR}{R^2} = \frac{jR}{R^2} + \frac{Z - jR}{R^2} = \frac{Z}{R^2} .$$

L'impédance à l'entrée du réseau est $\frac{R^2}{Z}$.
Dans le cas actuel, l'impédance du circuit oscillant est $\frac{R}{2}$ (la moitié de la charge normale R du tube utilisé). Vue à travers le réseau inverseur, cette impédance devient : $\frac{R^2}{\frac{R}{2}} = 2R$.

228 - Le réseau inverseur utilisé introduit un déphasage de $\frac{\pi}{2}$ en arrière que l'on compense par le déphasage de $\frac{\pi}{2}$ en avant que l'on crée par un 2ième réseau inverseur ("inverse" d'ailleurs du 1er) intercalé dans l'attaque de grille de la même lampe (fig. 96).

229 - Lorsque l'amplitude d'excitation des grilles augmente (pour atteindre au maximum $2E_0$ à 100% de modulation) la seconde lampe commence à fournir de la puissance au circuit oscillant.
Il s'en suit que l'impédance apparente aux bornes de sortie du réseau inverseur de plaque augmente. La résistance de charge de la

lampe diminue et se rapproche de la valeur normale qui est R et non 2 R . La puissance fournie par la première lampe augmente en même temps que celle qui est fournie par la seconde .

Les réglages sont établis de telle façon que , lorsque l'amplitude d'excitation des grilles atteint $2E_0$ (crête de modulation à 100%) la deuxième lampe fournisse la moitié de la puissance appliquée au circuit oscillant . La charge apparente du réseau inverseur , comme la charge du circuit de plaque de la seconde lampe , est alors égale à 2 fois $\frac{R}{2}$ soit R . La résistance apparente à l'entrée du réseau inverseur est alors $\frac{R^2}{R}$ soit encore R , en sorte que les deux lampes travaillent sur des résistances de charges égales à R . Chaque lampe débite alors sa puissance maximum , c'est-à-dire une puissance double de celle que débitait la première au régime de porteuse .

La fig. 97 représente les variations des amplitudes des diverses composantes du courant à travers le circuit oscillant , tandis que la fig. 98 indique les variations des amplitudes de la tension alternative de plaque dans l'une et de l'autre lampe .

230 - Le système Doherty permet d'obtenir un rendement de plaque de 60% en porteuse ; la distorsion est par contre un peu plus grande qu'en classe B (amplication en HF modulée) . Cette distorsion peut d'ailleurs être fortement diminuée par l'usage d'une certaine contre-réaction (voir Chap. V - §) .

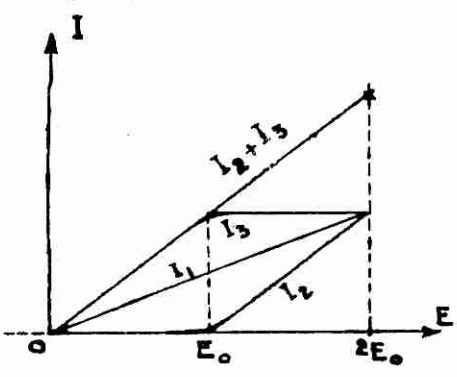


Fig. 97

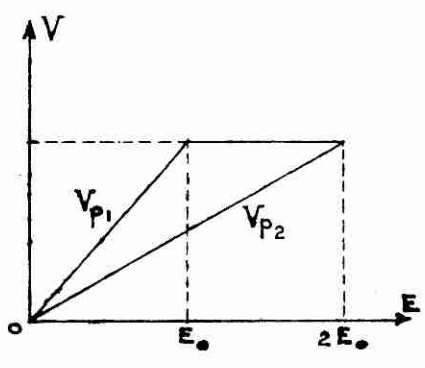


Fig. 98

Les émetteurs à ondes courtes.

231 - Quand on réalise des émetteurs de fréquences de plus en plus élevées, on constate que certains phénomènes se manifestent avec des intensités de plus en plus grandes au fur et à mesure que la fréquence s'élève. Dans le domaine des "ondes courtes" (fréquences de l'onde de 10 mégacycles et fréquences supérieures) ces phénomènes deviennent prépondérants au point de conditionner finalement eux-mêmes le fonctionnement du poste. Ces phénomènes sont étudiés ci-après :

232 - Tout d'abord on assiste, pour des éléments de valeurs C.L.M. données, à une augmentation parallèle des admittance $C\omega$ des capacités, et des impédances $L\omega$ et $M\omega$ des self-induction et des mutuelles. Il s'en suit deux conséquences :

1° : l'accord des circuits oscillants du poste émetteur est obtenu pour des valeurs progressivement décroissantes des capacités et des inductances ;

2° : l'influence des capacités et des selfs propres des connexions et aux lampes prend une importance croissante, ce qui a pour effet de diminuer encore les valeurs des selfs et capacités constituant les circuits oscillants à utiliser.

233 - De plus, on ne peut plus comme en ondes longues considérer les circuits oscillants comme des circuits à constantes L et C purement <u>concentrées</u> dans l'inductance et le condensateur utilisés ;

il faut compter avec les constantes réparties des conducteurs utilisés non seulement dans la constitution du circuit oscillant, mais encore pour la réalisation de toutes les connexions où circulent des courants de haute fréquence.

En d'autres termes, il faut, à un degré d'autant plus fort que la fréquence est plus élevée pour des dimensions linéaires données des éléments utilisés, commencer à traiter les conducteurs électriques non plus comme des connexions ordinaires, mais comme de véritables lignes (Chap. VI).

234 - Enfin, les capacités et les coefficients d'induction mutuelle que les divers éléments de connexions présentent entre eux, prennent une importance accrue. Ainsi deux conducteurs rectilignes parallèles de 1 m/m de diamètre, 10 centimètres de longueur et écartés de 2 centimètres possèdent une capacité de 1 $\mu\mu$F et un coefficient d'induction mutuelle de 0,03 μH.

A la fréquence de 20 mégacycles (λ = 15 mètres) les réactances correspondantes sont $\frac{1}{C\omega}$ = 8000 Ω et $M\omega$ = 4 Ω, ce qui veut dire :

1° : qu'une différence de potentiel efficace de 100 volts entre les deux connexions donne lieu à un courant de capacité de 12 milliampères efficaces.

2° : qu'un courant d'intensité efficace de 1 ampère dans l'un d'un des conducteurs induit dans l'autre une force électromotrice de 4 volts.

Les valeurs ci-dessus trouvées pour le courant de fuite et pour la force électromotrice induite sont en particulier 100 fois plus considérables que pour la fréquence de 200 kilocycles (λ = 1500 m).

235 - La diminution du rapport $\frac{L}{C}$ des circuits

oscillants entraine une diminution de l'impédance d'anti-résonance $R' = \frac{L}{CR} = QL\omega$, et par voie de conséquence , une diminution de l'amplification par étage . Le nombre d'étages nécessaires est donc augmenté .

236 _ Un autre phénomène , tout aussi important , qui se manifeste de plus en plus quand on élève la fréquence , est l'augmentation des pertes HF dans tous les diélectriques soumis à un champ HF notable (Voir Chap. II § 656) .

Cette augmentation des pertes conduit à une diminution du rendement global de l'installation , en même temps qu'elle crée des échauffements locaux dans les diélectriques en question . Cet échauffement peut provoquer :

1° : des déformations des supports et entretoises des inductances et des condensateurs , qui sont des causes d'instabilité de la fréquence .

2° : des déformations , par ramollissement de leurs supports , des équipages internes des lampes , d'où résultent des variations des constantes électriques , sinon la mise hors service par contact entre deux électrodes différentes .

3° : des percements des ampoules par la pression atmosphérique (au voisinage d'un "passage" d'électrode , habituellement) .

On est donc obligé de choisir avec une attention plus particulière encore les matériaux destinés à la construction des émetteurs à ondes courtes : verres durs , pyrex, pour les enveloppes et quartz pour les supports d'électrodes des tubes à vide , matériaux à

faibles pertes HF, (Voir Chap. II § 661) d'une manière générale, pour les supports et entretoises plongés dans les champs HF notables.

Moyennant ces dispositions on arrive à réaliser des ensembles qui "tiennent" parfaitement jusqu'à des fréquences de l'onde de 300 mégacycles et au dessus.

237 _ En ce qui concerne plus spécialement les tubes électronique, indépendamment du surcroît de pertes HF et des conséquences indiquées au § 236 ci-dessus, on observe :

1° : l'effet prépondérant de l'admittance $C\omega$ des capacités internes (grille = plaque dans le cas des triodes, plaque = masse et grille = masse dans le cas des tubes à grille écran - avec écran à la masse). Il s'en suit une augmentation progressive des courants HF de capacités circulant dans les connexions d'arrivée aux électrodes pour une amplitude donnée de la tension HF appliquée. D'autre part à cause de l'effet de peau (Chap. II, § 825) la résistance des connexions est augmentée. Pour éviter des échauffements dangereux il est donc nécessaire de dimensionner spécialement les "sorties" de ces électrodes, en même temps, d'ailleurs, qu'il convient de prendre des dispositions évitant des gradients de champ électrique trop importants dans la substance de l'enveloppe aux points de traversée des connexions.

2° : l'augmentation simultanée de la réactance $L\omega$ des connexions aboutissant aux électrodes proprement dites ; de moins en moins cette réactance peut être négligée, et il vient d'ailleurs un moment où les connexions internes elles mêmes des lampes doivent être considérées, à leur tour, comme des lignes (§ 233 ci dessus).

En particulier, la mise à la terre de certaines électrodes ou, d'une manière plus générale à un potentiel (par rapport à la terre) constant, devient un problème difficile qui ne peut plus être résolu par une simple connexion courte.
Il faut ajuster la longueur de la connexion de manière à amener un nœud de potentiel sur l'électrode elle-même.
D'ailleurs, les points à potentiels vraiment constants (ou dont la composante HF est nulle) deviennent très peu nombreux dans le poste, et il n'y a plus guère que les montages symétriques qui permettent de réaliser cette fixité avec un peu de sécurité.

3° : Enfin, le phénomène le plus important résulte de l'inertie des électrons en mouvement dans l'intervalle cathode-plaque.

238 - Cette inertie, comme on l'a vu au Chap. III (§ 845) intervient pour limiter la vitesse v acquise par ces électrons sous une différence de potentiel V donnée. On a en effet la relation :

$$\frac{1}{2} m v^2 = V e$$

$$\text{d'où } v = \sqrt{2V \frac{e}{m}}$$

e étant la charge de l'électron et m sa masse.

La durée du trajet entre grille et plaque varie en raison inverse de la différence de potentiel V. C'est donc au moment où le courant de plaque i_p est maximum (v_g maximum, v_p minimum) que la durée du trajet est la plus longue. Elle est, au contraire, la plus brève quand le courant de plaque est le plus faible (v_g minimum, v_p maximum).

239 – Lorsque la période des oscillations HF à amplifier devient comparable, comme grandeur, à la durée du trajet, les électrons n'ont pas le temps d'arriver à destination que les potentiels de grille et plaque sont déjà changés.
La charge d'espace est en retard sur les conditions du moment, en sorte que la distribution du champ électrique dans l'intervalle cathode = plaque diffère de plus en plus de la distribution étudiée au Chap. II_a § 25 laquelle correspondait au régime statique.
Le résultat pratique est une diminution de l'amplitude de la composante HF du courant de plaque, et on se rend compte, qu'en poussant le phénomène à l'extrême (durée de trajet très longue par rapport à la période de l'oscillation HF appliquée à la grille) on aboutirait à un courant de plaque d'où serait exclu toute composante HF et cela en dépit de l'excitation HF de la grille.

240 – On peut, dans une certaine mesure, diminuer la durée de trajet des électrons en employant des lampes à électrodes très rapprochées, mais on est vite limité dans cette voie, d'autant plus vite que la puissance du tube considéré est plus grande (voir tubes Light-house au Chap. III – § 607).
En pratique la limite extrême du fonctionnement des lampes se situe entre 30 mégacycles (dizaines de kilowatts) et 300 mégacycles (λ = 1 mètre) environ pour les petites lampes, étant bien entendu, dans un cas comme dans l'autre qu'il s'agit de lampes <u>spécialement</u> construites pour les ondes très courtes. Certaines lampes de petite puissance, spécialement étudiées permettent enfin d'atteindre des fréquences de l'ordre de 1.000 mégacycles (λ = 0,3 mètre).
Les limites ci-dessus indiquées s'entendent pour le fonctionnement en relais amplificateur selon le processus normal

exposé au Chap. III (dès le § 35) ; ce sont sensiblement les mêmes limites que l'on observe pour le fonctionnement des lampes en auto-oscillateurs, donc pour la génération des oscillations dont il s'agit.

Montages auto-oscillateurs spéciaux pour les très hautes fréquences.

251 - Aux très hautes fréquences, l'emploi de lignes[1] (et surtout de lignes coaxiales) au lieu de circuits oscillants est non seulement possible mais encore particulièrement avantageux à cause des meilleurs coefficients de surtension et des plus grandes impédances d'anti-résonance qu'il fournissent, d'où résultent une plus grande stabilité des oscillations engendrées.

Les figures 101 à 105 reproduisent divers schémas susceptibles d'être utilisés. Dans le schéma de la fig. 101, dérivé en quelque sorte du Hartley, les deux conducteurs L et L' d'une ligne à double fil aboutissent l'un à la grille, l'autre à la plaque, d'une triode T.

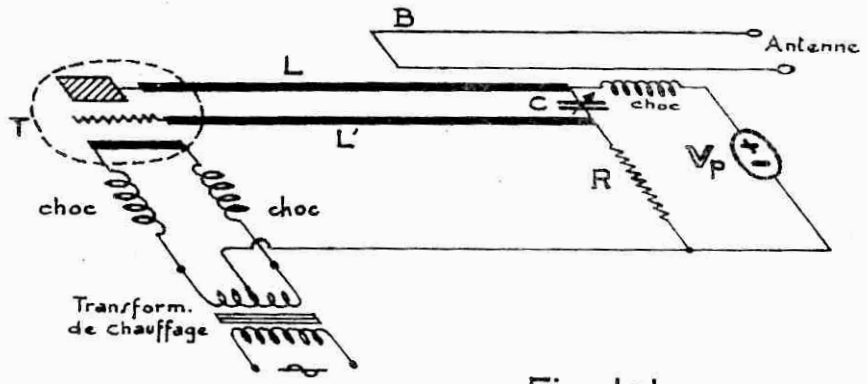


Fig. 101

Un condensateur C placé en dérivation à l'extrémité de la ligne permet de faire varier dans une certaine mesure la fréquence engendrée. Le circuit d'utilisation (antenne) est couplé au moyen d'une boucle B couplée à la ligne L L'. Des selfs de choc enfin, intercalées dans le circuit de chauffage évitent toute dérivation HF vers la source de chauffage.

252 - La fig. 102 représente, au contraire un schéma symétrique dérivé du TPTG (Chap. III § 382) qui utilise deux lampes ayant leurs grilles à la terre. Les deux plaques sont

---

(1) Voir Chap. VI

reliées à une extrémité d'une ligne à deux fils dont l'autre extrémité est court - circuitée tandis qu'une autre ligne semblable accorde les cathodes . Les conducteurs de cette dernière ligne sont creux et abritent les fils d'amenée des courants de chauffage des lampes .

Un condensateur variable disposé entre les plaques et un autre disposé entre les cathodes permettent d'ajuster la longueur d'onde , dans d'étroites limites voisines de 4 fois la longueur de la ligne utilisée .

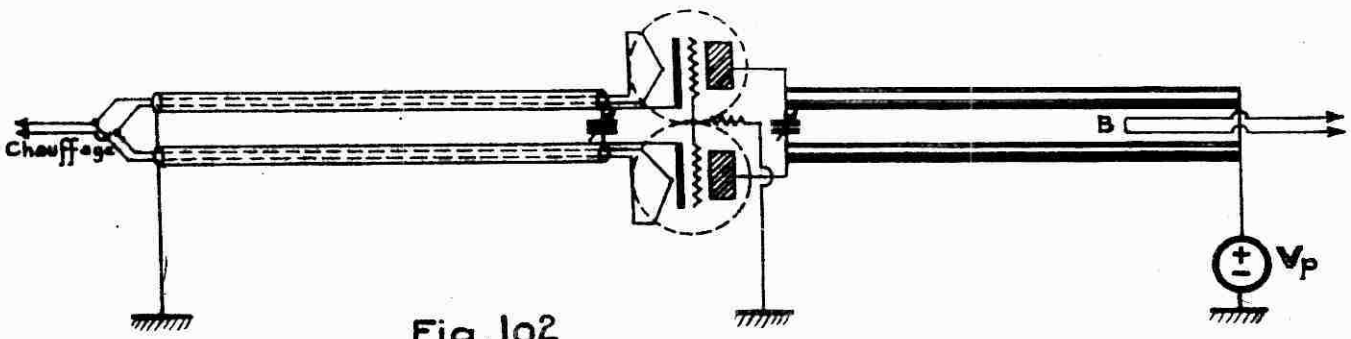


Fig. 102

253 - Dans le cas où la lampe utilisée est une lampe à chauffage direct un seul fil suffit à l'intérieur des tubes constituant la ligne d'accord des cathodes , pour amener le courant

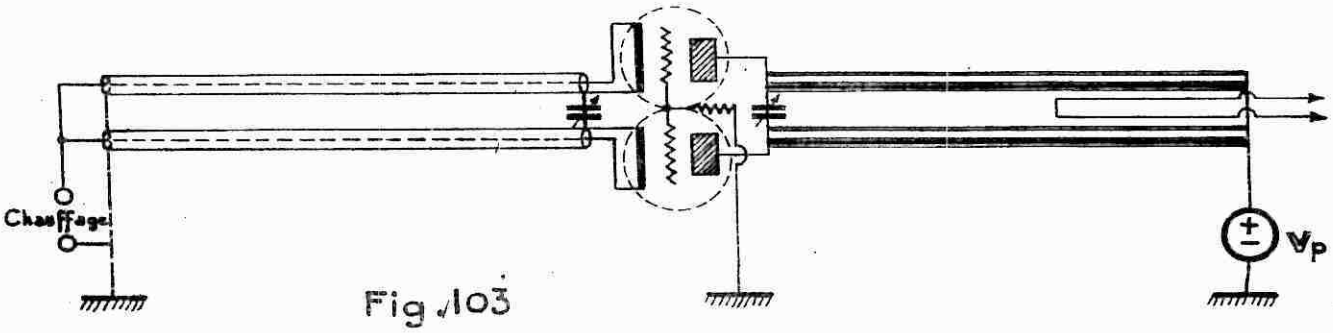


Fig. 103

de chauffage nécessaire , le retour s'effectuant par la ligne elle-même (fig. 103) .

254 - Enfin la fig. 104 représente le schéma d'un montage symétrique , dérivant encore du T.P.T.G., mais où il n'a

été prévu qu'une seule ligne, à savoir celle qui remplace le circuit oscillant habituel des grilles. Le circuit oscillant des plaques est constitué de la manière classique.

La prise de grille sur la ligne des grilles est faite non pas à l'extrémité de cette ligne mais en un point intermédiaire ; l'extrémité de la ligne est donc "ouverte". Cette disposition,

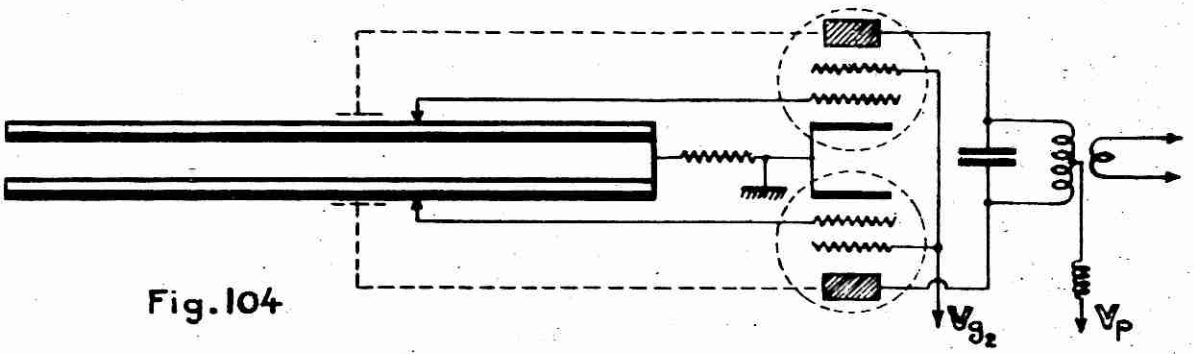


Fig.104

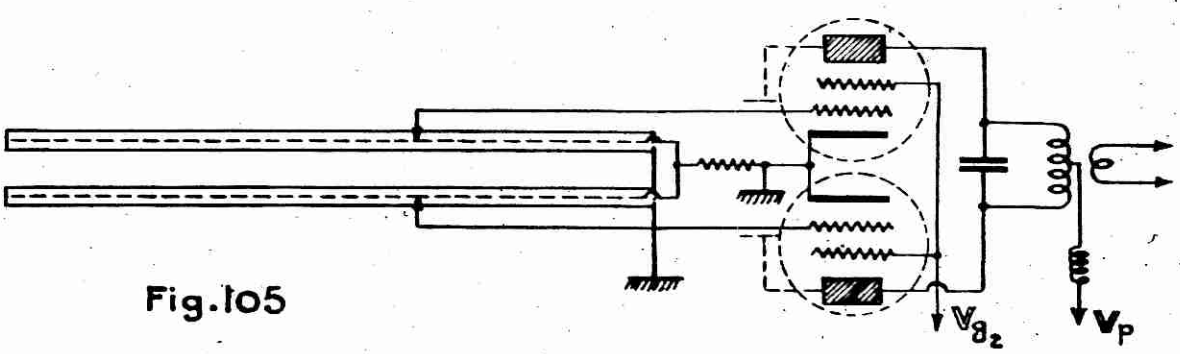


Fig.105

en diminuant l'amortissement de la ligne, fait bénéficier d'un meilleur coefficient de surtension.

255 – La stabilité des oscillations est encore augmentée si on remplace la ligne à deux conducteurs parallèles par deux lignes coaxiales distinctes ayant toutes les deux leur conducteur extérieur à la terre (fig. 105).

261 - Lorsque l'on cherche, en diminuant les dimensions des circuits oscillants ou des lignes utilisés, de faire "monter" progressivement, au delà des limites indiquées au § 240 ci-dessus, la fréquence des oscillations engendrées, on constate une diminution très rapide de la puissance utile, puis, brusquement, un refus des oscillations de s'entretenir (de "s'accrocher") dans les circuits. L'effet de relais produit par la grille de commande (Voir Chap. III § 36) n'existe plus.

On peut cependant encore faire osciller les électrodes contenus dans l'intervalle cathode - plaque à des fréquences notablement supérieures aux limites mentionnées ci-dessus. On fait pour cela appel à des mécanismes autres que l'effet relais. Les moyens utilisés sont au nombre de trois :

- tubes à <u>grilles positives</u>.
- <u>magnétrons</u>.
- tubes à <u>modulation de vitesse</u>.

Tubes à grilles positives.

262 - Le procédé le plus anciennement connu est celui qui a donné naissance aux ondes de BARKHAUSEN.

Lorsque la grille d'une triode est portée à un potentiel positif supérieur à celui de la plaque, certains électrons arrivant, avec une vitesse élevée, dans l'intervalle de deux barreaux de grille, dépasse cette électrode et s'approchent de la plaque. Sous l'action du champ électrique, qui est retardateur, ces électrons, d'abord ralentis, ne tardent pas à s'arrêter puis à rebrousser chemin. Au moment où ils atteignent de nouveau le niveau de cette électrode, ils peuvent la dépasser en sens inverse et faire ainsi un certain nombre d'oscillations avant d'être finalement absorbés en tombant sur un des barreaux.

L'expérience montre que, pour des tensions déterminées de grille et de plaque, et si on relie la grille à une ligne de longueur appropriée, il peut s'entretenir dans le système grille - ligne, des oscillations dont la fréquence ne dépend que des dimensions géométriques des éléments de la lampe.

Ces oscillations paraissent dues à des concentrations d'électrons analogues à celles qui sont produites dans les tubes à modulation de vitesse (voir § 265 ci-après), et grâce auxquelles la partie résistance de l'impédance d'entrée de la grille devient négative.

Suivant les types de lampes, les longueurs d'ondes obtenues varie de 60 centimètres (ondes de Barkhausen) à 15 centimètres (Pierret) mais la puissance utile demeure toujours faible (inférieure au watt).

On peut obtenir ces oscillations au moyen de montages symétriques (fig. 111 et 112) ou non-symétriques (fig. 113).

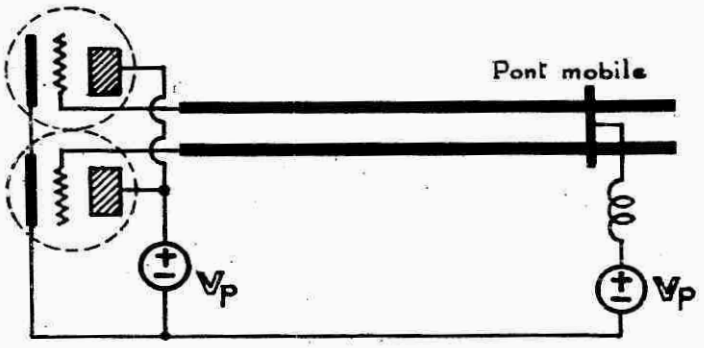


Fig. 111

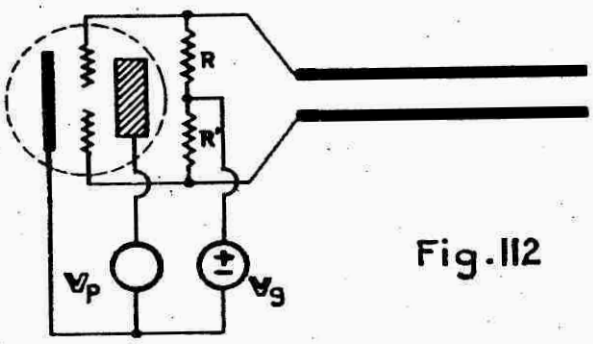


Fig. 112

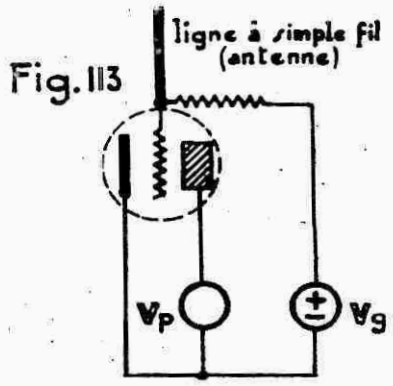


Fig. 113

Un pont mobile sur la ligne à double fil de la fig. 111 permet d'accorder le système sur la fréquence d'oscillation des électrons, et de "tirer" ainsi le maximum de puissance de la lampe

Les lignes ouvertes des fig. 112 et 113 ne peuvent être accordées en modifiant leurs longueurs (par tâtonnements) ou au moyen d'un dispositif télescopique.

La ligne ouverte à simple fil de la fig. 113 (montage de Pierret) réalise en même temps le dispositif rayonnant (antenne) des oscillations engendrées par le tube.

Le montage de la fig. 111, symétrique, peu avantageusement être réalisé au moyen d'une lampe double, ou plus exactement au moyen d'une lampe unique dont la grille, coupée en son milieu, a ses deux extrémités "sorties" séparement de la lampe (fig. 113).

Quant à la tension de plaque V_p utilisée dans les différents cas, elle sera choisie selon le montage et le tube utilisé, ou bien à peine positive (quelques volts au dessus de la cathode) ou bien franchement négative (plusieurs diraines de volts au dessous)..

Les magnétrons

263 - Considérons une diode constituée au moyen d'un filament rectiligne et d'une plaque cylindrique de révolution autour du filament, et plaçons-la dans un champ magnétique intense parallèle à l'axe commun de la cathode et de la plaque.

Comme il a été expliqué au Chap. III (§ 861) à l'occasion de l'étude de la déviation magnétique du faisceau électronique dans un tube cathodique, les électrons partant de la cathode décrivent des trajectoires incurvées situées dans des plans perpendiculaires à l'axe général du système. Le rayon de courbure dépend de l'intensité du champ magnétique et de la vitesse tangentielle de l'électron considéré. En l'absence de champ électrique (le champ magnétique étant uniforme) on a vu que ces trajectoires seraient des cercles. Dans le cas actuel où l'électron est soumis à un champ électrique (radial), la trajectoire a encore la forme d'une boucle (fig. 263) qui rencontre ou ne rencontre pas la plaque P selon sa courbure.

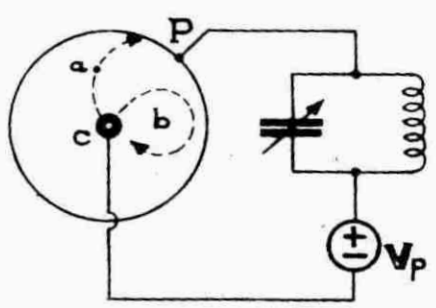


Fig.263

Suivant l'intensité du champ magnétique appliqué les électrons atteindront donc la plaque P et seront absorbés par elle (fig. 263.a), ou bien reviendront vers la cathode sans avoir touché la plaque (fig. 263.b). Dans ce dernier cas, ils seront susceptibles d'exécuter un certain nombre d'oscillations, c'est-à-dire de décrire un certain nombre de boucles successives, avant d'être finalement absorbés par la plaque.

Si l'on relie, alors, la plaque à un circuit oscillant (circuit antirésonnant) ou à une ligne antirésonnante (Chap. VI) et si les valeurs de la tension d'anode V_p et du champ magnétique H sont convenables, l'expérience montre que des oscillations peuvent

s'entretenir dans le circuit antirésonnant ou dans la ligne. Ses longueurs d'ondes possibles dépendent des données géométriques du tube et du champ magnétique H.

Mouvement d'un électron dans un magnétron à électrodes planes parallèles.

264 _ L'étude théorique du mouvement d'un électron dans le cas du magnétron décrit ci-dessus (électrodes cylindriques de révolution autour d'un axe commun) est très compliquée ; nous nous bornerons à examiner le cas simplifié où (comme au § 21 du Chap. III) la cathode et la plaque seraient constituées par des plans parallèles et indéfinis.

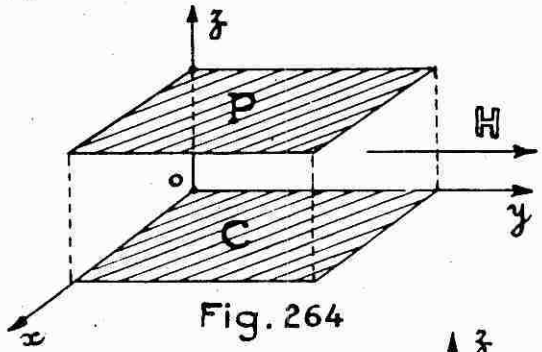


Fig. 264

Nous prendrons le plan de la cathode comme plan $x\,o\,y$ (fig. 264), la direction oy étant celle du champ magnétique H. Les trajectoires seront comprises dans des plans parallèles au plan $x\,o\,z$, et le problème pourra être traité dans l'un quelconque de ces plans (fig. 265). Un électron situé en M (x, z), est soumis à l'époque t à deux forces :

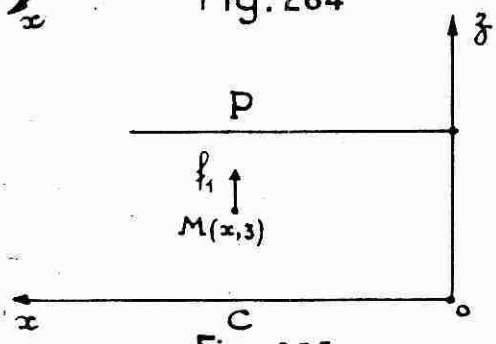


Fig. 265

- l'une f_1 due au champ électrique $\mathcal{E}$, est dirigée parallèlement à $o\,z$. Sa valeur est égale à $\mathcal{E}\,e$, en désignant par e la charge de l'électron ;
- l'autre f_2 est due au champ magnétique. D'après le Chap. III (§ 861), ses composantes suivant les deux axes de coordonnées ox et oz sont respectivement $\pm H \times v_z$ et

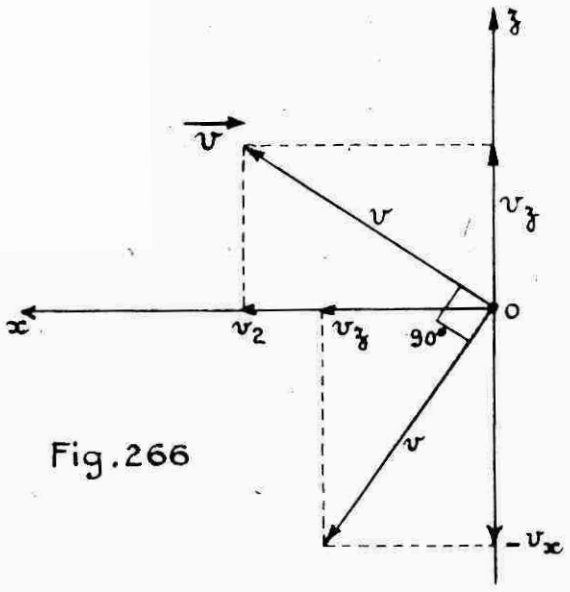


Fig.266

$-e\,\mathcal{H} \times v_x$ (voir fig. 266), v_x et v_z désignant les composantes de la vitesse $\vec{v}$ de l'électron, suivant les deux axes de coordonnées, et C la vitesse de la lumière. Ces deux forces sont employées à vaincre l'inertie de l'électron ; en d'autres termes la résultante $\vec{f} = \vec{f}_1 + \vec{f}_2$ de ces deux forces donne à l'électron, dont la masse est m' une accélération γ telle que l'on ait $m\vec{\gamma} = \vec{f}$, et dont les composantes, suivant les deux axes de coordonnées, sont respectivement :

$$\gamma_x = \frac{d^2x}{dt^2} \quad \text{et} \quad \gamma_z = \frac{d^2z}{dt^2} \; ;$$

En écrivant que la relation $f = m\gamma$ est satisfaite par les composantes de f et de γ sur chacun des axes de coordonnées on obtient les deux équations différentielles qui définissent le mouvement de l'électron considéré :

$$m\,\frac{d^2z}{dt^2} = \mathcal{E}e - \mathcal{H}e\,\frac{dx}{dt}$$

On peut aisément vérifier que ces deux équations différentielles sont satisfaites simultanément par les fonctions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} x = \dfrac{\mathcal{E}}{\mathcal{H}\omega}\,(\omega t - \sin \omega t) \\ z = \dfrac{\mathcal{E}}{\mathcal{H}\omega}\,(1 - \cos \omega t) \end{array} \right\} \text{ avec } \omega = \mathcal{H}\,\frac{e}{m}$$

Ces deux équations représentent les coordonnées d'un point qui serait animé simultanément des deux mouvements suivants :

1° : une translation uniforme parallèle à l'axe ox à la hauteur $\dfrac{\mathcal{E}}{\mathcal{H}\omega}$ au-dessus de cet axe :

$$\begin{cases} x_1 = \dfrac{\mathcal{E}}{\mathcal{H}}\, t \\ z_1 = \dfrac{\mathcal{E}}{\mathcal{H}\omega} \end{cases}$$

2° : un mouvement circulaire, également uniforme, dans le plan $x\,o\,z$, avec un rayon précisément égal à la hauteur $z_1 = \dfrac{\mathcal{E}}{\mathcal{H}\omega}$:

$$\begin{cases} x_2 = -\dfrac{\mathcal{E}}{\mathcal{H}\omega} \sin \omega t \\ z_2 = -\dfrac{\mathcal{E}}{\mathcal{H}\omega} \cos \omega t \end{cases}$$

La courbe finalement décrite est celle d'un point situé sur la circonférence d'un cercle de rayon $\dfrac{\mathcal{E}}{\mathcal{H}\omega}$ roulant sur l'axe ox.

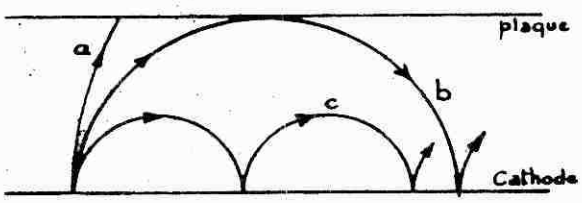


Fig. 267

Cette courbe est une cycloïde, elle est composée d'une suite indéfinie d'arches toutes égales, dont la hauteur est égale au diamètre du cercle c'est-à-dire $\dfrac{2\mathcal{E}}{\mathcal{H}\omega}$ (fig. 267). Suivant que la valeur de la quantité $\dfrac{2\mathcal{E}}{\mathcal{H}\omega}$ est supérieure ou inférieure à la distance qui sépare la plaque de la cathode, l'électron sera intercepté (a) ou reviendra vers la cathode (b), la condition limite est donnée par l'équation suivante où d désigne l'intervalle cathode plaque :

$$\frac{2\mathcal{E}}{\mathcal{H}\omega} = d$$

on en tire : $\omega = \dfrac{2\mathcal{E}}{\mathcal{H}d}$.

Cette dernière relation donne la pulsation caractéristique du magnétron dans

$$\begin{cases} x_1 = \dfrac{\mathcal{E}}{\mathcal{H}}\, t \\ z_1 = \dfrac{\mathcal{E}}{\mathcal{H}\omega} \end{cases}$$

2° : un mouvement circulaire, également uniforme, dans le plan $x\,o\,z$, avec un rayon précisément égal à la hauteur $z_1 = \dfrac{\mathcal{E}}{\mathcal{H}\omega}$:

$$\begin{cases} x_2 = -\dfrac{\mathcal{E}}{\mathcal{H}\omega} \sin \omega t \\ z_2 = -\dfrac{\mathcal{E}}{\mathcal{H}\omega} \cos \omega t \end{cases}$$

La courbe finalement décrite est celle d'un point situé sur la circonférence d'un cercle de rayon $\dfrac{\mathcal{E}}{\mathcal{H}\omega}$ roulant sur l'axe ox.

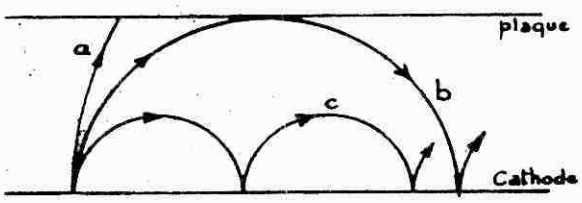


Fig. 267

Cette courbe est une cycloïde, elle est composée d'une suite indéfinie d'arches toutes égales, dont la hauteur est égale au diamètre du cercle c'est-à-dire $\dfrac{2\mathcal{E}}{\mathcal{H}\omega}$ (fig. 267). Suivant que la valeur de la quantité $\dfrac{2\mathcal{E}}{\mathcal{H}\omega}$ est supérieure ou inférieure à la distance qui sépare la plaque de la cathode, l'électron sera intercepté (a) ou reviendra vers la cathode (b), la condition limite est donnée par l'équation suivante où d désigne l'intervalle cathode plaque :

$$\frac{2\mathcal{E}}{\mathcal{H}\omega} = d$$

on en tire : $\omega = \dfrac{2\mathcal{E}}{\mathcal{H}d}$.

Cette dernière relation donne la pulsation caractéristique du magnétron dans

les conditions considérées (H et E) .

265 - Si l'on suppose maintenant que la plaque P a été reliée à un circuit oscillant, et qu'une oscillation, accidentelle ou non, existe dans le système, on peut concevoir que, par suite de leurs trajectoires en forme de cycloïdes, le nombre d'électrons qui atteint la plaque diminue quand le potentiel de cette plaque augmente ou, en d'autres termes, que l'espace plaque cathode présente une résistance négative. Celle-ci peut être suffisante pour entretenir les oscillations dans le circuit oscillant.

Le réglage du tube consiste à ajuster à la valeur convenable, le champ magnétique H et la tension V_p appliquée à l'anode

266 - L'analyse qui précède ne constitue qu'une toute première approximation puisqu'elle ne tient pas compte de la charge d'espace (voir Chap. III - § 21) . D'autre part, on n'utilise pas de magnétrons à électrodes parallèles planes . Mais l'étude qui précède, outre qu'elle donne une idée des trajectoires dans les magnétrons réels, sera utile par la suite (Chap. VII - §).

Magnétrons à anodes fendues .

267 - Le fonctionnement du magnétron est considérablement amélioré si l'on fait usage de magnétrons à anodes fendues . Ceux-ci comportent une plaque coupée en deux parties égales suivant deux génératrices diamétralement opposées du cylindre (fig. 268) .

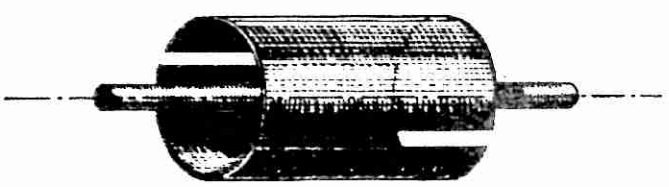


Fig. 268

Les deux demi-plaques ainsi obtenues sont utilisées

symétriquement (voir Chap. III - § 441), par exemple, en association avec une ligne résonnante (fig. 269).

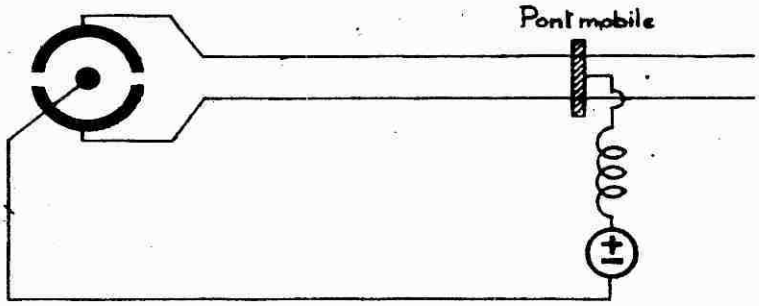


Fig. 269

Dans un tel montage l'oscillation est entretenue non plus par le fait que l'électron atteint ou non la plaque à un moment donné, mais parce qu'il délaisse une demi-plaque pour atteindre l'autre et inversement.

Il suffit que la plaque délaissée soit celle dont le potentiel augmente, pour que l'effet de résistance négative se présente et que l'oscillation s'entretienne. Cette résistance négative, on l'observe d'ailleurs immédiatement si l'on trace les caractéristiques statiques $i_{P_1} = f(v_{P_1})$ et $i_{P_2} = f(v_{P_2})$, à condition de prendre pour v_{P_1} et v_{P_2} des tensions exactement symétriques par rapport à la tension de repos V_p commune pour les deux demi-plaques.

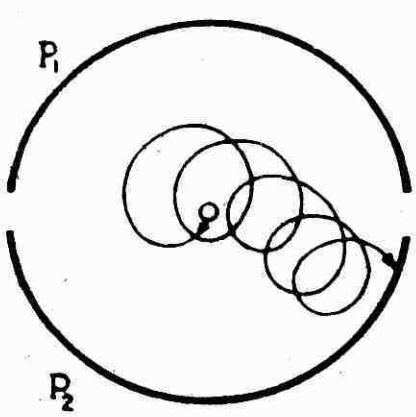


Fig. 270

La fig. 270 donne un aspect de trajectoires relevées sur un magnétron à anode fendue, en oscillation.

On construit aussi des tubes comportant 4 fentes (et davantage) au lieu de 2.

symétriquement (*voir Chap. III - § 441) , par exemple, en association avec une ligne résonnante (fig. 269).

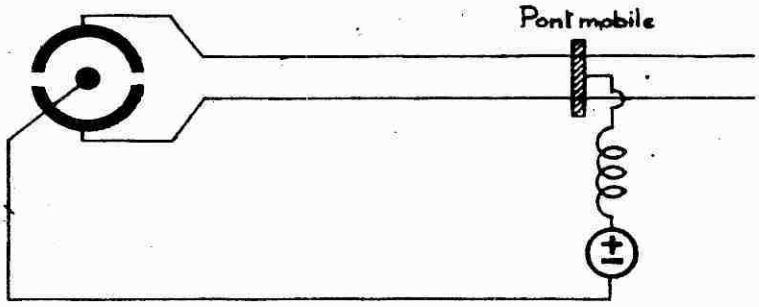


Fig. 269

Dans un tel montage l'oscillation est entretenue non plus par le fait que l'électron atteint ou non la plaque à un moment donné, mais parce qu'il délaisse une demi-plaque pour atteindre l'autre et inversement .

Il suffit que la plaque délaissée soit celle dont le potentiel augmente , pour que l'effet de résistance négative se présente et que l'oscillation s'entretienne . Cette résistance négative , on l'observe d'ailleurs immédiatement si l'on trace les caractéristiques statiques $i_{P_1} = f\left(v_{P1}\right)$ et $i_{P_2} = f\left(v_{P_2}\right)$, à condition de prendre pour v_{P_1} et v_{P_2} des tensions exactement symétriques par rapport à la tension de repos V_p commune pour les deux demi-plaques .

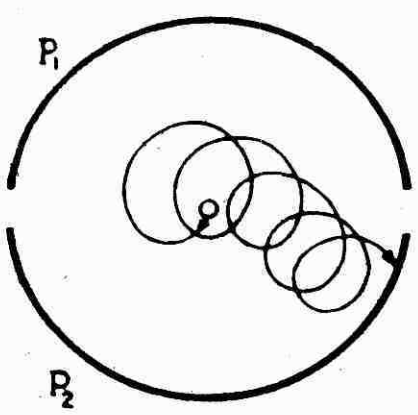


Fig. 270

La fig. 270 donne un aspect de trajectoires relevées sur un magnétron à anode fendue , en oscillation.

On construit aussi des tubes comportant 4 fentes (et davantage) au lieu de 2 .

Magnétrons à cavités résonnantes.

268 – La recherche d'oscillateurs de fréquences de plus en plus élevées a conduit à monter les magnétrons avec des lignes résonnantes de plus en plus courtes. Ces magnétrons ont permis d'engendrer des oscillations de longueurs d'ondes qui approchent du décimètre.

Pour les fréquences supérieures, les lignes doivent être placées par des cavités résonnantes (Chap. II – § 892).

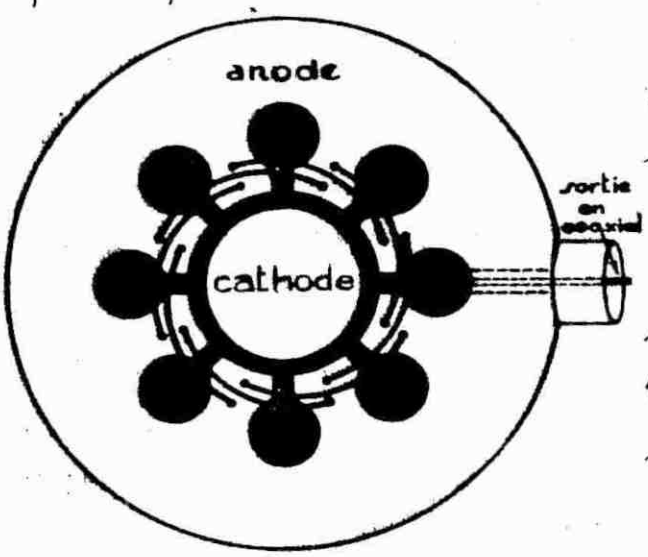


Fig. 271

Simultanément, l'utilisation systématique de ces magnétrons en régime d'impulsions (voir § 351) a permis en réduisant le temps de transit des électrons, d'atteindre des fréquences dépassant 10.000 Mégacycles soit des longueurs d'ondes inférieures à 3 cm.

La fig. 271 représente la coupe d'un magnétron à 8 cavités ayant les caractéristiques suivantes :

Longueur d'onde	:	9 cm.
Tension anodique (crête)	:	15.000 volts.
Intensité anodique (crête)	:	20 Ampères.
Puissance de crête	:	80 à 100 kilowatts.
Durée des impulsions	:	1 microseconde
Fréquence de répétition	:	600 c/s.
Champ magnétique	:	1700 Oersted.
Rendement	:	30% environ.

Les connexions (ou "straps") qui relient, de deux en deux, les bords homologues des cavités résonnantes, sont destinées à obliger ces cavités à vibrer en phase. Cette disposition, désignée sous le nom de

Magnétrons à cavités résonnantes.

268 – La recherche d'oscillateurs de fréquences de plus en plus élevées a conduit à monter les magnétrons avec des lignes résonnantes de plus en plus courtes. Ces magnétrons ont permis d'engendrer des oscillations de longueurs d'ondes qui approchent du décimètre.

Pour les fréquences supérieures, les lignes doivent être placées par des cavités résonnantes (Chap. II – § 892).

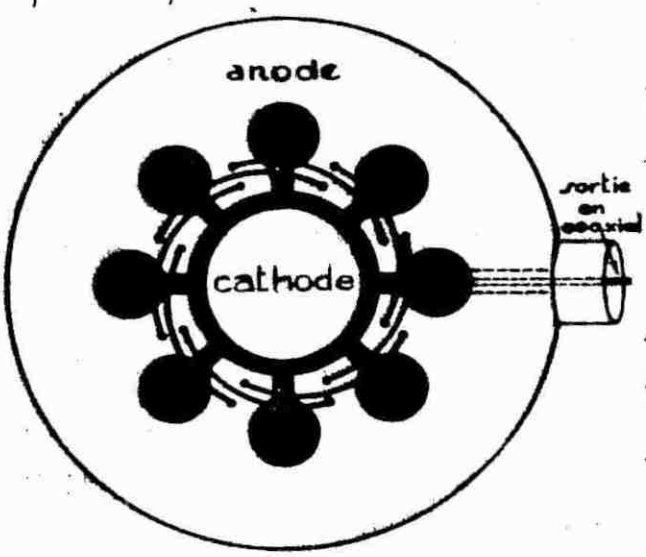


Fig. 271

Simultanément, l'utilisation systématique de ces magnétrons en régime d'impulsions (voir § 351) a permis en réduisant le temps de transit des électrons, d'atteindre des fréquences dépassant 10.000 Mégacycles soit des longueurs d'ondes inférieures à 3 cm.

La fig. 271 représente la coupe d'un magnétron à 8 cavités ayant les caractéristiques suivantes :

Longueur d'onde	:	9 cm.
Tension anodique (crête)	:	15.000 volts.
Intensité anodique (crête)	:	20 Ampères.
Puissance de crête	:	80 à 100 kilowatts.
Durée des impulsions	:	1 microseconde
Fréquence de répétition	:	600 c/s.
Champ magnétique	:	1700 Oersted.
Rendement	:	30% environ.

Les connexions (ou "straps") qui relient, de deux en deux, les bords homologues des cavités résonnantes, sont destinées à obliger ces cavités à vibrer en phase. Cette disposition, désignée sous le nom de

"strapping" donne de la stabilité aux oscillations engendrées par le magnétron en lui imposant de vibrer sur le "mode π", c'est-à-dire avec opposition de phase des oscillations dans deux cavités consécutives. On devra toutefois noter que les phénomènes sont, dans la réalité, plus compliqués que la théorie élémentaire précédente qui a été donnée ci-dessus ne le laisse supposer, car elle ne tient pas compte, non seulement de la charge d'espace (ch.III § 21) mais encore des électrons secondaires qui sont produits par la cathode sous le choc des électrons primaires revenant à cette électrode sous l'action du champ magnétique. Or, cette émission est très intense, et capable, par exemple, de permettre à un tube de continuer à fonctionner après coupure de son courant de chauffage.

"strapping" donne de la stabilité aux oscillations engendrées par le magnétron en lui imposant de vibrer sur le "mode π", c'est-à-dire avec opposition de phase des oscillations dans deux cavités consécutives. On devra toutefois noter que les phénomènes sont, dans la réalité, plus compliqués que la théorie élémentaire précédente qui a été donnée ci-dessus ne le laisse supposer, car elle ne tient pas compte, non seulement de la charge d'espace (ch.III § 21) mais encore des électrons secondaires qui sont produits par la cathode sous le choc des électrons primaires revenant à cette électrode sous l'action du champ magnétique. Or, cette émission est très intense, et capable, par exemple, de permettre à un tube de continuer à fonctionner après coupure de son courant de chauffage.

Tubes à modulation de vitesse.

285 - Comme on l'a vu plus haut, l'effet relais dans le tube à grille de commande cesse d'exister aux très hautes fréquences parce que l'électron, dont la durée de parcours de l'intervalle cathode = plaque est devenue du même ordre de grandeur que la période des oscillations du potentiel de la grille, reste, en somme, encore trop longtemps soumis à l'action de la grille et que celle-ci contrecarre à un instant donné l'effet qu'elle avait produit à l'instant précédent. Il s'en suit, en définitive, que le nombre d'électrons arrivant sur la plaque ne représente plus qu'une valeur moyenne, laquelle est d'autant moins affectée de variation HF que la fréquence est plus élevée.

286 - Pour reculer la limite de l'effet relais du tube électronique, il fallait faire en sorte qu'un électron voyageant entre cathode et plaque ne reste soumis à l'action du potentiel de grille que pendant une faible partie seulement de la durée du trajet total. Il fallait pour cela que l'action du potentiel HF de grille ne s'exerce que sur une courte fraction de la distance totale parcourue et seulement en des points où les électrons possèdent une grande vitesse.

287 - Un tel mode d'action peut être obtenu en appliquant la tension HF entre deux grilles g_1 et g_2 très rapprochées l'une de l'autre, et disposées sur le trajet des électrons, comme l'indique la fig. 285. La première grille g_1

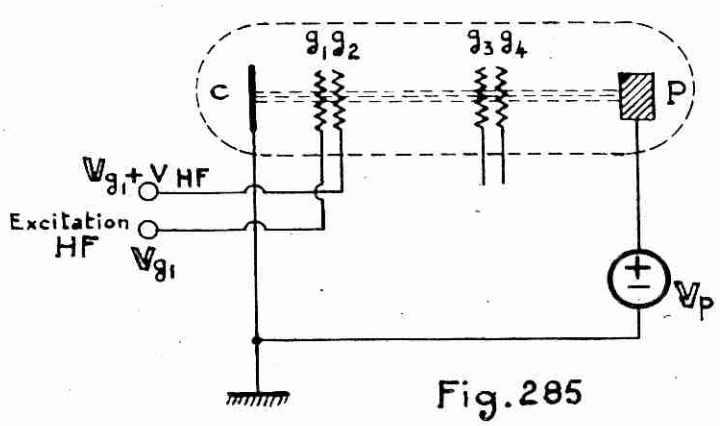


Fig. 285

portée à un potentiel V_{g_1} par rapport à la cathode est traversée par les électrons animés de la vitesse v_0. Suivant que la deuxième grille g_2 est positive ou négative par rapport à g_1, le champ électrique entre g_1 et g_2 est accélérateur ou retardateur ; les électrons, accélérés ou retardés selon le cas, sortent donc de la grille g_2 avec une vitesse v' différente de v. En d'autres termes leur vitesse est modulée au rythme de l'excitation HF. A l'époque t cette vitesse est donnée par la relation :

$$v = v_0 \left(1 + k \sin \omega t\right).$$

Pour simplifier nous supposerons qu'il n'existe aucun champ accélérateur entre les grilles g_1 g_2 et la plaque qui d'ailleurs est située beaucoup plus loin ($V_p = V_{g_1}$). Dans cet intervalle grilles = plaque, les électrons vont donc (en première approximation, tout au moins) conserver la vitesse v qu'ils ont à la sortie des électrodes de modulation. Selon l'instant où ils auront traversé l'intervalle $g_1 g_2$ les électrons seront ou <u>plus rapides</u> ou <u>plus lents</u>. Les premiers auront tendance, d'une part, à rattraper les électrons partis avant eux mais animés d'une vitesse moindre, et, d'autre part, à se laisser rejoindre par ceux qui partiront après ; mais avec des vitesses plus grandes. Les suivants se comporteront de la façon inverse. On se rend compte de ce qui se passe en traçant les graphiques de marche des différents électrons (fig. 286). Dans ces graphiques les distances ont été portées en abscisses et les temps en ordonnées. Il est visible que, dès qu'on s'éloigne des grilles de modulation, la densité électronique devient variable aussi bien :

- à un <u>instant donné</u>, tout au long de l'intervalle grille - plaque.

portée à un potentiel V_{g_1} par rapport à la cathode est traversée par les électrons animés de la vitesse v_0. Suivant que la deuxième grille g_2 est positive ou négative par rapport à g_1, le champ électrique entre g_1 et g_2 est accélérateur ou retardateur ; les électrons, accélérés ou retardés selon le cas, sortent donc de la grille g_2 avec une vitesse v' différente de v. En d'autres termes leur vitesse est modulée au rythme de l'excitation HF. A l'époque t cette vitesse est donnée par la relation :

$$v = v_0 \left(1 + k \sin \omega t\right).$$

Pour simplifier nous supposerons qu'il n'existe aucun champ accélérateur entre les grilles g_1 g_2 et la plaque qui d'ailleurs est située beaucoup plus loin ($V_p = V_{g_1}$). Dans cet intervalle grilles = plaque, les électrons vont donc (en première approximation, tout au moins) conserver la vitesse v qu'ils ont à la sortie des électrodes de modulation. Selon l'instant où ils auront traversé l'intervalle $g_1 g_2$ les électrons seront ou <u>plus rapides</u> ou <u>plus lents</u>. Les premiers auront tendance, d'une part, à rattraper les électrons partis avant eux mais animés d'une vitesse moindre, et, d'autre part, à se laisser rejoindre par ceux qui partiront après ; mais avec des vitesses plus grandes. Les suivants se comporteront de la façon inverse. On se rend compte de ce qui se passe en traçant les graphiques de marche des différents électrons (fig. 286). Dans ces graphiques les distances ont été portées en abscisses et les temps en ordonnées. Il est visible que, dès qu'on s'éloigne des grilles de modulation, la densité électronique devient variable aussi bien :

- à un <u>instant donné</u>, tout au long de l'intervalle grille - plaque.

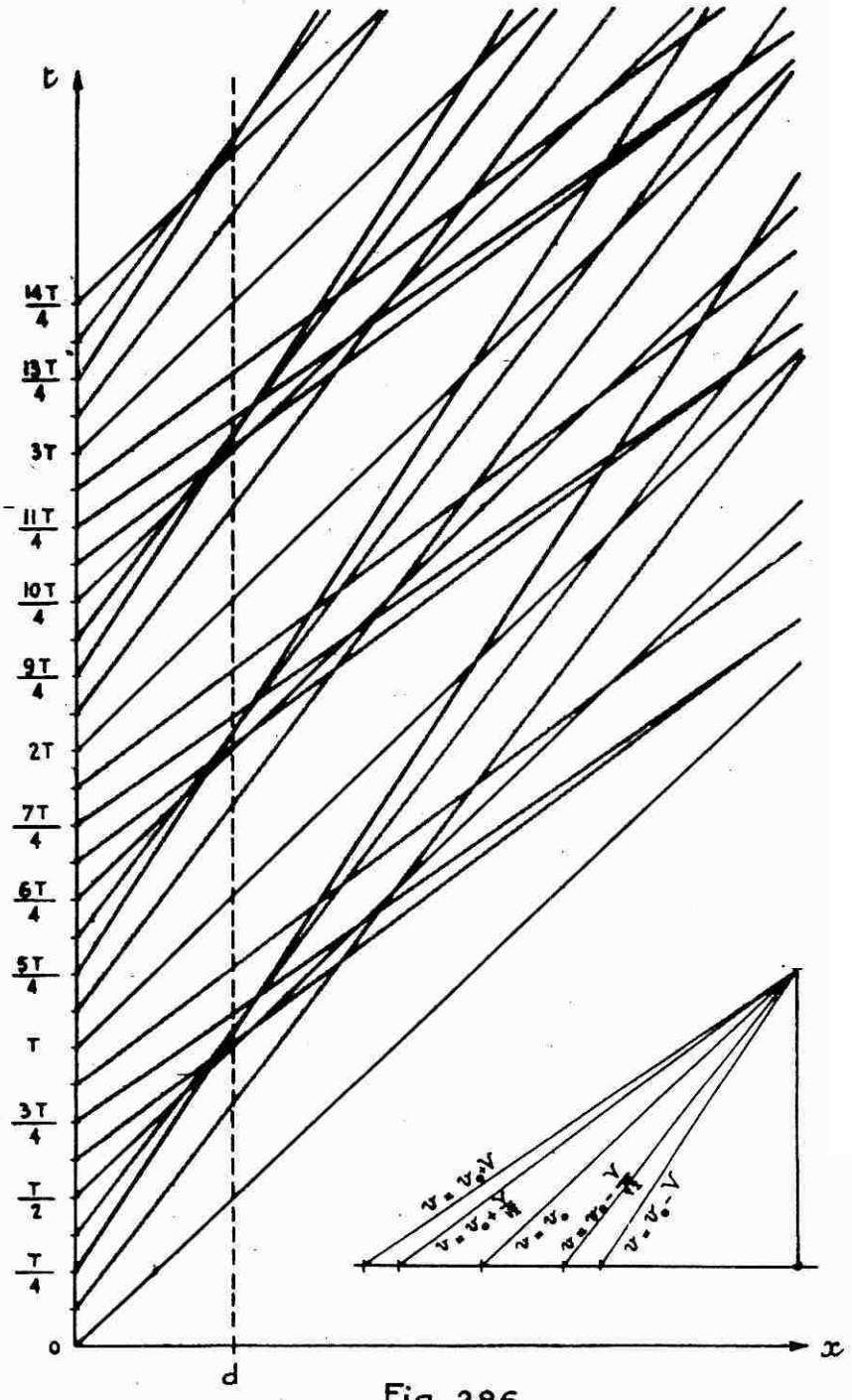

t
14T/4
13T/4
3T
11T/4
10T/4
9T/4
2T
7T/4
6T/4
5T/4
T
3T/4
T/2
T/4
0
d
x
v = v₀+V
v = v₀+V/2
v = v₀
v = v₀-V/2
v = v₀-V

Fig. 286

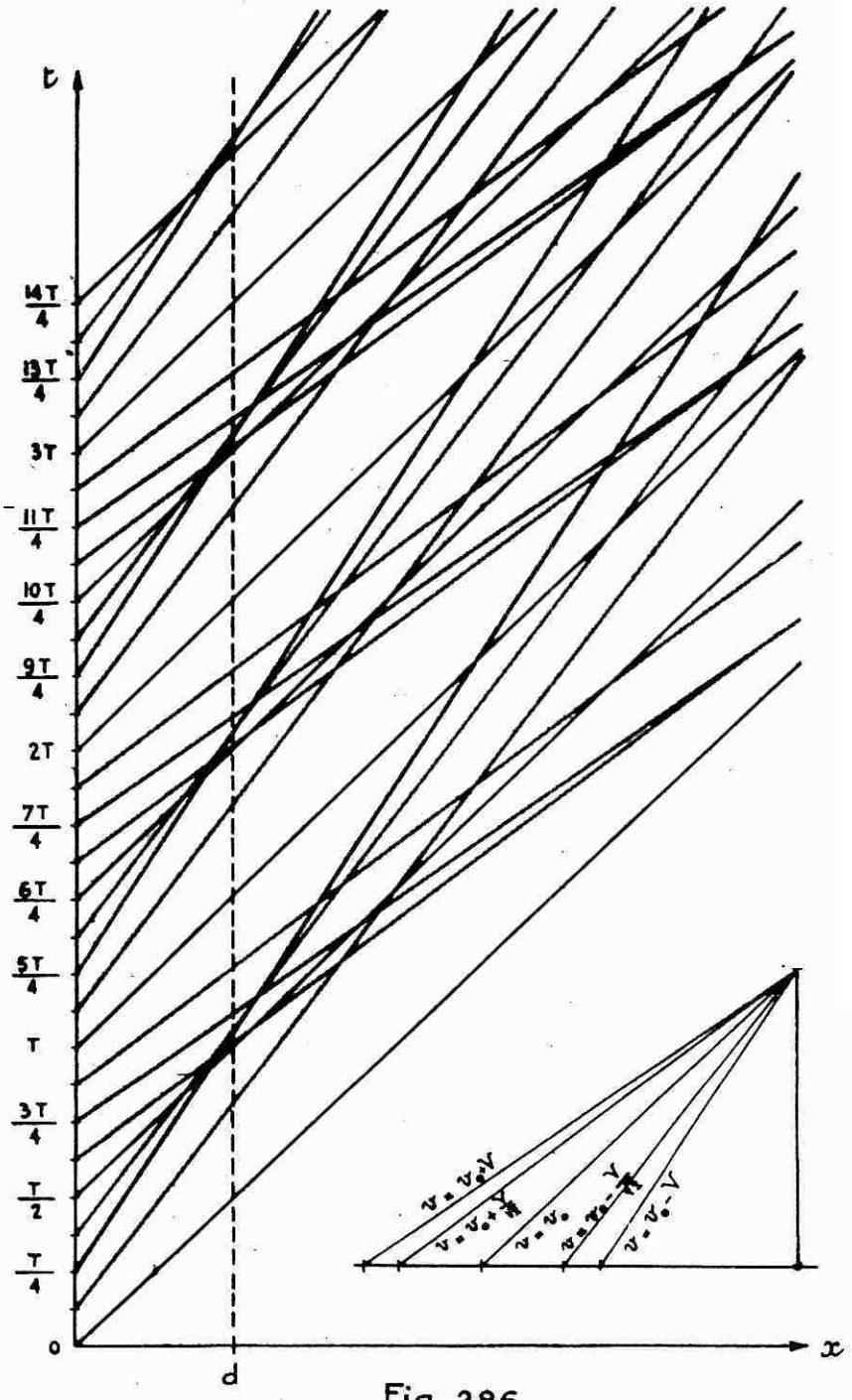

t
14T/4
13T/4
3T
11T/4
10T/4
9T/4
2T
7T/4
6T/4
5T/4
T
3T/4
T/2
T/4
0
d
x
v = v₀+V
v = v₀+V/2
v = v₀
v = v₀-V/2
v = v₀-V

Fig. 286

- qu'en un point donné de l'intervalle grilles - plaque, en fonction du temps.

En d'autres termes la modulation de vitesse a donné naissance à une modulation de la densité électronique, ou de la charge d'espace aux différents points de l'espace grilles - plaque.

288 - Or cette charge d'espace variable est capable de produire, par simple induction électrostatique, une différence de potentiel de même fréquence. Il suffira, pour obtenir cette différence de potentiel, de placer deux nouvelles grilles g_3 et g_4 sur le trajet électronique, à une distance d des grilles où la modulation de la charge d'espace est la plus profonde.

Ce qui est remarquable, c'est, comme le montrent le calcul et l'expérience, que l'énergie HF recueillie de cette façon, peut, dans certaines conditions, être notablement plus grande que celle qui est consommée pour exciter les grilles de modulation g_1 et g_2. On a donc retrouvé un nouvel effet de relais, lequel est, cette fois, non seulement inaltéré par la durée de trajet des électrons entre les électrodes, mais au contraire qui met à profit cette durée pour résoudre le problème posé.

En couplant les grilles 3 et 4 aux grilles 1 et 2 on peut réaliser des auto-oscillateurs susceptibles d'entretenir des oscillations de quelques centimètres de longueurs d'onde, avec une puissance notable.

289 - Les circuits utilisés normalement avec ces dispositifs pour obtenir des ondes ultra-courtes sont des circuits en coquilles (Voir Chap. II § 892) ceux ci sont percés suivant leur axe de révolution d'un orifice à travers lequel est dirigé le faisceau d'électrons. La modulation de la vitesse se produit dans l'intervalle qui sépare les deux armatures du condensateur du circuit oscillant (fig. 287) tandis

- qu'en un point donné de l'intervalle grilles - plaque, en fonction du temps.

En d'autres termes la modulation de vitesse a donné naissance à une modulation de la densité électronique, ou de la charge d'espace aux différents points de l'espace grilles - plaque.

288 - Or cette charge d'espace variable est capable de produire, par simple induction électrostatique, une différence de potentiel de même fréquence. Il suffira, pour obtenir cette différence de potentiel, de placer deux nouvelles grilles g_3 et g_4 sur le trajet électronique, à une distance d des grilles où la modulation de la charge d'espace est la plus profonde.

Ce qui est remarquable, c'est, comme le montrent le calcul et l'expérience, que l'énergie HF recueillie de cette façon, peut, dans certaines conditions, être notablement plus grande que celle qui est consommée pour exciter les grilles de modulation g_1 et g_2. On a donc retrouvé un nouvel effet de relais, lequel est, cette fois, non seulement inaltéré par la durée de trajet des électrons entre les électrodes, mais au contraire qui met à profit cette durée pour résoudre le problème posé.

En couplant les grilles 3 et 4 aux grilles 1 et 2 on peut réaliser des auto-oscillateurs susceptibles d'entretenir des oscillations de quelques centimètres de longueurs d'onde, avec une puissance notable.

289 - Les circuits utilisés normalement avec ces dispositifs pour obtenir des ondes ultra-courtes sont des circuits en coquilles (Voir Chap. II § 892) ceux ci sont percés suivant leur axe de révolution d'un orifice à travers lequel est dirigé le faisceau d'électrons. La modulation de la vitesse se produit dans l'intervalle qui sépare les deux armatures du condensateur du circuit oscillant (fig. 287) tandis

qu'un dispositif exactement semblable constitue le système récepteur d'énergie g_3 g_4 .

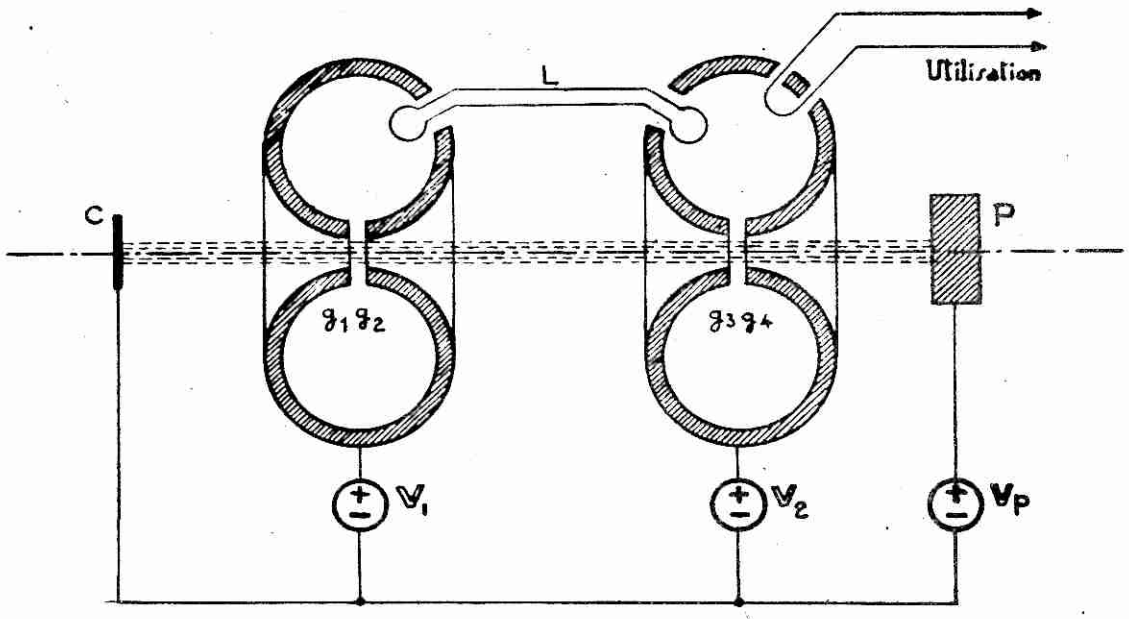


Fig.287

Le couplage entre les deux circuits coquilles est réalisé au moyen de deux petites boucles B_1 et B_2 disposées à l'intérieur des coquilles et reliées entre elles par une ligne de longueur déterminée en fonction de la différence de phase nécessaire . Ces oscillateurs sont désignés sous le nom de " Clystrons " .

Clystrons réflexes.

290 - Au lieu de deux paires de grilles traversées l'une après l'autre par le faisceau d'électrons se propageant rectilignement de la cathode C à l'anode P, on peut très bien ne monter qu'un seul circuit, ou cavité oscillante et une seule paire d'électrodes traversée deux fois par le pinceau électronique (fig. 288).

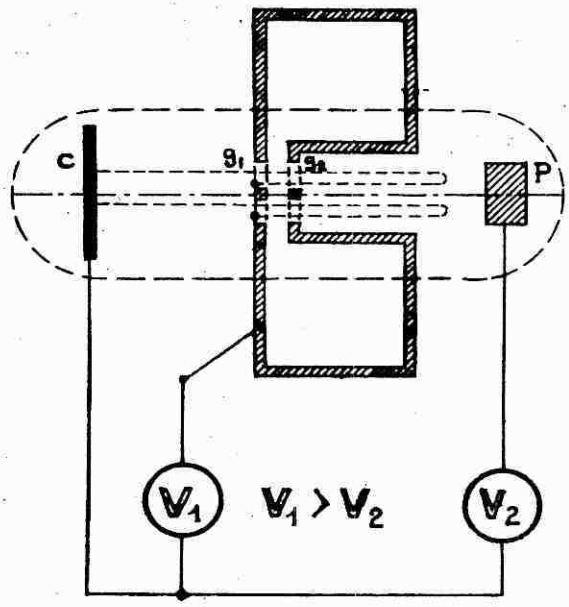


Fig.288

Les électrons venant de la cathode et ayant traversé la paire de grilles $g_1 g_2$ sont renvoyés vers ces dernières électrodes par une plaque P portée à un potentiel inférieur à celui de $g_1 g_2$. Ils traversent de nouveau l'intervalle $g_2 g_1$ avant d'être finalement absorbés par la grille g_1. La même paire de grilles $g_1 g_2$ joue à la fois le rôle d'électrodes modulatrices et de réceptrices. Les tubes de ce type sont désignés sous le nom de " Clystrons réflexes ".

Clystrons réflexes .

290 - Au lieu de deux paires de grilles traversées l'une après l'autre par le faisceau d'électrons se propageant rectilignement de la cathode C à l'anode P, on peut très bien ne monter qu'un seul circuit, ou cavité oscillante et une seule paire d'électrodes traversée deux fois par le pinceau électronique (fig. 288).

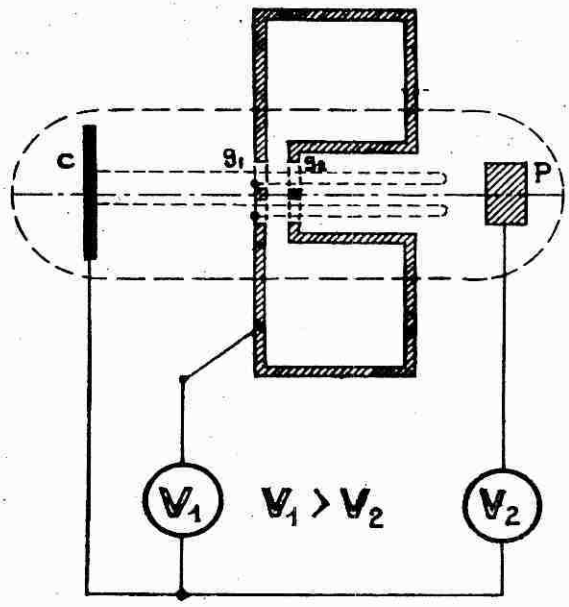


Fig.288

Les électrons venant de la cathode et ayant traversé la paire de grilles $g_1 g_2$ sont renvoyés vers ces dernières électrodes par une plaque P portée à un potentiel inférieur à celui de $g_1 g_2$. Ils traversent de nouveau l'intervalle $g_2 g_1$ avant d'être finalement absorbés par la grille g_1. La même paire de grilles $g_1 g_2$ joue à la fois le rôle d'électrodes modulatrices et de réceptrices. Les tubes de ce type sont désignés sous le nom de " Clystrons réflexes ".

Les émetteurs à modulation de fréquence.

La modulation de fréquence.

311 - Considérons le courant sinusoïdal $i = I \sin \theta$, où l'angle de phase θ est, non plus la fonction linéaire du temps $\omega_0 t + \varphi$, mais une fonction quelconque $\theta(t)$. L'expression $i = I \sin [\theta(t)]$ représente l'expression d'un courant sinusoïdal à fréquence variable.

A l'époque la pulsation "instantanée" est donnée par la dérivée de l'angle θ par rapport au temps :

$$\omega = \frac{d\theta}{dt}.$$

Dans le cas particulier du courant sinusoïdal pur $i = I \sin (\omega_0 t + \varphi)$ cette dérivée est constante et égale à la pulsation ω_0.

Inversement si l'on définit les variations du courant i par la valeur de sa pulsation $\omega = \omega(t)$ en fonction du temps, l'angle de phase $\theta(t)$ est donné par l'intégrale :

$$\theta = \int \omega \, dt$$

Dans le cas particulier du courant sinusoïdal pur, on retrouve évidemment la relation linéaire :

$$\theta = \int \omega_0 \, dt = \omega_0 t + \varphi.$$

En mettant en évidence la déviation instantanée $\Delta\omega(t)$ de la pulsation $\omega(t)$ par rapport à une pulsation fixe ω_0 :

$$\omega(t) = \omega_0 + \Delta\omega(t),$$

l'expression du courant i à l'époque t est donnée par l'expression :

$$i = I \sin \left[\omega_0 t + \int \Delta\omega(t) \, dt\right].$$

Les émetteurs à modulation de fréquence .

La modulation de fréquence .

311 - Considérons le courant sinusoïdal $i = I \sin \theta$, où l'angle de phase θ est, non plus la fonction linéaire du temps $\omega_0 t + \varphi$, mais une fonction quelconque $\theta(t)$. L'expression $i = I \sin [\theta(t)]$ représente l'expression d'un courant sinusoïdal à fréquence variable .

A l'époque la pulsation " instantanée " est donnée par la dérivée de l'angle θ par rapport au temps :

$$\omega = \frac{d\theta}{dt} .$$

Dans le cas particulier du courant sinusoïdal pur $i = I \sin (\omega_0 t + \varphi)$ cette dérivée est constante et égale à la pulsation ω_0 .

Inversement si l'on définit les variations du courant i par la valeur de sa pulsation $\omega = \omega(t)$ en fonction du temps, l'angle de phase $\theta(t)$ est donné par l'intégrale :

$$\theta = \int \omega \, dt$$

Dans le cas particulier du courant sinusoïdal pur, on retrouve évidemment la relation linéaire :

$$\theta = \int \omega_0 \, dt = \omega_0 t + \varphi .$$

En mettant en évidence la déviation instantanée $\Delta\omega(t)$ de la pulsation $\omega(t)$ par rapport à une pulsation fixe ω_0 :

$$\omega(t) = \omega_0 + \Delta\omega(t) ,$$

l'expression du courant i à l'époque t est donnée par l'expression :

$$i = I \sin \left[\omega_0 t + \int \Delta\omega(t) \, dt \right] .$$

La déviation instantanée $\Delta\omega(t)$ se met généralement sous la forme :

$$\Delta\omega(t) = \beta\,\sigma(t) \ ,$$

où β représente la valeur absolue maximum de la déviation de fréquence et $\sigma(t)$ une fonction dont la valeur absolue maximum est égale à l'unité.

Le courant $i(t)$ s'écrit donc encore :

$$i = I \sin\left[\omega_0 t + \beta \int \sigma(t)\,dt\right] ,$$

c'est l'expression générale d'un courant sinusoïdal de pulsation ω_0, modulé en fréquence.

Cas d'une modulation sinusoïdale.

312 - La modulation de fréquence est dite sinusoïdale lorsque la fonction $\sigma(t)$ se confond avec la fonction sinusoïdale : $\sigma(t) = \cos \Omega t$.

La pulsation instantanée du courant i a alors pour valeur :

$$\omega = \omega_0 + \beta \cos \Omega t$$

et l'angle de phase θ à l'époque t est alors :

$$\theta = \omega_0 t + \beta \int \cos \Omega t\,dt$$

$$= \omega_0 t + \frac{\beta}{\Omega} \sin \Omega t + \varphi \ .$$

Un choix convenable de l'origine des temps permet d'annuler la constante d'intégration φ et d'écrire :

$$\theta = \omega_0 + \frac{\beta}{\Omega} \sin \Omega t$$

On a alors pour le courant i à l'époque t, l'expression :

La déviation instantanée $\Delta\omega(t)$ se met généralement sous la forme :

$$\Delta\omega(t) = \beta\,\sigma(t) \ ,$$

où β représente la valeur absolue maximum de la déviation de fréquence et $\sigma(t)$ une fonction dont la valeur absolue maximum est égale à l'unité.

Le courant $i(t)$ s'écrit donc encore :

$$i = I \sin\left[\omega_0 t + \beta \int \sigma(t)\,dt\right] ,$$

c'est l'expression générale d'un courant sinusoïdal de pulsation ω_0, modulé en fréquence.

Cas d'une modulation sinusoïdale.

312 - La modulation de fréquence est dite sinusoïdale lorsque la fonction $\sigma(t)$ se confond avec la fonction sinusoïdale : $\sigma(t) = \cos \Omega t$.

La pulsation instantanée du courant i a alors pour valeur :

$$\omega = \omega_0 + \beta \cos \Omega t$$

et l'angle de phase θ à l'époque t est alors :

$$\theta = \omega_0 t + \beta \int \cos \Omega t\,dt$$

$$= \omega_0 t + \frac{\beta}{\Omega} \sin \Omega t + \varphi \ .$$

Un choix convenable de l'origine des temps permet d'annuler la constante d'intégration φ et d'écrire :

$$\theta = \omega_0 + \frac{\beta}{\Omega} \sin \Omega t$$

On a alors pour le courant i à l'époque t, l'expression :

$$i = I \sin \left[\omega_0 t + \frac{\beta}{\Omega} \sin \Omega t \right] .$$

On voit que le résultat est le même que si l'on avait fait subir au courant sinusoïdal :

$$i = I \sin \left(\omega_0 t + \varphi \right)$$

une <u>modulation de phase</u>

$$\varphi = \frac{\beta}{\Omega} \sin \Omega t$$

La modulation de fréquence se ramène donc à une modulation de phase et réciproquement la dérivée $\frac{d\varphi}{dt}$ donne la pulsation instantanée dans la modulation de $\varphi = \varphi(t)$. Il n'y a pas de différence essentielle entre la modulation de fréquence et la modulation de phase puisque les fonctions $\varphi(t)$ ou $\omega(t)$ qui nous intéressent admettent toujours des dérivées ou des intégrales.

La pulsation ω_0 est la <u>pulsation centrale</u> du courant :

$$i = I \sin \left[\omega_0 t + \frac{\beta}{\Omega} \sin \Omega t \right]$$

Lorsque la modulation est infiniment lente par rapport à la fréquence ($\Omega \ll \omega_0$), le courant i peut être regardé comme un courant sinusoidal pur dont la pulsation $\omega_0 + \beta \cos \Omega t$ prend successivement toutes les valeurs comprises entre les pulsations extrêmes $\omega_0 + \beta$ et $\omega_0 - \beta$, symétriques par rapport à la pulsation <u>centrale</u> ω_0 .

313 - Le rapport $\frac{\beta}{\omega_0}$ qui correspond, dans la modulation d'amplitude, à la <u>profondeur</u> ou au <u>taux</u> de modulation, est toujours extrêmement faible dans le cas de la modulation de fréquence. On est évidemment déjà assuré que les spectres de pulsations

du courant modulé $i = I \sin \left[\omega_0 t + \frac{\beta}{\Omega} \sin \Omega t \right]$ contient au moins la bande de largeur 2β encadrant la pulsation ω_0 ; on verra plus loin (§ 315) que le spectre réel s'étend, en réalité, bien au-delà de cette bande. C'est pourquoi on s'efforce de réduire la déviation maximum 2β à la valeur strictement nécessaire pour assurer les buts poursuivis (téléphonie ou transmissions de signaux). On utilisera, par exemple, des déviations maxima de 50 ou 100 kilocycles de part et d'autre de la fréquence centrale, lorsque celle-ci est de l'ordre de 30 mégacycles ; le rapport $\frac{\beta}{\omega_0}$ est alors de l'ordre de 2 à 3 ‰ .

En pratique le rapport $\frac{\beta}{\omega_0}$ n'intervient pas dans la théorie de la modulation de fréquence :

314 - Par contre, le rapport, sans dimensions également, $\xi = \frac{\beta}{\Omega}$, joue un grand rôle dans la théorie de la modulation de fréquence ; on le désigne sous le nom d'<u>indice de modulation</u>. C'est le rapport de la déviation maximum de fréquence à la fréquence de la modulation. Cet indice est toujours plus grand que l'unité. Pour une déviation maxima donnée, il dépend de la fréquence de la modulation, et il est d'autant moins élevé que la modulation est plus rapide. Il est donc variable dans le cas d'une modulation complexe (téléphonie, par exemple) ; pratiquement sa valeur maximum peut ne pas descendre au dessous de 5 ou 10.

<u>Spectre d'un courant sinusoïdal modulé en fréquence</u>.

315 - Lorsque la modulation ne peut plus être considérée comme infiniment lente (on verra plus loin les limites dans lesquelles cette hypothèse peut être admise), l'analyse du courant modulé :

$$i = I \sin \left[\omega_0 t + \frac{\beta}{\Omega} \sin \Omega t \right]$$

révèle l'existence dans ce courant de composantes sinusoïdales de fréquences très diverses, constituant un spectre qui s'étend bien au-delà de la bande balayée par la pulsation instantanée $\omega = \omega_0 + \beta \cos \Omega t$.

En effet, décomposons le sinus de la somme $\left(\omega_0 t + \frac{\beta}{\Omega} \sin \Omega t\right)$, il vient :

$$i = I \left[\sin \omega_0 t \cos \left(\frac{\beta}{\Omega} \sin \Omega t\right) + \cos \omega_0 t \sin \left(\frac{\beta}{\Omega} \sin \Omega t\right)\right]$$

Or on démontre que le développement des fonctions $\cos (x \sin \varphi)$ et $\sin (x \sin \varphi)$ était donné par les expressions suivantes :

$$\cos (x \sin \varphi) = J_0 (x) + 2 J_2 (x) \cos 2\varphi + \cdots$$
$$\sin (x \sin \varphi) = 2 J_1 (x) + 2 J_3 (x) \sin 3\varphi + \cdots ,$$

où $J_0 (x)$, $J_1 (x)$, ... $J_n (x)$ sont les fonctions de BESSEL de première espèce d'ordre $0, 1, 2, \ldots, n$ de la variable x (Ch. I_a § 251)

On a donc :

$$i = I \left\{ \begin{array}{l} J_0 \left(\frac{\beta}{\Omega}\right) \sin \omega_0 t + J_1 \left(\frac{\beta}{\Omega}\right) \left[2 \sin \Omega t \cos \omega_0 t \right] \\ \qquad + J_2 \left(\frac{\beta}{\Omega}\right) \left[2 \cos 2\Omega t \sin \omega_0 t \right] \\ \qquad + J_3 \left(\frac{\beta}{\Omega}\right) \left[2 \sin 3\Omega t \cos \omega_0 t \right] \\ \qquad + \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \end{array} \right\},$$

ou bien encore :

$$i = I \left\{ J_0\left(\frac{\beta}{\Omega}\right) + J_1\left(\frac{\beta}{\Omega}\right)\left[-\sin(\omega_0 - \Omega)t + \sin(\omega_0 + \Omega)t\right] + J_2\left(\frac{\beta}{\Omega}\right)\left[+\sin(\omega_0 - 2\Omega)t + \sin(\omega_0 + 2\Omega)t\right] + J_3\left(\frac{\beta}{\Omega}\right)\left[-\sin(\omega_0 - 3\Omega)t + \sin(\omega_0 + 3\Omega)t\right] + \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\right\}.$$

316 – On voit que le spectre du courant i est un spectre de raies, symétrique par rapport à la pulsation centrale ω_0 et qui s'étend théoriquement de zéro à l'infini. Ces raies sont équidistantes et leur espacement est égal à Ω.

La raie centrale, ou porteuse, a pour intensité :

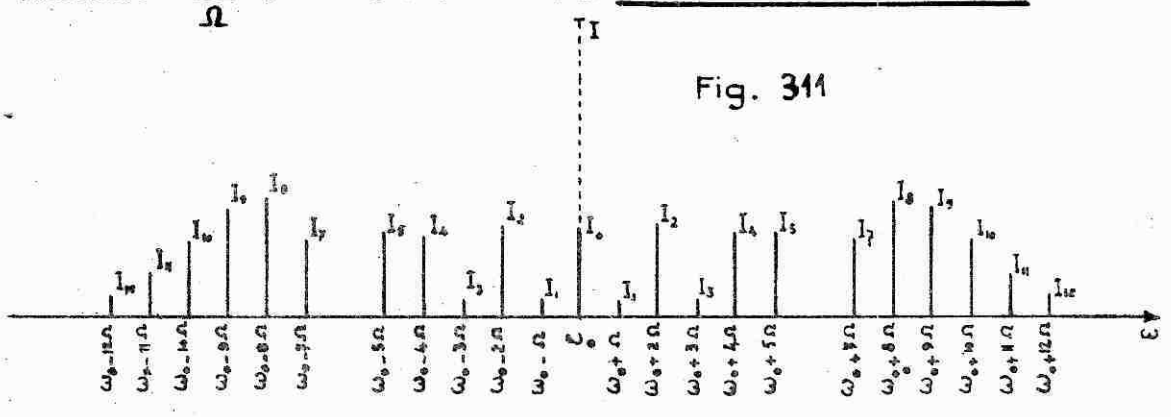
$$I_0 = I\, J_0\left(\frac{\beta}{\Omega}\right).$$

Quant aux raies latérales successives, elles ont les intensités suivantes :

$$I_1 = I\, J_1\left(\frac{\beta}{\Omega}\right),\quad I_2 = I\, J_2\left(\frac{\beta}{\Omega}\right),\quad I_3 = I\, J_3\left(\frac{\beta}{\Omega}\right),\quad \ldots,\quad I_n = I\, J_n\left(\frac{\beta}{\Omega}\right), \text{ etc.}$$

Ces amplitudes finissent par décroître et par devenir négligeables à partir d'un certain rang n qui dépend d'ailleurs de la variable $\frac{\beta}{\Omega}$ c'est-à-dire de <u>l'indice de modulation</u>.

Fig. 311



La fig. 311 représente le spectre d'un courant modulé en fréquence avec un indice de modulation de 10 .

317 - Le tableau ci-dessous donne les intensités des différentes raies, jusqu'à la douzième de part et d'autre de la porteuse, pour des valeurs de l'indice de modulation $\xi = \frac{\beta}{\Omega}$ variant de 1 à 10 . Ces intensités sont exprimées en centièmes de l'amplitude totale I , et on a tenu pour négligeables toutes les amplitudes inférieures à 5 % de I .

Indice de modulation $\xi = \frac{\beta}{\Omega}$	Intensité des raies												
	ω_0	$\omega_0 \pm \Omega$	$\omega_0 \pm 2\Omega$	$\omega_0 \pm 3\Omega$	$\omega_0 \pm 4\Omega$	$\omega_0 \pm 5\Omega$	$\omega_0 \pm 6\Omega$	$\omega_0 \pm 7\Omega$	$\omega_0 \pm 8\Omega$	$\omega_0 \pm 9\Omega$	$\omega_0 \pm 10\Omega$	$\omega_0 \pm 11\Omega$	$\omega_0 \pm 12\Omega$
1	76	44	11										
2	22	57	35	12									
3	26	33	48	31	13	4							
4	40	6	36	43	28	13	5						
5	18	32	5	36	39	26	13	5					
6	15	27	24	11	35	36	24	12	6				
7	30	0	30	16	15	35	34	24	13	6			
8	17	23	11	29	10	18	34	32	22	13	4		
9	9	24	14	18	26	5	20	32	30	21	12	6	
10	24	4	25	5	22	23	0	21	32	29	20	12	6

318 - L'examen de ce tableau montre que, pour certains indices de modulation, des raies peuvent disparaître à l'intérieur du spectre.

Les tables de fonctions de Bessel montrent, en particulier, qu'on a la disparition :

- de la porteuse ω_0, pour $\frac{\beta}{\Omega} = 2,4$, 5,5 et 8,7 .
- des raies $\omega_0 \pm \Omega$ " " = 3,9 et 7 .
- " $\omega_0 \pm 2\Omega$ " " = 5,2 et 8,5 .
- " $\omega_0 \pm 3\Omega$ " " = 6,4 et 9,8 .
- " $\omega_0 \pm 4\Omega$ " " = 7,6 .
- " $\omega_0 \pm 5\Omega$ " " = 8,8 .
- " $\omega_0 \pm 6\Omega$ " " = 10 .

Procédés employés pour réaliser la modulation de fréquence.

321 - La méthode normale consiste à faire varier, au rythme de la modulation, la réactance du circuit oscillant du pilote, toutes précautions étant prises par ailleurs pour assurer simultanément la constance de la pulsation ω_0 de l'onde porteuse, c'est-à-dire la pulsation centrale de l'émetteur.

Ces variations de réactance peuvent être obtenues par différents procédés.

Modulation par "lampe à réactance".

322 - La fig. 321 donne le schéma de montage de la lampe à réactance. Cette lampe modulatrice est la pentode P dont l'intervalle cathode - plaque est placé en dérivation sur le circuit oscillant LC du pilote, et dont la grille est alimentée par une tension HF en quadrature avec la tension V_p existant aux bornes du même circuit oscillant.

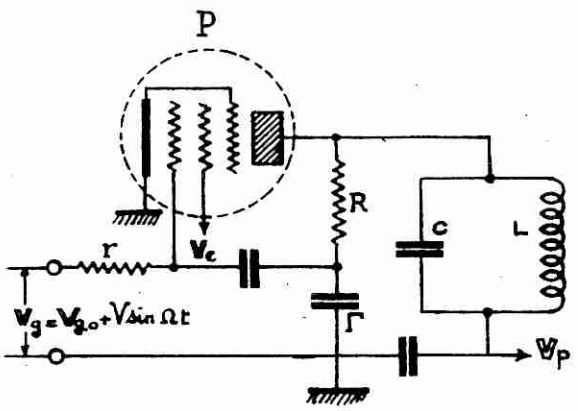


Fig. 321

Cette tension déphasée est simplement prise aux bornes de la capacité Γ du pont déphaseur (constitué par la résistance R et ladite capacité Γ) en dérivation sur le circuit oscillant. Les valeurs de Γ et R sont choisies de telle façon que l'on ait $\frac{1}{\Gamma\omega} \ll R$; dans ces conditions, le courant I qui circule dans le pont est en phase avec la tension V_p à ses bornes, et la tension V_g, aux bornes de Γ est

déphasée de $\frac{\pi}{2}$ en arrière sur le courant J et par conséquent sur la tension V_p. Comme, d'autre part, la résistance interne du tube est grande vis-à-vis de l'impédance de charge de plaque, le courant J_p débité par la lampe est en phase avec la tension de grille V_g. J_p est donc finalement décalé de $\frac{\pi}{2}$ en arrière sur V_p. En d'autres termes l'intervalle cathode plaque se comporte comme une <u>inductance</u>. Il est aisé de voir que cette inductance dépend de la <u>pente</u> de la lampe. En effet on a :

$$J_p = s\, V_g$$

$$\text{et} \quad V_g = \frac{J}{j r \omega} = \frac{V_p}{j r R \omega}$$

$$\text{donc} \quad V_p = j \frac{R r \omega}{s} J_p .$$

$$\text{ou, en modules :} \quad V_p = \frac{R r \omega}{s} I_p .$$

La <u>réactance</u> équivalente à la lampe est <u>inversement proportionnelle</u> <u>à la pente</u> de cette lampe. Elle varie donc avec la polarisation V_g de cette même lampe.

Comme cette <u>réactance</u> est en dérivation sur la self du circuit oscillant $L C$, il suffira d'appliquer la tension de modulation à la grille de commande de la lampe à réactance pour obtenir la modulation de fréquence cherchée.

En pratique, cette tension sera intercalée en série avec la résistance de fuite (ou de protection) de grille r.

Variante du montage .

323 - Dans le montage précédent la lampe se comporte comme une réactance positive (self) . Il suffit d'une inversion de la phase de la tension HF transmise à la grille de la lampe , pour que l'espace cathode = plaque de la même lampe se comporte comme une réactance négative , c'est-à-dire comme une capacité . Cette inversion de phase s'obtient aisément avec un circuit oscillant LC dont le point milieu est à la terre (fig. 322).

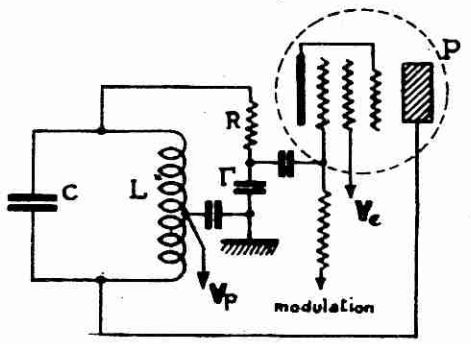


Fig. 322

Une des extrémités du circuit est reliée à la plaque de la lampe modulatrice , tandis que l'autre alimente le pont déphaseur .

Modulation par la capacité d'entrée d'une lampe .

324 - On a vu au Chap. III (§ 350) que l'admittance d'entrée d'une triode amplificatrice fournissant une amplification $a = A + jA'$ et possédant une capacité grille = plaque égale à C_{gp} est équivalente à une résistance R' en dérivation avec une capacité C' :

$$R' = -\frac{1}{C_{gp} A' \omega}$$

$$C' = C_{gp} (1 + A)$$

On peut donc moduler cette capacité C' en agissant sur l'amplification A . Il suffit de brancher l'intervalle grille = cathode de la lampe L (fig. 323) en dérivation sur une fraction plus ou moins grande de la self du circuit oscillant pilote , pour réaliser la modulation

de la fréquence obtenue .

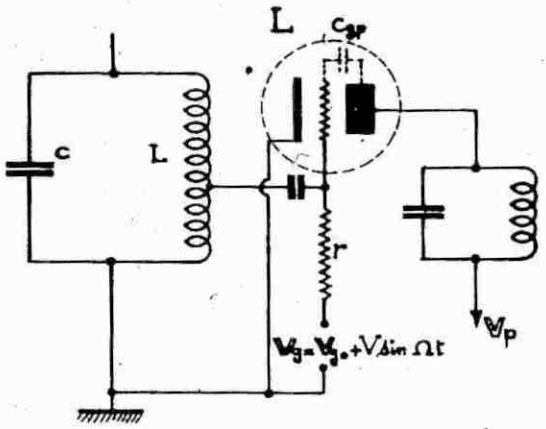


Fig. 323

Ce procédé provoque lui aussi une modulation simultanée en amplitude parce que le terme R' de l'admittance équivalente se trouve, en fait, modulé en même temps que le terme C' .

Modulation magnétique .

325 – Un autre procédé consiste à utiliser comme self du circuit oscillant du pilote une self à noyau de fer dont on fait varier la perméabilité conformément à la modulation . On sait, en effet (Chap. II_a § 497) que la perméabilité différentielle (celle qui intervient dans la valeur de la self L) est variable avec l'aimantation initiale , ou moyenne du noyau . C'est cette aimantation moyenne que l'on fait varier , au rythme de la modulation , grâce à un enroulement BF approprié .

Ces dispositifs ont l'avantage de ne pas produire, simultanément , de modulation d'amplitude .

Modulation mécanique .

326 – Enfin on peut imaginer divers dispositifs mécaniques de modulation consistant à faire varier mécaniquement l'un des éléments L ou C du circuit oscillant du pilote . La capacité est la plus indiquée des deux et il est évident que le montage le plus simple serait de brancher directement un microphone condensateur

aux bornes de tout ou partie du circuit oscillant .

Les variations de capacité dues aux vibrations sonores se traduisent immédiatement en déviations de la fréquence . Pratiquement les réalisations sont plus compliquées et plus délicates .

Le schéma de principe du montage est celui de la fig. 324 ; la fréquence porteuse est donnée par un oscillateur à quartz, et un modulateur équilibré fournit l'ensemble des deux bandes latérales (sans onde porteuse).

329 - Le modulateur équilibré comprend deux tubes modulateurs (par exemple des hexodes du Chap. III - § 702) attaqués en phase par la fréquence f à moduler, mais dont les sorties sont montées en opposition (fig. 325). Si la modulation était aussi appliquée en concordance de phase dans les deux tubes, il est bien évident que les courants de plaque seraient constamment égaux et opposés et qu'aucune tension ne se manifesterait aux bornes de sortie b b' du système. Mais si l'on applique la modulation en opposition de phase aux deux tubes, cette opposition de phase se retrouve dans la modulation des courants de plaque : on a par exemple avec les notations habituelles :

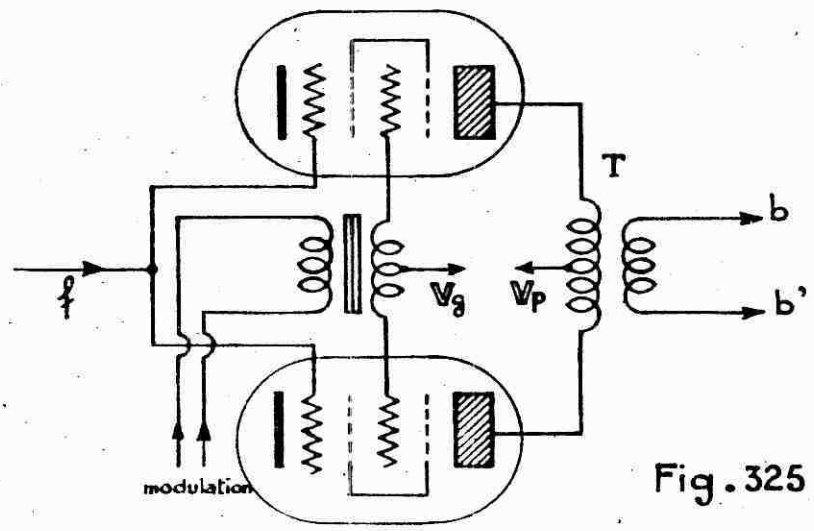


Fig. 325

$$i_{p_1} = i_{p.o} + I\left(1 + m \cos \Omega t\right) \sin \omega t$$

$$i_{p.2} = i_{p.o} + I\left(1 - m \cos \Omega t\right) \sin \omega t$$

Le courant différentiel (voir Chap. III - § 481) qui agit sur le transformateur de sortie T est :

$$i_{p.1} - i_{p\,2} = 2\, m\, I \cos \Omega t \sin \omega t$$

ou bien (formule du Chap. I_a - § 26) :

$$i_{p.1} - i_{p.2} = m\,I\,[\sin(\omega+\Omega)t + \sin(\omega-\Omega)t]$$

On voit que la porteuse a disparu et qu'il subsiste seulement les deux bandes latérales (Chap. III_a - § 81) .

Il en est naturellement de même pour la tension délivrée aux bornes b b' du secondaire du transformateur de sortie .

330 - Le diagramme de la recombinaison de l'onde porteuse avec les bandes latérales , pour restituer l'onde modulée en amplitude a été rencontré dès le Chap. III_a (§ 81) . Pour savoir ce qui se passe lorsque l'on fait subir à l'onde porteuse (ou aux bandes latérales) un déphasage de $\frac{\pi}{2}$, il suffit de faire tourner de 90° le vecteur OA de la fig. 81 du Chap. III_a . Le résultat de cette opération est donné par la fig . 326 ci-dessous .

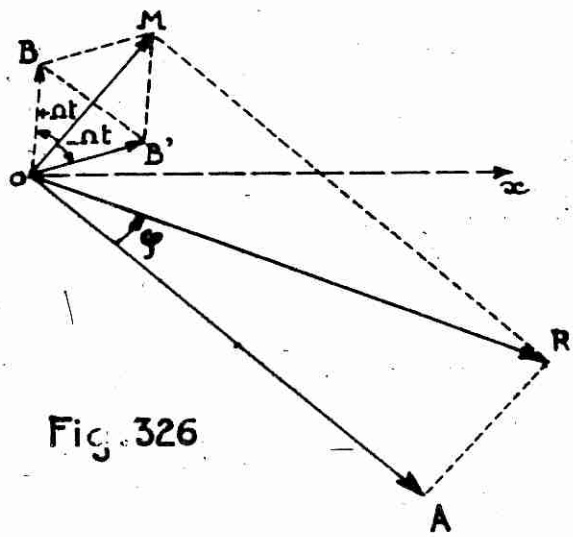


Fig. 326

La résultante des vecteurs $\overrightarrow{OB}$ et $\overrightarrow{OB'}$ représentant les deux ondes latérales est un vecteur $\overrightarrow{OM}$ qui est perpendiculaire à $\overrightarrow{OA}$ au lieu d'être confondu avec la direction de ce dernier vecteur .

La résultante de $\overrightarrow{OA}$ avec $\overrightarrow{OM}$ est un vecteur $\overrightarrow{OR}$ dont l'amplitude reste sensiblement constante (tant que OM est petit par rapport à OA) mais dont la phase φ par rapport à $\overrightarrow{OA}$ varie comme le vecteur $\overrightarrow{OM}$; on a en effet :

$$\varphi \simeq \frac{AR}{OA} = \frac{2\,m\,I\,\cos\Omega t}{I}$$

$$\varphi = 2\,m\,\cos\Omega t\ ,$$

ce qui montre que la phase φ est modulée comme l'était l'amplitude considérée primitivement .

Le déphasage de $\frac{\pi}{2}$, introduit entre les bandes latérales

d'une part, et la porteuse d'autre part, a transformé la modulation d'amplitude en modulation de phase, donc en modulation de fréquence (§ 311 ci-dessus).

331° – Comme dans toute modulation de phase la déviation de fréquence varie avec la fréquence de modulation (à amplitude de modulation constante) puisque la fréquence instantanée (dérivée de la phase instantanée) est donnée par la relation :

$$\omega = 2\pi f = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{d}{dt}\left[\omega_0 t + \Phi \cos \Omega t\right]$$

$$= \omega_0 - \Phi\, \Omega \sin \Omega t \ ,$$

expression qui contient en facteur la pulsation Ω de la modulation.

332 – Pour obtenir une déviation de fréquence qui demeure constante quand la fréquence de modulation varie (en conservant une amplitude constante), il est nécessaire d'introduire un dispositif correcteur qui fasse décroître la tension de modulation proportionnellement à la fréquence avant d'attaquer le modulateur. Ce dispositif peut simplement être constitué par une résistance R et une capacité C en série dans le circuit de plaque d'une triode (fig. 327). Si on néglige la résistance interne de la triode vis-à-vis des 200.000 Ω de la résistance R, la courbe de réponse du dispositif est donnée par l'équation $\frac{V_2}{V_1} = \frac{\frac{1}{C\Omega}}{\sqrt{R^2 + \frac{1}{C\Omega}}}$, représentée, en fonction de la fréquence de modulation $F = \frac{\Omega}{2\pi}$ par la fig. 328, si l'on adopte les valeurs numériques portées sur la

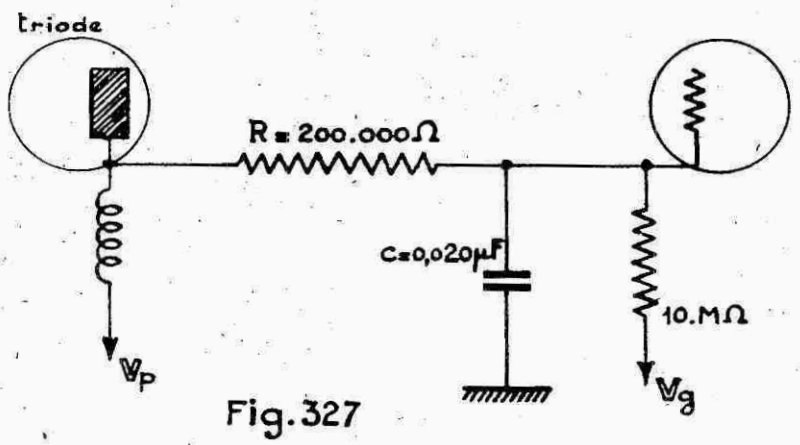


Fig. 327

fig. 327 . Cette courbe se confond avec l'hyperbole $\frac{V_2}{V_1} = \frac{1}{RC\omega} = \frac{1}{2\pi CRF}$

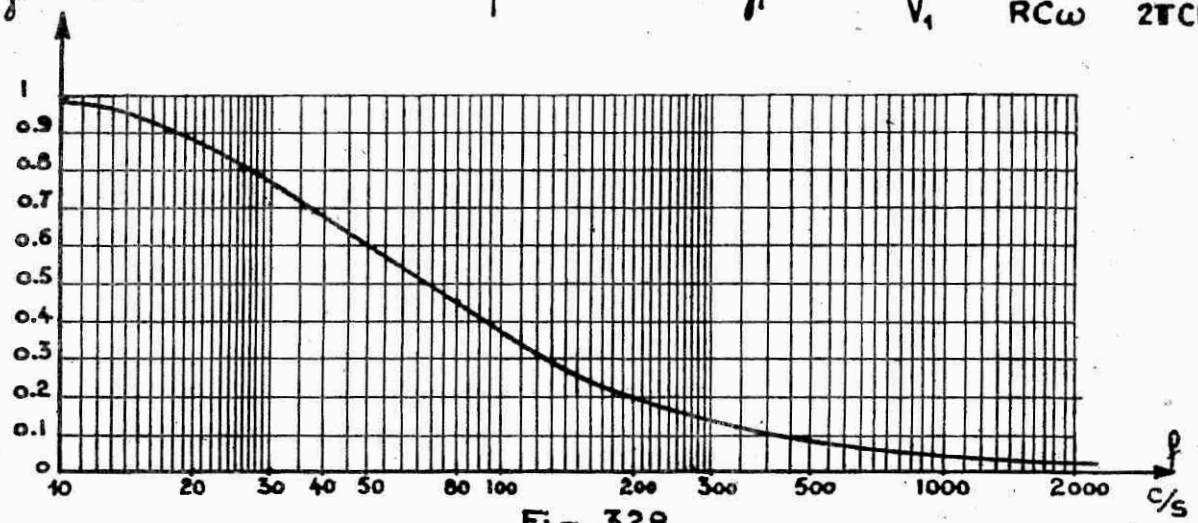


Fig.328

dès que $\left(\frac{1}{C\omega}\right)^2$ devient petit vis-à-vis de R^2, c'est-à-dire, pratiquement dès que F dépasse une centaine de périodes par seconde.

333 - Quant à la déviation maxima de phase Φ obtenue par le système qui vient d'être décrit (§ 328), elle est forcément petite d'après ce que l'on a vu au § 329 ci-dessus. En pratique elle ne peut pas dépasser $30° = \frac{\pi}{6}$. La déviation de fréquence correspondante est :

$$\frac{1}{2\pi} \Phi \Omega = \frac{1}{2\pi} \times \frac{\pi}{6} \times 2\pi F$$

$$= \frac{\pi}{6} F ,$$

soit environ 0,5 cycle par cycle de la modulation. Par exemple, la déviation atteint 50 cycles pour une fréquence de modulation égale à 100 c/s. Elle demeure ensuite constante par le jeu du correcteur décrit au § 332 ci-dessus. Cette déviation est beaucoup trop petite pour pouvoir être utilisée directement ; le modulateur Armstrong doit donc être suivi d'un dispositif susceptible d'amplifier la déviation de fréquence qu'il fournit.

334 - Le procédé utilisé consiste à partir d'une fréquence relativement basse (200 Kc/s par exemple), à laquelle on

applique le système Armstrong .

L'oscillation modulée en fréquence ainsi obtenue est appliquée à des multiplicateurs successifs de fréquence, qui multiplient simultanément, et par le même coefficient, la fréquence porteuse et la déviation de fréquence .

Cette opération ne suffit cependant pas, en général, à donner la déviation de fréquence suffisante ; on aurait, par exemple, dans le cas précédemment examiné ($\Delta f = 50$ c/s pour $f = 200$ Kc/s) :

$$\Delta f = 5 \text{ Kc/s pour } f = 20 \text{ Mc/s} .$$

335 - La méthode consiste alors à opérer un changement de fréquence du type classique dans les récepteurs (voir Chap. I - § 375 et Chap. V - § 171) ; l'oscillation de fréquence f modulée en fréquence est superposée à la fréquence f_1 produite par un oscillateur local fixe . La détection de la tension résultante fait apparaître une composante de fréquence $f_1 - f$ ou $f - f_1$ modulée en fréquence puisque f est modulée en fréquence et dont la déviation de la fréquence instantanée est égale à celle de l'oscillation incidente f .

Par cette opération on a diminué la fréquence centrale tout en conservant la même déviation absolue . Une nouvelle multiplication agissant à la fois sur la fréquence centrale et sur la déviation permet d'obtenir du même coup la fréquence centrale désirée et une déviation convenable .

336 - Le schéma d'un montage de ce genre est donné par la fig. 327 . A la suite du modulateur Armstrong, on rencontre tout d'abord un étage séparateur suivi de 6 étages doubleurs. Ceux-ci amènent la fréquence à 2800 Kc/s et la déviation de fréquence à 3200 c/s . Un changement de fréquence muni d'un oscillateur à 11900 périodes ramène cette fréquence à 900 Kc/s tout en conservant la même déviation de 3200 c/s . Quatre doubleurs

et un tripleur remontent ensuite cette fréquence jusqu'à sa valeur définitive de 43,2 Mc/s . La déviation (pour F = 1000 c/s) atteint alors 150 kilocycles / seconde . Enfin le poste est terminé par le nombre d'étages amplificateurs indispensables pour obtenir la puissance de sortie désirée .

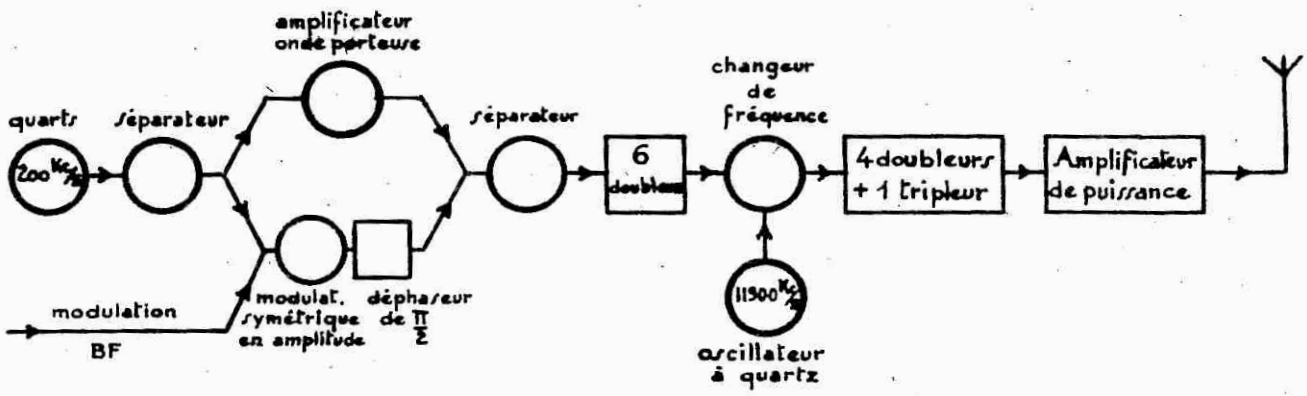


Fig.329

337 - Divers autres systèmes , dérivés du système Armstrong ont été imaginés dans le but d'<u>améliorer</u> l'émission et, en particulier, sa <u>stabilité</u> . Celle-ci est en effet liée à celle de l'oscillation auxiliaire employée pour le changement de fréquence (§ 334) .

2° <u>Montages utilisant un dispositif correcteur automatique de la fréquence porteuse</u> .

341 - <u>Un procédé</u> tout différent de celui qui vient d'être exposé (§§ 328 et suivants) consiste à utiliser un dispositif qui compare en permanence la fréquence centrale de l'onde émise à la fréquence d'un oscillateur parfaitement stable à quartz .

Cet appareil dont le schéma de principe est donné par la fig. 328 comprend l'élément essentiel de tout récepteur à modulation de fréquence (voir Chap. V - § 621) à savoir un discriminateur ; ce discriminateur , fait suite à un changement de fréquence actionné par une oscillation locale de fréquence voisine de la fréquence

centrale et stabilisée par quartz . Si la fréquence centrale de l'onde modulée transmise à l'antenne est stable , il sort du discriminateur une tension (fonction de la modulation) mais dont la valeur moyenne est nulle .

Au contraire , si une dérive se produit , il apparaît dans la tension issue du discriminateur une composante continue dont le sens dépend du sens dans lequel s'est produite la dérive considérée .

Cette tension actionne dans le sens convenable un organe qui agit sur la fréquence de l'oscillateur initial . Les dispositifs diffèrent selon le type d'organe employé . Celui-ci peut-être soit une lampe à réactance (voir Chap. V - § 528) soit un petit condensateur variable commandé par un petit moteur . On peut encore agir sur la tension appliquée à certaines grilles auxiliaires des tubes modulateurs .

342 - Enfin, dans certains postes Emetteurs-Récepteurs à modulation de fréquence , ce sont des éléments de la partie réception-même du poste qui sont utilisés pour assurer la stabilité de l'émetteur. La méthode est immédiate lorsque , comme c'est fréquemment le cas , l'émetteur et le récepteur doivent être réglés exactement sur la même fréquence , mais elle est également applicable lorsque la fréquence de l'émetteur diffère de celle sur laquelle le récepteur doit être réglé .

Dans ce cas l'appareil est monté comme si l'émetteur devait émettre sur la même fréquence f que celle du récepteur , et un changeur de fréquence , utilisant un oscillateur de fréquence locale f' , amène la fréquence d'émission à la valeur définitive $f + f'$ (fig. 330) .

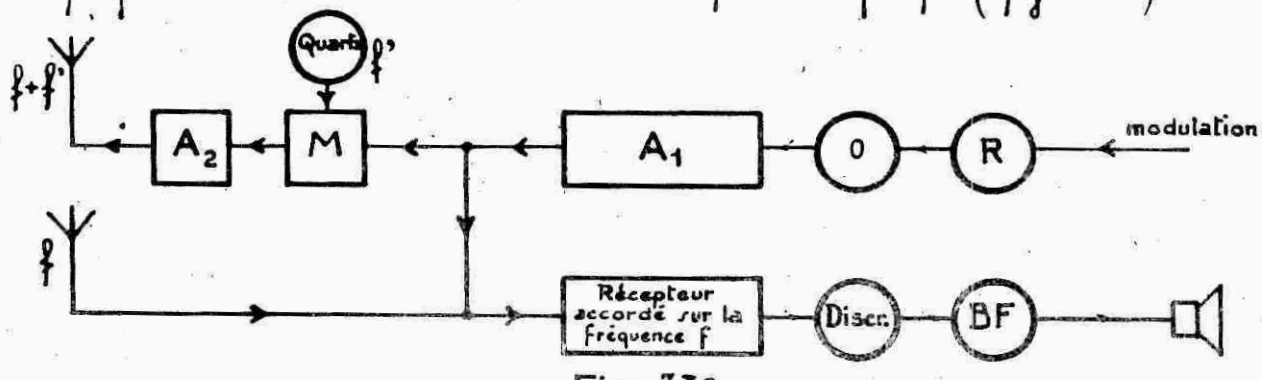


Fig. 330

Le récepteur constitué suivant le schéma normal donné au Chap. I - § 403 , reçoit la fréquence f. L'émetteur utilise un maitre-oscillateur O à la fréquence $\frac{f}{n}$ modulé en fréquence par la lampe à réactance R, et suivi d'un nombre suffisant d'étages pour multiplier la fréquence par le coefficient n et obtenir la fréquence f. Cette fréquence est appliquée au mélangeur M en même temps que l'oscillation de fréquence f' fournie par un oscillateur à quartz parfaitement stable. La fréquence $f + f'$ est sélectionnée à la sortie et convenablement amplifiée (A_2) avant d'être délivrée à l'antenne.

Le discriminateur du récepteur fournit à la lampe à réactance R la tension nécessaire pour stabiliser la fréquence du maitre-oscillateur O (voir Chap. V - § 528).

Les émetteurs d'impulsions.

351 - Ces émetteurs fournissent des ondes analogues aux ondes amorties des postes à étincelles (§ 512), c'est-à-dire des ondes émises sous forme de " trains " successifs très brefs mais de grande amplitude séparés par des intervalles de repos plus ou moins longs. Mais tandis que la puissance susceptible d'être mise en jeu dans les postes à étincelles va en décroissant régulièrement au fur et à mesure que la longueur d'onde diminue, et finit par devenir manifestement insuffisante pour les applications pratiques, les tubes électroniques permettent d'obtenir des impulsions de grande puissance sur des longueurs d'ondes très courtes. Ils permettent, en outre, d'obtenir des impulsions dont la forme se rapproche de la forme rectangulaire (fig. 351) alors que les postes à étincelles donnent des oscillations qui vont en s'amortissant exponentiellement. Enfin, et surtout les impulsions constituent un procédé remarquablement efficace pour reculer la limite d'utilisation des tubes électroniques vers les hautes fréquences (§ 354 ci-après).

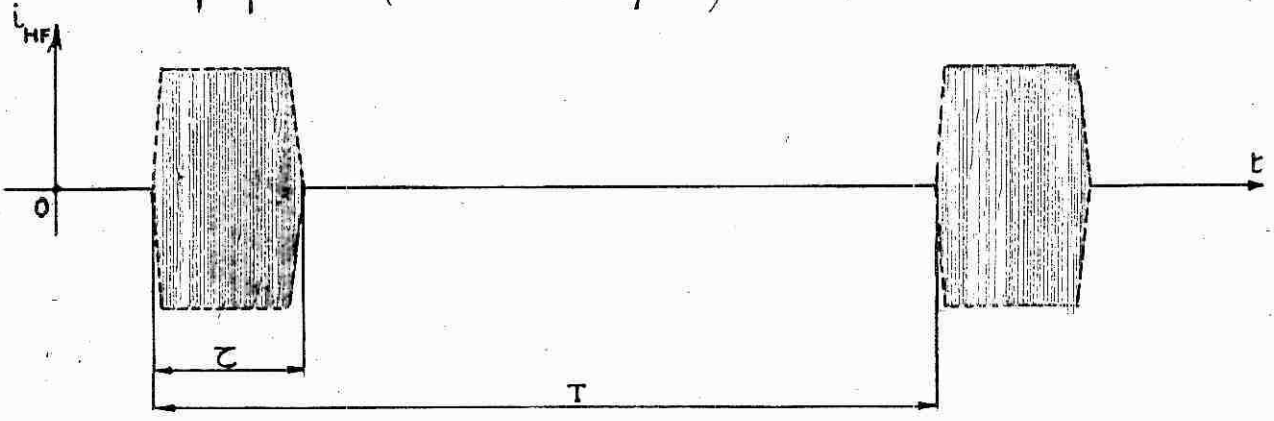


Fig. 351.

352 - Appelons τ la durée effective du train d'onde,

ou de l'"impulsion", ou encore du "top" (fig. 351), et T l'intervalle existant entre deux tops successifs.

Soit W_c la puissance HF instantanée, et $\overline{W}$ la puissance HF moyenne pendant une période de temps comprenant un grand nombre d'impulsions.

Dans l'intervalle de temps T comprenant un top et l'intervalle qui sépare ce top du suivant, on a :

$$\overline{W} \times T = W_c \times \tau$$

d'où la relation :

$$\frac{W_c}{\overline{W}} = \frac{T}{\tau} \quad .$$

Le rapport $\frac{T}{\tau}$ s'appelle le "facteur de forme" de l'impulsion. Comme on le voit, il est égal au rapport $\frac{W_c}{\overline{W}}$ de la puissance de crête W_c à la puissance moyenne $\overline{W}$.
Dans les applications pratiques, ce rapport est couramment compris entre 1000 à 5000 fois (Tops de 1 Microseconde émis à la cadence de 200 à 1000 tops par seconde). C'est ainsi que des postes peuvent mettre en jeu les puissances de crête de 50 à 1000 kilowatts avec des puissances moyennes qui restent de l'ordre de 10 watts à 1 kilowatt.

Cet écart considérable existant entre la puissance de crête et la puissance moyenne conduits à constituer d'une manière toute particulière le materiel d'émissions d'impulsions et notamment les <u>tubes électroniques</u> utilisés à cet usage.

353 - Les trains d'ondes, ou tops sont obtenus par une modulation particulière de l'émetteur, modulation qui laisse à cet émetteur sa pleine puissance pendant l'intervalle τ et, au contraire, le bloque complètement pendant l'intervalle $T - \tau$ suivant.

Cette modulation peut s'effectuer soit par une grille (§ 141) soit par l'anode (§ 121), mais cette dernière présente un intérêt tout spécial, puisqu'elle libère le tube émetteur de la contrainte de la tension anodique pendant la plus grande partie du temps. Les ions qui ont pu se former pendant l'intervalle τ, ont le temps de disparaître dans l'intervalle $T - \tau$ suivant; l'arc ne peut donc pas s'amorcer. Il s'en suit qu'une lampe de dimensions données se trouve en mesure de supporter des tensions considérablement plus élevées que si ces tensions étaient constamment appliquées.

En munissant ces lampes de filaments thoriés à grande émission électronique, on arrive à engendrer, en régime d'impulsion, des puissances de l'ordre de 1000 fois plus grandes (en crête) que celles qui pourraient être engendrées par les mêmes tubes en régime d'oscillations continues (ondes entretenues pures non modulées)

354 – L'accroissement des tensions utilisées sur les tubes se traduit par une augmentation des champs électriques entre les électrodes, et par conséquent à une <u>diminution</u> du temps de parcours des électrons. La longueur d'onde limite (§ 240) de fonctionnement du tube est donc <u>diminuée</u>.

Le temps de transit est, en effet, pour une distance plaque = cathode donnée, à peu près inversement proportionnel à la racine carrée de la différence de potentiel :

$$\sqrt{V}\ t = C^{te} = K ;$$

d'autre part, la longueur d'onde limite est proportionnelle à la durée de parcours :

$$\frac{\lambda_\ell}{t} = C^{te} = K' .$$

En multipliant membre à membre les deux relations précédentes, on a finalement :

$$\lambda_\ell \sqrt{V} = KK' = C^{te} ,$$

La longueur d'onde limite est inversement proportionnelle à la racine carrée de la tension utilisée .

On observera cependant, que le principe de relativité d'Einstein (Chap. II_a - § 695) impose une limite absolue à la durée de transit, puisque la vitesse des électrons ne peut, de toute manière, dépasser celle de la lumière . Pratiquement, cet effet commence à intervenir lorsque V_p dépasse la centaine de milliers de volts.

Bande de fréquences occupée par une émission d'impulsions .

355 - L'oscillation HF émise par un émetteur d'impulsions est, en réalité, une oscillation HF modulée en amplitude, et comme telle, il est bien évident qu'elle occupe une bande de fréquences dont la largeur est fonction de la forme des impulsions .

Considérons un émetteur donnant une succession d'impulsions toutes égales et régulièrement espacées d'un intervalle égal à T (fig. 351) . La modulation correspondante est une fonction périodique (Chap. I_a - § 6) dont la fréquence fondamentale F est égale à l'inverse $\frac{1}{T}$ de l'intervalle qui sépare deux impulsions successives .

D'après ce qu'on a vu au Chap. I_a (§ 171 . Série de Fourier) cette fonction est décomposable en une somme de fonctions sinusoïdales comprenant la fréquence F et les harmoniques successifs 2F, 3F, 4F, ... nF, etc . Chacune de ces fréquences (de modulation) donnant lieu à deux fréquences latérales (voir Chap. I - § 121) le spectre de l'oscillation HF comprendra les fréquences suivantes où f désigne la fréquence de l'oscillateur HF :

$$f - nF, \ldots f - 2F, f - F, f, f + F, f + 2F, \ldots f + nF$$

Les amplitudes $A_1, A_2, \ldots A_n$ etc ... de ces raies dépendent essentiellement de la forme de l'impulsion .

356 - Dans le cas des impulsions rectangulaires représentées par la fig. 352, la décomposition en série de Fourier

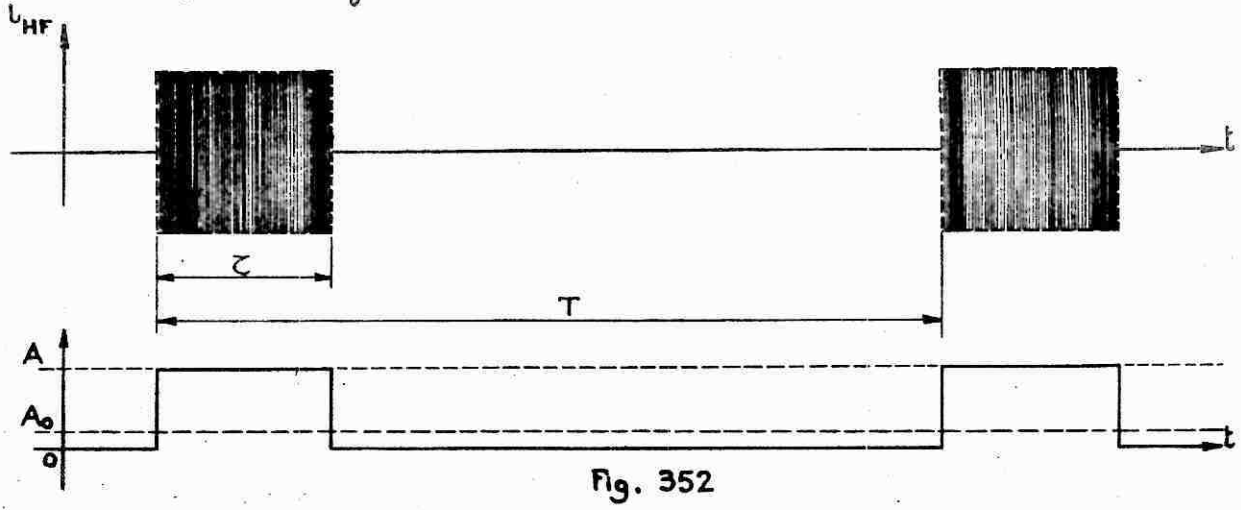


Fig. 352

donne, pour la composante de fréquence nF, l'amplitude :

$$A_n = 2 A_0 \left| \frac{\sin n\pi \frac{\tau}{T}}{n\pi \frac{\tau}{T}} \right|$$

où A_0 désigne la valeur moyenne des impulsions c'est-à-dire, dans le cas actuel, le produit de l'amplitude A vraie (fig. 352) par $\frac{\tau}{T}$, ou l'inverse du facteur de forme.

L'expression ci-dessus montre que le spectre admet comme enveloppe une sinusoïde dont l'amplitude varie comme $\frac{1}{n}$ c'est-à-dire en raison inversement proportionnelle à l'écart qui existe entre la raie latérale observée et la fréquence porteuse. Comme

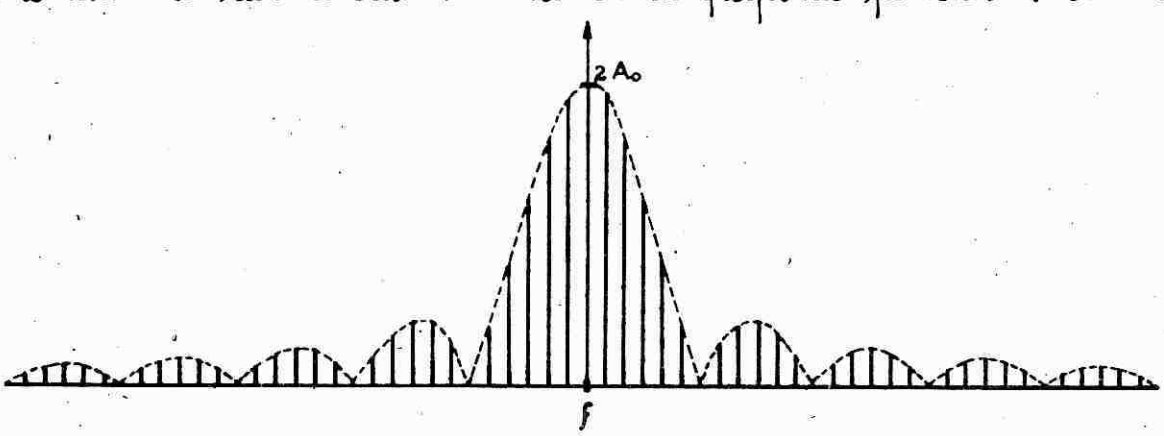


Fig. 353

on le voit la diminution est lente de part et d'autre de la porteuse

et la place occupée dans le spectre de fréquences est considérable.

357 _ Ces impulsions rectangulaires sont très difficiles à obtenir et, dans la pratique, ce qu'on obtient ce sont des impulsions présentant une montée et une descente rapides mais non-instantanées. Nous pouvons nous proposer de rechercher le spectre d'une émission d'impulsions qui seraient constituées par les demi-sinusoïdes (fig. 354).

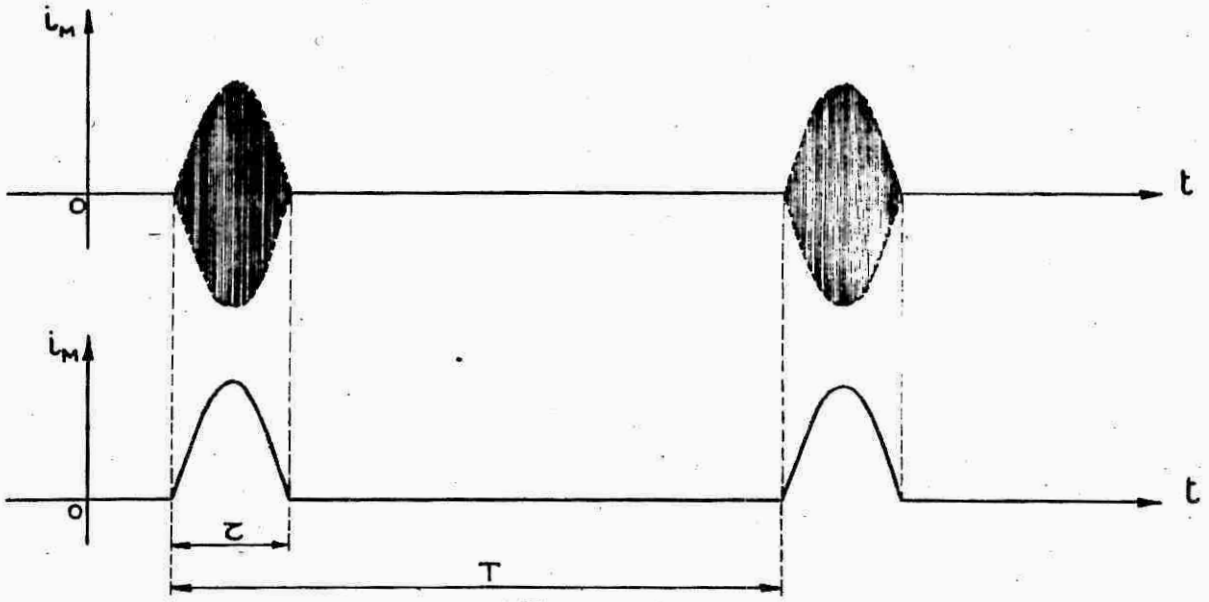


Fig. 354

La décomposition en série de Fourier donne pour les raies latérales d'ordre n (fréquences $f - \frac{n}{T}$ et $f + \frac{n}{T}$) l'amplitude :

$$A_n = 2 A_0 \frac{\cos n\pi \frac{\tau}{T}}{1 - \left(2n \frac{\tau}{T}\right)^2}$$

où A_0 représente, comme au § 356, l'amplitude moyenne de l'impulsion (Chap. I_a - § 161)

La décroissance des termes successifs est, cette fois, beaucoup plus rapide puisque l'ordre de l'harmonique intervient <u>au carré</u> dans le dénominateur (fig. 355).

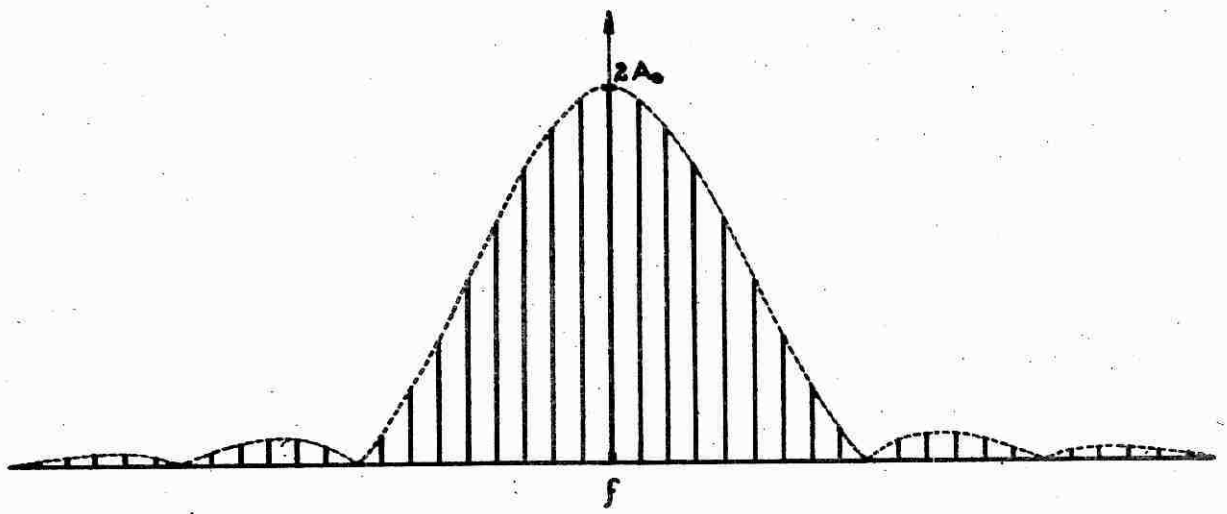


Fig. 355

On observera que les circuits à haute fréquence du poste émetteur ont tendance à éliminer d'eux-mêmes les raies les plus écartées de la fréquence porteuse, et par conséquent, à déformer l'impulsion. Des précautions doivent être prises pour que cette déformation conserve des limites acceptables, limites qui sont d'ailleurs différentes selon le but visé. Il faut que les circuits HF traversés par les impulsions possèdent une bande passante (Chap. I - § 188) suffisamment large pour admettre sans affaiblissement la totalité des bandes latérales indispensables à la conservation de la forme de l'impulsion.

Dans la pratique, on peut admettre, en première approximation, que la demi-largeur de bande Δ nécessaire est donnée par l'inverse de la durée T de l'impulsion. On a, par exemple, Δ = 1 mégacycle pour τ = 1 microseconde, ce qui donne une largeur totale de bande nécessaire égale à 2 mégacycles. Pour τ = 10 microseconde, on aurait encore 2Δ = 200 Kc ce qui est encore considérable ; comme on le voit les transmissions par impulsions ne sont applicables qu'aux ondes très courtes, pratiquement inférieures à 10 mètres.

Modulation par l'anode.

361 - Parmi les dispositifs de modulation par variation de potentiel d'anode, un dispositif commode consiste à prendre, comme tension anodique, l'impulsion de tension qui apparaît aux bornes d'une inductance lorsqu'on interrompt brusquement le courant qui la parcourt.

Cette self L est intercalée dans le circuit de plaque d'une pentode M (fig. 356), tandis qu'un dispositif auxiliaire imprime à la grille de commande g_1 de cette pentode, une tension variable comportant des descentes verticales a a', bb', etc... (fig. 357 (A)). Le courant anodique est interrompu et il apparaît aux bornes de la self L une tension dont la forme est représentée par la fig. 357 (B); enfin la fig. 357 (C) donne l'aspect du courant HF engendré par l'oscillateur.

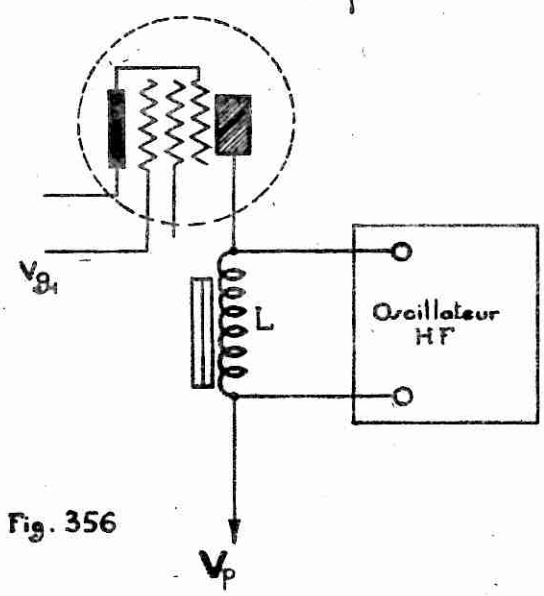


Fig. 356

Par suite de la constante de temps du circuit oscillant HF, le maximum de l'amplitude HF se trouve légèrement décalé par rapport à celui de V_p.

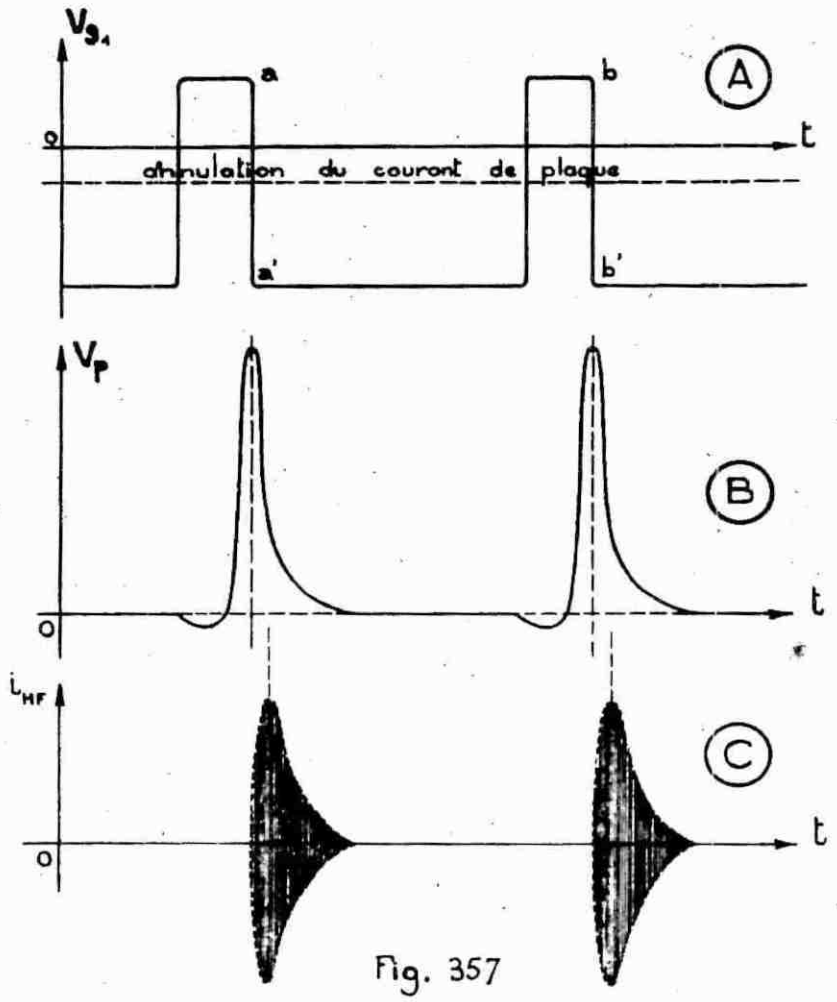


Fig. 357

362 - En prenant pour lampe modulatrice un tube de 1 kilowatt, par exemple, il est possible de couper un courant de 10 ampères traversant la bobine L, et de fournir à l'oscillateur HF une puissance de crête de l'ordre de 200 kilowatts.

Générateurs à relaxation.

363 - On a vu au Chap. III (§ 351) qu'un tube convenablement monté pouvait présenter une impédance d'entrée à partie réelle fortement négative (résistance négative), et que, dans ces conditions $\left[(R-R')^2 - \frac{4L}{C} > 0\right]$ le tube n'engendrait plus des oscillations sinusoïdales, mais des oscillations de relaxation (Chap. II - § 189).

On peut faire en sorte que ces oscillations se présentent comme une suite d'impulsions brèves ; tel est le cas du montage de la fig. 358 .

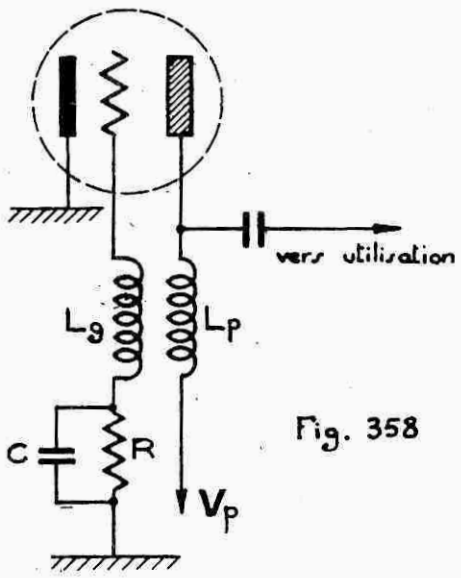


Fig. 358

La fréquence de répétition est réglée par le système CR intercalé dans le circuit de grille, tandis qu'un fort couplage négatif existe entre les bobines L_g et L_p .

Cet oscillateur est désigné sous le nom d'<u>oscillateur bloqué</u> .

Générateurs à étincelles .

364 - La méthode de la décharge brusque d'un condensateur au moyen d'une étincelle, déjà employée dans les postes à ondes amorties (§ 512 ci-dessous) est également utilisable pour engendrer des impulsions . L'organe d'utilisation (circuit plaque de l'oscillateur HF , par exemple) est intercalé en série, (à la place de la self du circuit oscillant), avec l'étincelle et le condensateur (fig. 511) .

Un principe analogue à celui des redresseurs montés en doubleurs de tension (Chap. III - § 632) permet d'obtenir des tensions finales de crête plusieurs fois supérieures à la tension de la source continue qui alimente le dispositif . Le schéma de montage de ce genre est représenté par la fig. 359 .

Le redresseur D ayant chargé les condensateurs C , par l'intermédiaire des résistances R , on applique une surtension au premier éclateur α β de façon à provoquer la décharge .

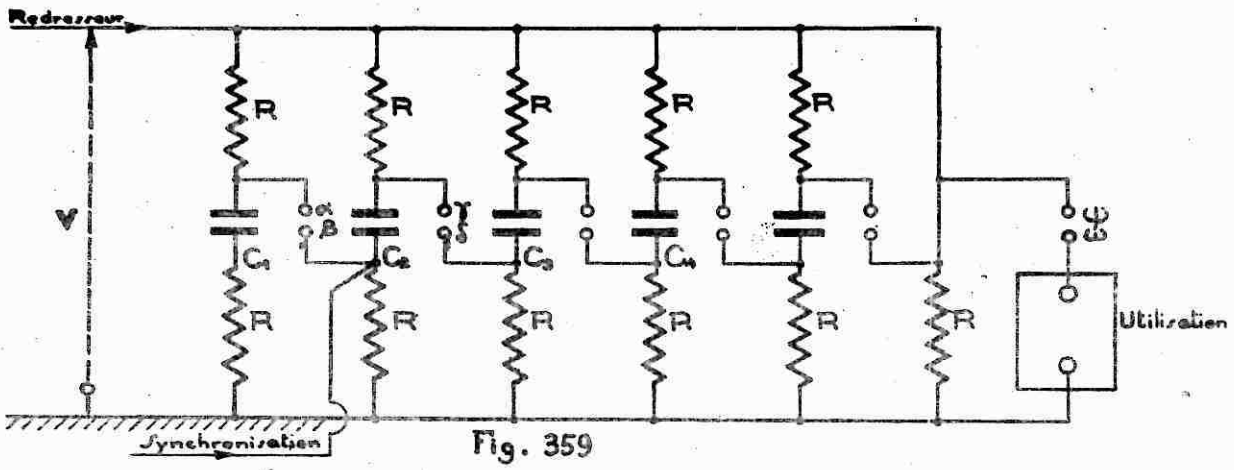


Fig. 359

Par l'étincelle $\alpha\ \beta$, dont la résistance propre est faible, C_1 et C_2 se trouvent pratiquement mis en série. Ceci a pour effet de provoquer l'amorçage de l'éclateur suivant $\delta\ \gamma$, grâce auquel le condensateur C_3 se trouve mis en série avec C_2, et ainsi de suite. Immédiatement, c'est l'ensemble des condensateurs qui se trouve mis en série, tandis qu'une dernière étincelle $\psi\ \omega$ connecte cet ensemble à l'organe d'utilisation.

Générateurs d'impulsions partant d'oscillations sinusoïdales.

365 - Lorsqu'il est nécessaire d'obtenir une cadence de répétition parfaitement fixe (ou une fréquence de récurrence parfaitement stable), les dispositifs qui précèdent sont en défaut. Il n'est pas possible, en effet, d'obtenir du même coup, des impulsions qui soient en même temps puissantes et parfaitement stables.

On doit nécessairement passer par l'intermédiaire d'impulsion de faible amplitude (mais qu'on peut obtenir de fréquence parfaitement stables) impulsions que l'on amplifie ensuite ou que l'on utilise à synchroniser (voir Chap. III - § 887) des générateurs plus puissants.

366 _ La méthode générale consiste à déformer progressivement l'oscillation sinusoïdale issue d'un oscillateur stable (habituellement piloté par quartz), en lui faisant subir une suite d'opérations convenables telles que détections, dérivations, intégrations.
La fig. 360 indique le schéma d'un montage de ce type, et la fig. 361, les modifications successives du courant obtenu.

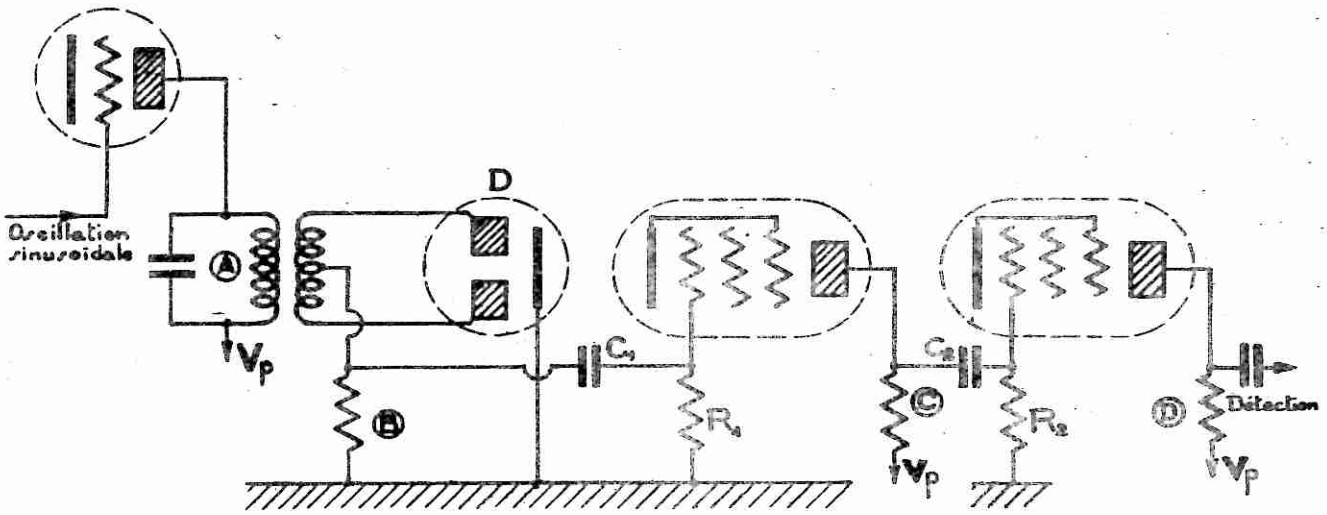


Fig. 360.

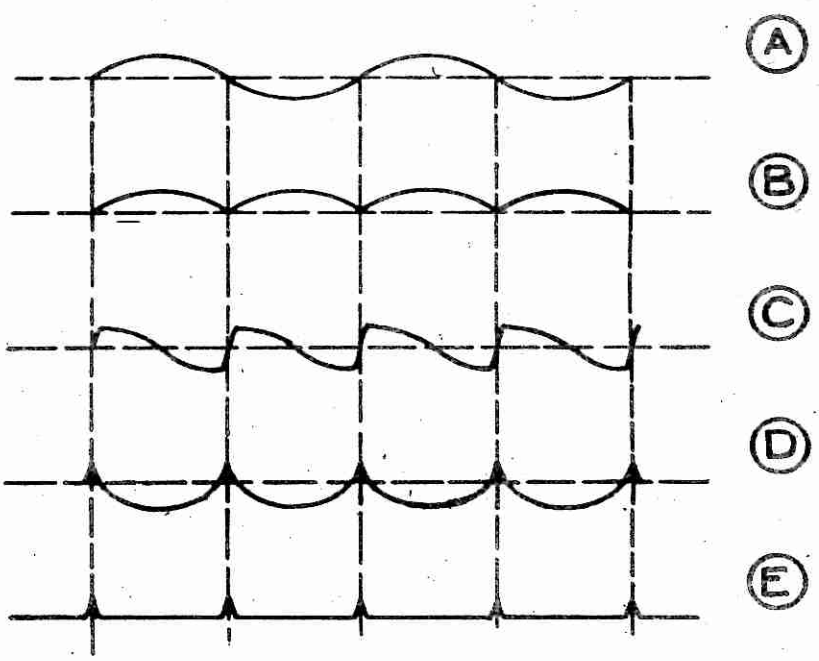


Fig. 361

L'oscillation sinusoïdale (A) est appliquée à un détecteur redressant les deux alternances ; le résultat de l'opération est la courbe (B) de la fig. 361. Une tension de cette forme, recueillie aux bornes de la résistance R, est appliquée à l'ensemble constitué par la capacité C_1 et de la résistance R_1 en série. La résistance R_1 et la capacité C_1 ont été choisies de telle façon que l'impédance de R_1 soit beaucoup plus faible que celle de C_1. Dans ces conditions, le courant qui traverse le système est le même que celui qui traverserait la capacité toute seule, à savoir $C_1 \frac{dv}{dt}$, d'après le § 7 du Chap. II ; il est proportionnel à la dérivée de la tension par rapport au temps, et il en est de même de la tension recueillie aux bornes de la résistance R_1. C'est pourquoi on dit que le système capacité résistance opère la dérivation, par rapport au temps, de la tension à ses bornes.

La tension recueillie aux bornes de la résistance R_1 en série avec C_1 est appliquée à la grille du tube P_1 et on recueille dans son circuit de plaque un courant de même forme (fig. 361 (C)).

Un deuxième système résistance - capacité $R_2 C_2$ opère une deuxième dérivation dont le résultat, dans le circuit de plaque dans la lampe P_2, est un courant dont la forme est donnée par la fig. 361 (D).

Il ne reste plus qu'à appliquer cette dernière oscillation à un détecteur (n'agissant que sur une seule alternance) dont le seuil est réglé de manière à ne conserver que les crêtes de courant, pour donner aux impulsions leur forme définitive (fig. 361 (E)).

367 - Une autre méthode, permettant d'ailleurs d'obtenir des impulsions de largeur variable, est la suivante : les oscillations sinusoïdales sont appliquées d'abord à un détecteur. (fig. 362 (B)), puis à un limiteur (Chap. V - §). Le résultat est un courant de forme trapézoïdale (fig. 362 (C)).

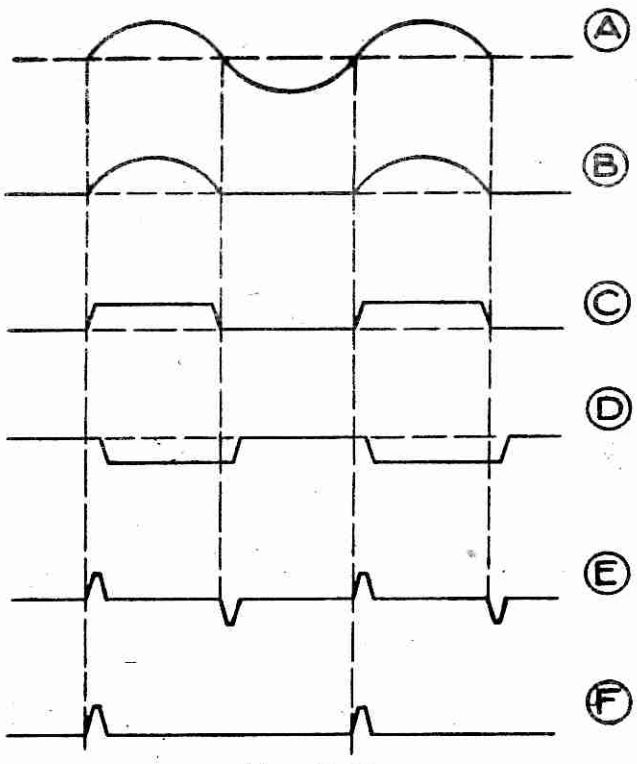


Fig. 362

Ce signal est envoyé dans une ligne à retard R court-circuitée à son extrémité. Il se réfléchit à cette extrémité, avec changement de signe de la tension (fig. 362 D) et revient à l'entrée de la ligne s'additionner avec le signal incident. Le résultat est une suite d'impulsions alternativement positives et négatives (fig. 362 E) qu'une nouvelle détection suffit à transformer en une suite d'impulsions toutes de même signe (fig. 362 F).

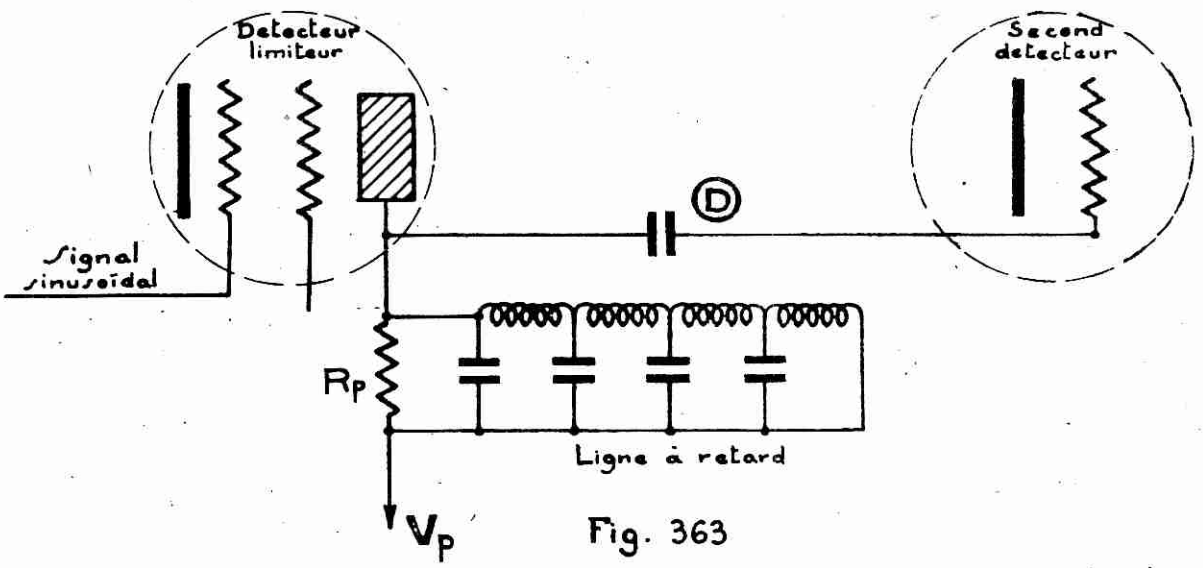


Fig. 363

Du retard introduit par la ligne dépend évidemment la largeur de l'impulsion transmise (fig. 362).

Modulation des émetteurs à impulsions .

368 - Diverses méthodes peuvent être utilisées pour moduler un émetteur à impulsions . Les plus utilisées sont les trois suivantes :

- modulation de l'amplitude
- modulation de la durée
- modulation de la position des impulsions , dans le temps .

369 - La modulation en amplitude (fig. 368 Ⓑ) consiste , comme son nom l'indique à faire varier conformément au signal à transmettre , l'amplitude des impulsions engendrées par le poste (fig. 368 Ⓑ) .

Naturellement , il est indispensable que la fréquence la plus élevée à transmettre soit nettement plus faible que la fréquence de répétition des impulsions . En pratique , il suffit qu'elle soit inférieure à la moitié de celle-ci .

370 - Dans la <u>modulation en durée</u> , (fig. 368 Ⓒ) l'amplitude des impulsions demeure constante et c'est la largeur des impulsions qui varie conformément au signal à transmettre .

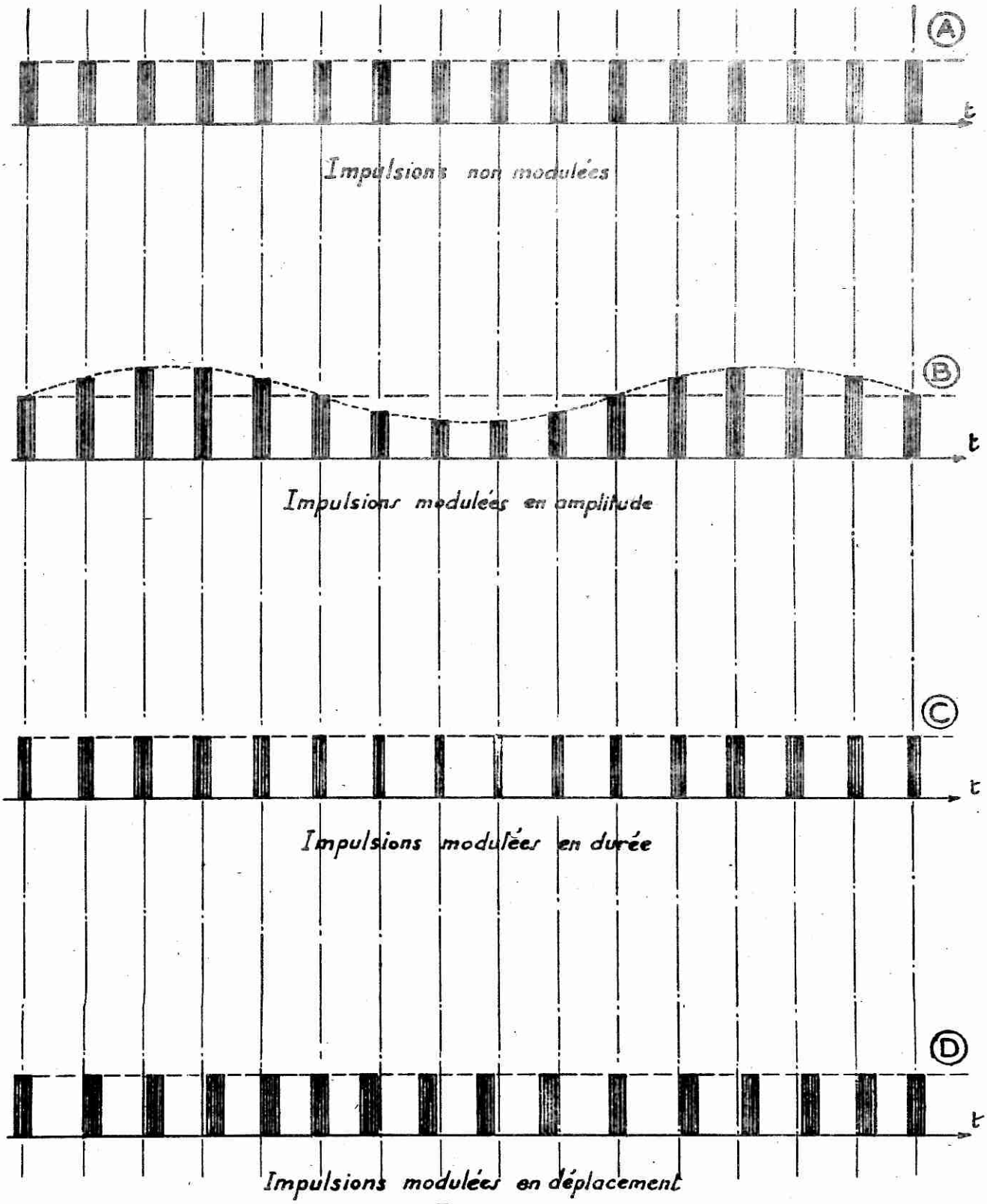


Fig . 368

Nota : Pour la clarté de la figure, celle-ci a été tracée dans l'hypothèse d'un facteur de forme anormalement bas $\left(\frac{T}{\tau} = 3 \text{ environ}\right)$

Modulation par déplacement des impulsions .

371 - Le type de modulation de beaucoup le plus intéressant est le troisième et ceux qui s'y rattachent, à savoir la modulation par déplacement des impulsions (fig. 368 Ⓓ). L'impulsion conserve, en ce cas, une amplitude et une largeur constante, mais sa position est décalée, par rapport à celle qu'elle occuperait en l'absence de modulation, d'une quantité proportionnelle à la valeur instantanée du signal à transmettre.

Comme on le verra au Chap. IV (§ consacré aux récepteurs d'impulsions) le fait que les impulsions conservent une amplitude constante, permet d'utiliser à la réception :

- non seulement des dispositifs à seuils, qui ne transmettent rien tant que l'amplitude ne dépasse pas une valeur donnée, (supérieure à l'amplitude probable des parasites).

- mais encore des limiteurs, qui ramènent obligatoirement l'amplitude du signal à une valeur fixe bien déterminée. Le récepteur est ainsi mis à l'abri de toute perturbation susceptible d'être apportée par la propagation de l'onde depuis l'émetteur jusqu'au récepteur (voir Chap. VII - §), et à l'abri aussi dans une mesure appréciable, des parasites de toutes sortes, pourvu, naturellement que l'amplitude des impulsions reçues soit suffisante.

372 - Divers procédés peuvent être employés pour déplacer les impulsions dans le temps.

On peut, par exemple, reprendre le dispositif du § 367 et utiliser la tension de modulation à faire varier le seuil du premier détecteur. Au lieu des demi-sinusoïdes représentées sur la fig. 362 Ⓑ, on obtient à la sortie de ce détecteur une série d'arches successives (fig. 371 Ⓑ) dont la grandeur varie en conformité avec le signal à

transmettre .

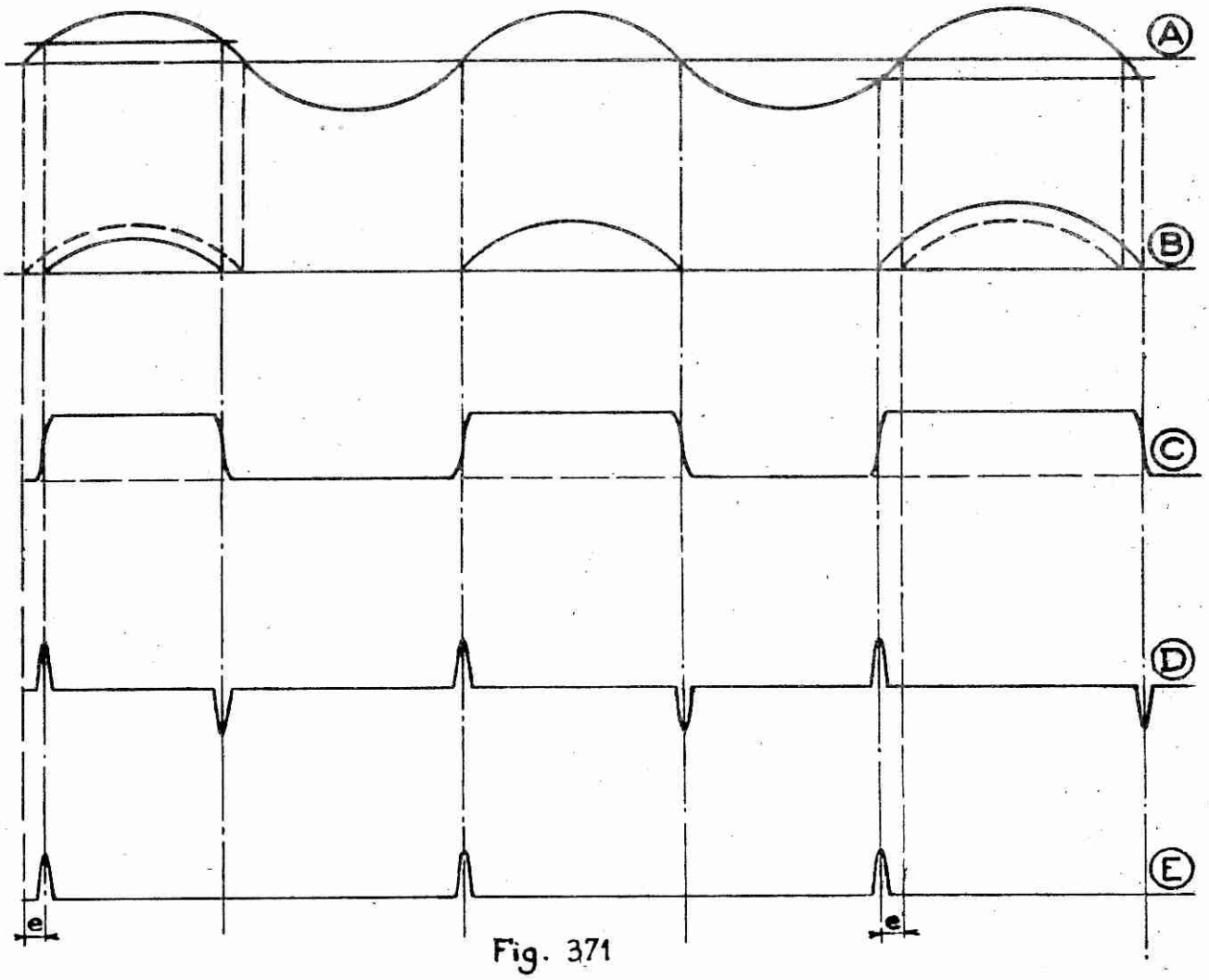


Fig. 371

Comme l'impulsion se produit au moment où apparaît le courant à la sortie du détecteur (fig. 371 Ⓑ) c'est finalement la position même de cette impulsion , dans le temps, qui est modulée conformément au signal .

Pour que la modulation soit linéaire , il est indispensable que l'arc intercepté sur la sinusoïde initiale par le déplacement du seuil puisse être considéré comme rectiligne . Cette condition limite étroitement l'amplitude du déplacement qu'il est possible de donner à l'impulsion .

373 – Un procédé qui permet de grands déplacements d'impulsions consiste à utiliser, au lieu et place de l'oscillation sinusoïdale initiale (fig. 372), une oscillation en dents de scie (fig. 372).

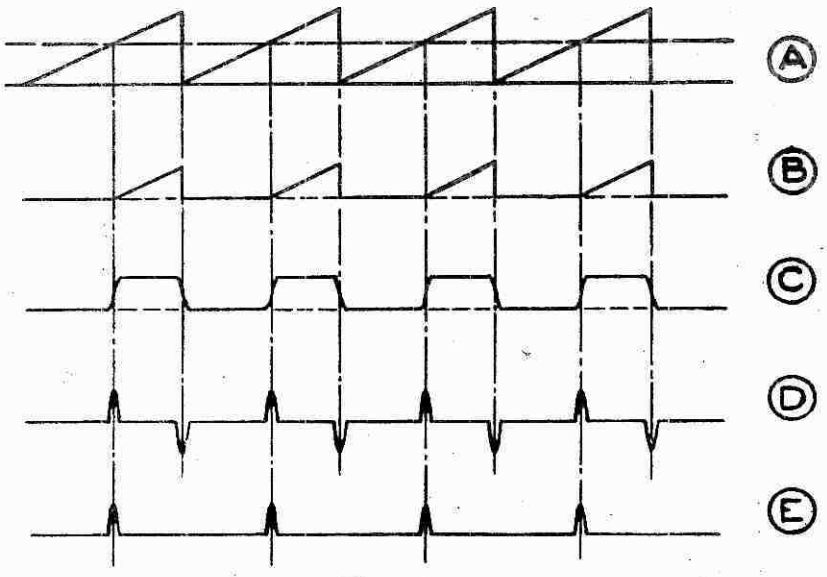


Fig. 372

374 – Au lieu d'appliquer la modulation indistinctement à toutes les impulsions successives, il peut être intéressant, dans certain cas, de déplacer dans un sens les impulsions paires, et dans le sens inverse les impulsions impaires. On a alors, en fait, une modulation de l'intervalle existant dans chaque paire d'impulsion (fig. 373).



Fig. 373

Ce résultat peut être obtenu en se servant de la tension de modulation à déséquilibrer les deux diodes du détecteur symétrique D placé en tête du montage décrit au § 365 ci-dessus (fig. 360). Cette tension est amenée par un transformateur T dont le secondaire

est en série avec une batterie B fournissant un déséquilibre initial au système (fig. 374).

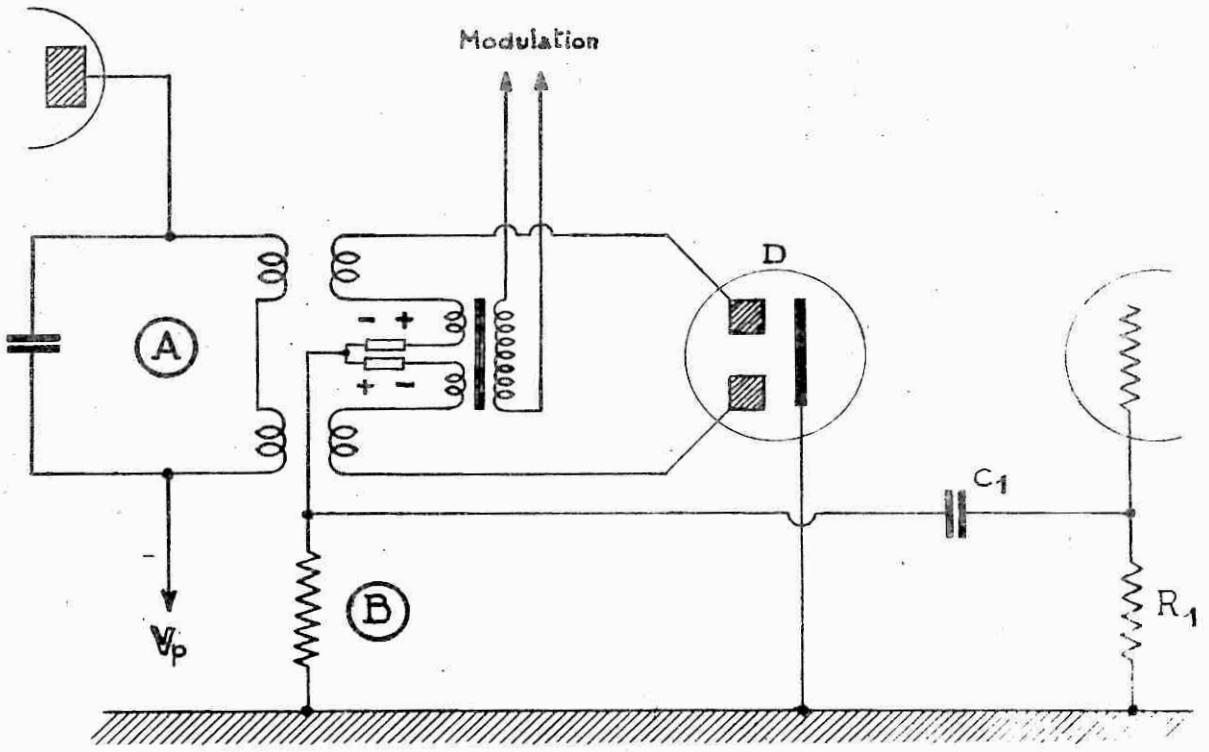


Fig. 374

Transmissions multiplex à impulsions .

375 - Les émetteurs d'impulsions se prêtent à une forme particulière de transmissions multiples, forme dont il n'a pas été question au Chap. I (§ 102).

Divisons les impulsions successives engendrées par l'émetteur en groupes consécutifs de n impulsions chacun, et dans chaque groupe numérotons les impulsions de 1 à n.

Au lieu d'appliquer la modulation du signal à transmettre à la totalité des impulsions comme il a été fait au § 368 et aux suivants, appliquons la seulement, par exemple, aux impulsions portant le n° 1. Nous pourrons appliquer un deuxième signal aux impulsions portant le n° 2 et ainsi de suite jusqu'à un $n^{ième}$ signal aux impulsions numérotées n. Nous aurons réalisé une transmission multiplex à n voies.

Il suffira, à la réception (voir Chap. V - §) d'un dispositif permettant de sélectionner les impulsions de n en n pour séparer les transmissions initiales, le résultat de cette sélection étant, évidemment, de fournir un système d'impulsions dont la fréquence de répétition est n fois plus petite que celle du poste émetteur initial. La méthode est intéressante parce qu'elle résoud d'une façon élégante le problème de la diaphonie (1) entre les différentes voies transmises par un même émetteur.

---

(1) ou du mélange des modulations.

Alimentation des émetteurs.

401 - L'alimentation des émetteurs nécessite l'emploi de sources de tensions continues très diverses, susceptibles de fournir des débits également très divers.

En principe on a le choix entre les catégories de sources désignées ci-après :

1° : Piles électriques chimiques, exceptionnellement thermo-électriques.
2° : Machines tournantes à courant continu.
3° : Batteries d'accumulateurs.
4° : Convertisseurs rotatifs.
5° : Redresseurs statiques.

Les deux premières catégories (piles et machines à courant continu) délivrent du courant continu obtenu directement par transformation d'énergie chimique ou mécanique.

La troisième ne fait que restituer l'énergie électrique continue qu'on y a préalablement accumulée ; elle ne constitue donc pas, à proprement parler, une source autonome, puisqu'elle implique l'existence d'une autre source capable de la "recharger".

La quatrième catégorie comprend les groupes convertisseurs (moteurs à courant alternatifs entraînant des génératrices à courant continu) et les commutatrices (machines à enroulement induit unique muni, à la fois, de bagues pour le courant alternatif + et d'un collecteur - pour le courant continu.

Enfin la cinquième catégorie groupe tous les redresseurs de courants alternatifs, qui ne comportent pas de pièces mécaniques ou de circuits électriques en mouvement.
Ils utilisent les "éléments redresseurs" étudiés au cours du Chap. III, en association avec des transformateurs de caractéristiques électriques

daptées aux tensions alternatives à utiliser et aux caractéristiques des ensions et courants continus à fournir . Ces éléments redresseurs sont es suivants :

— Tubes redresseurs à vide poussé (Chap. III § 631) .
— Tubes redresseurs à cathode chaude (Thanotrons , etc... Chap. III § 751) .
— Tubes redresseurs à vapeur de mercure (Chap. III § 790)
— Redresseurs secs (Cuivre - oxyde de cuivre , sélénofer , (Chap. III § 925) .

Alimentation par piles :

403 – Ce mode d'alimentation, en raison de la faible énergie qu'il est capable de procurer est réservé aux postes portatifs de faible puissance ; il a l'avantage de sa simplicité mais présente des inconvénients de diverses espèces :

– Variation, en cours de décharge, de la tension fournie

– Durée limitée, d'autant plus limitée, que le débit demandé est plus grand, pour un calibre déterminé des éléments constituant la pile.

– Dépréciation de ce matériel en période d'inutilisation ou de stockage.

404 – Dans les postes plus puissants, les piles peuvent évidemment être utilisées comme sources de tensions auxiliaires, telles que polarisations de grilles, qui ne demandent que de faibles débits. Même réduites à ce rôle modeste, les piles se révèlent encore peu pratiques à l'usage, aussi leur préfère-t-on les autres systèmes d'alimentation chaque fois qu'il est possible de les employer.

405 – Les piles, en vieillissant, présentent, en général une augmentation sensible de leur résistance interne qui peut être préjudiciable au service. On remédie à ce défaut en les shuntant par des condensateurs fixes de capacité suffisantes pour ne présenter qu'une impédance négligeable aux composantes variables contenues dans le courant débité par la source.

Batteries d'accumulateurs.

406 – Les batteries d'accumulateurs offrent, sur les piles, la supériorité d'une plus grande constance de la tension aux bornes.

Cette constance est d'ailleurs encore meilleure avec les batteries au plomb qu'avec les batteries à électrolyte alcalin.

Néanmoins l'emploi de batteries dite à "haute tension", composées de nombreux éléments de capacité restreinte en série, a dû être abandonné à cause des difficultés d'isolement, (conservation de la charge) et d'entretien. Les seules utilisées en pratique ont donc les batteries de "basse tension" (jusqu'à 12 ou 24 volts selon la puissance) mais susceptibles de gros débits. Ces batteries sont généralement utilisées directement pour le chauffage des filaments, tandis que les tensions d'anodes et les polarisations sont obtenues au moyen des convertisseurs dont il sera question plus loin.

407 - Naturellement les accumulateurs ne peuvent se concevoir sans les moyens nécessaires à leur recharge. Ces moyens peuvent être compris dans l'installation du poste ou bien constitués en une organisation distincte travaillant au profit de <u>plusieurs</u> postes émetteurs. Cette dernière solution oblige à effectuer des transports des accumulateurs. Trois jeux de batteries doivent alors être prévus, un jeu en service, un peu chargé et prêt au service, un jeu à la recharge. La première solution est évidemment la meilleure, à cause de l'<u>autonomie</u> qu'elle confère au poste d'émission.

— Cette recharge peut s'effectuer soit au moyen de groupes électrogènes, soit au moyen d'un secteur de distribution d'énergie électrique. Le problème est d'ailleurs le même que celui qui se pose quand il s'agit d'obtenir, directement, à partir des mêmes sources d'énergie (moteur mécanique ou secteur électrique) les tensions continues nécessaires à l'alimentation du poste émetteur.

Le cas actuel présente toutefois cette particularité que les débits à fournir sont relativement importants tandis que les tensions nécessaires sont relativement basses.

408 - D'une part on aura des génératrices à courant continu de caractéristiques correspondant à celles des batteries à charger. Ce seront des machines shunt entrainées à vitesse constante, ou encore des machines à vitesse variable (comme les génératrices de bord des véhicules automobiles) mais munies des dispositifs régulateurs de tension ou de débit nécessaires (machines à 3 balais ou à régulateurs séparés).

409 - D'autre part, s'il s'agit de recharger la batterie à partir d'un secteur alternatif, à cause de la tension relativement basse à fournir, on devra éliminer tous les systèmes comportant des chutes internes de tension (tels que les tubes redresseurs à vide poussé) pour ne retenir que les dispositifs à forts débits et à faible chute de tension interne (valves Tungar, tubes à vapeur de mercure, redresseurs oxymétal et sélénofer de section suffisante).

Machines électriques.

415 - En théorie, rien ne s'oppose à l'utilisation de groupes électrogènes munis de génératrices à courant continu pour obtenir directement les différentes tensions nécessaires à l'alimentation d'un émetteur, tant que ces tensions ne dépassent pas quelques milliers de volts. Le moteur d'entrainement de la génératrice (qui est à deux collecteurs, le plus souvent) ou des génératrices utilisées doit alors posséder les qualités suivantes :

1° : posséder une régulation de vitesse suffisamment efficace et précise pour éviter des variations de tension supérieures aux tolérances supportées par le poste (spécialement pour le chauffage des lampes).

2° : présenter un démarrage à la fois rapide et sûr.

Ces deux conditions sont d'ailleurs assez difficiles à remplir surtout dans le cas des installations de petite et moyenne puissances ; c'est une des raisons qui conduisent à prévoir des batteries d'accumulateurs dans ces installations. Le groupe est alors employé à recharger la batterie d'accumulateurs, tandis que celle-ci, toute seule ou "en tampon" sur la génératrice selon sa capacité, alimente, à son tour, le poste émetteur.

Les basses tensions (chauffage des filaments par exemple) peuvent être prises directement sur la batterie, tandis que des convertisseurs sont employés pour obtenir les autres tensions.

Convertisseurs courant-continu = courant-continu

416 - Ces convertisseurs sont en réalité des groupes comprenant un moteur shunt accouplé à une génératrice à courant continu.

L'excitation de la génératrice est prise sur la batterie d'accumulateurs et un compoundage évite une trop grande chute de la tension en charge, chute qui se trouve, d'autre part, favorisée par le ralentissement simultané du moteur d'entraînement sous l'effet de la charge.

417 - Pour les groupes de puissance petite et moyenne (ne dépassant guère le kilowatt) le moteur et la génératrice peuvent être construits dans la même carcasse et souvent même avec un circuit inducteur commun unique et les deux induits montés sur le même arbre sont portés par deux paliers seulement. L'accouplement est alors supprimé et les pertes diminuées. Le rendement global du groupe est amélioré.

418 - Ces convertisseurs peuvent être alimentés directement

par des secteurs de distribution d'énergie électrique à courant continu. Comme abaisseurs de tension ils peuvent alors avantageusement servir à la recharge des accumulateurs ou fournir la tension nécessaire au chauffage des filaments. Comme élévateurs de tension, ils peuvent fournir les hautes tensions nécessaires à l'alimentation des postes émetteurs.

419 - Les §§ 425 à 461 ci-après sont consacrés à l'alimentation des émetteurs à partir du courant alternatif. Ce courant alternatif pourra provenir d'un secteur de distribution, ou d'un groupe électrogène ou encore d'un convertisseur continu-alternatif, voire même d'une commutatrice, ces deux dernières machines étant reliées soit à une batterie d'accumulateurs soit à un secteur continu. On assiste alors à de multiples transformations de l'énergie électrique avant d'obtenir finalement les diverses tensions continues requises pour le fonctionnement de l'émetteur. Cette complication apparente peut-être commandée par la nécessité :

1° : de fournir à l'émetteur des tensions parfaitement stabilisées..

2° : d'obtenir une sécurité de fonctionnement et une rusticité de matériel appropriées aux conditions de travail du poste émetteur en cause (les machines à courant continu à collecteurs et en particulier les machines à haute tension sont plus délicates que les alternateurs et surtout les alternateurs à fer tournant).

3° : de pouvoir utiliser à volonté, ou d'après les circonstances, des modes d'alimentation différents (selon qu'on dispose ou non d'un secteur, etc ...). Dans cet ordre de sujetions entrent les alimentation dites "de secours" destinées à parer à des défaillances de l'alimentation "normale".

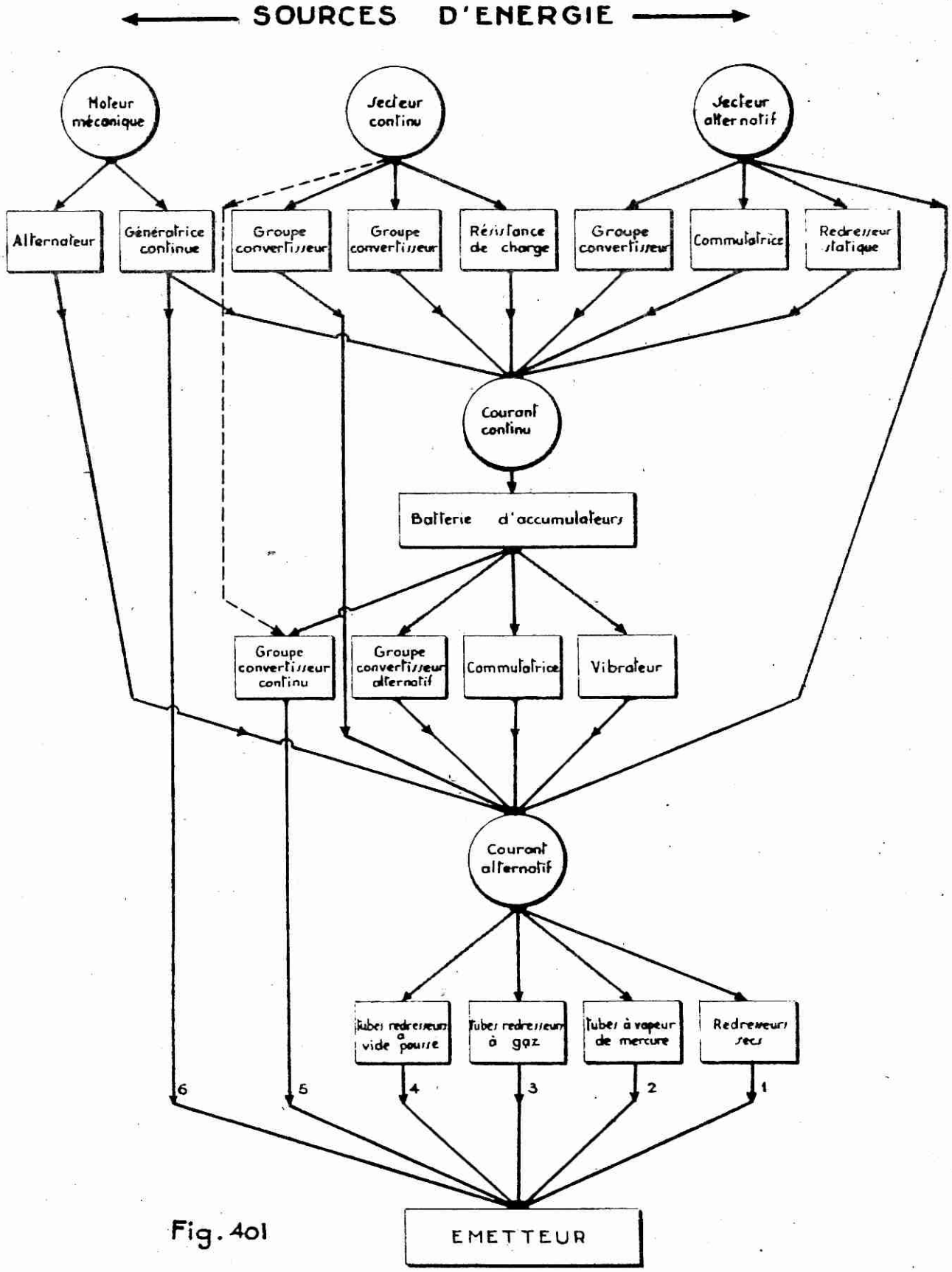

SOURCES D'ENERGIE
Moteur mécanique
Secteur continu
Secteur alternatif
Alternateur
Génératrice continue
Groupe convertisseur
Groupe convertisseur
Résistance de charge
Groupe convertisseur
Commutatrice
Redresseur statique
Courant continu
Batterie d'accumulateurs
Groupe convertisseur continu
Groupe convertisseur alternatif
Commutatrice
Vibrateur
Courant alternatif
Tubes redresseurs à vide pourre
Tubes redresseurs à gaz
Tubes à vapeur de mercure
Redresseurs secs
6
5
4
3
2
1
EMETTEUR

Fig. 401

421 – Le schéma général des dispositions qui peuvent être adoptées et des transformations qui peuvent intervenir est donné par la fig. 401. Comme le montre ce schéma, il y a finalement six manières de parvenir aux tensions d'alimentation cherchées.

Sur ces six manières :

— quatre font provenir l'énergie du courant alternatif. celui-ci étant délivré :
  — soit par un secteur de distribution.
  — soit par un groupe électrogène à courant alternatif.
  — soit par un convertisseur continu-alternatif,
— deux ne font intervenir que du courant continu ; l'énergie initiale étant délivrée :
  — soit par un groupe électrogène à courant continu
  — soit par un convertisseur alimenté par une batterie d'accumulateurs.
  — soit exceptionnellement par un secteur continu.

Les redresseurs.

425 – Le mode d'alimentation qui tend à se généraliser de plus en plus est l'alimentation à partir du courant alternatif au moyen de transformateurs et de redresseurs statiques

— D'une part c'est la forme normalisée de la distribution d'énergie électrique (courant triphasé à 50 périodes par seconde, en haute ou basse tension selon la puissance nécessaire) ;

— d'autre part l'alimentation à partir du courant alternatif permet de réaliser des installations entièrement statiques (pas de machines tournantes à entretenir et à surveiller) qui offrent une sécurité de fonctionnement maximum.

Le courant alternatif est amené au moyen de transformateurs appropriés, à la tension et sous la forme qui convient (monophasée, diphasée, triphasée, hexaphasée, etc ...) aux organes redresseurs proprement dits déjà énumérés au § 301 ci-dessus à savoir, ou bien :

— tubes redresseurs à vide poussé.
— tubes redresseurs à gaz et cathode chaude (Phanotrons)
— tubes à vapeur de mercure (cathode froide).

Le fonctionnement de ces divers types d'éléments redresseurs a déjà été étudié au cours du Chap. III ; nous nous bornerons, après en avoir rappelé les caractéristiques principales, à indiquer les conditions particulières (tensions, puissances, etc ...) auxquelles chacun de ces types de redresseurs est plus spécialement adapté.

Tubes redresseurs à vide poussé.

426 – Ce sont les diodes ou Kénotrons (Chap. III, § 313). Ces tubes sont susceptibles de supporter des tensions inverses très élevées, mais par contre ils possèdent une résistance interne notable

d'où résultent :

— une baisse de rendement global .

— la nécessité d'évacuer l'énergie perdue dans ces tubes (dimensionnement des tubes , refroidissement par air ou par eau, etc ...)

— pour le redresseur ainsi constitué , une caractéristique en charge (tension aux bornes en fonction du courant débité) assez rapidement tombante quand la charge croît .

Par contre ces redresseurs offrent toute sécurité de fonctionnement et la préférence doit leur être donnée pour les hautes tensions lorsque la puissance n'est pas très importante et la charge à peu près constante .

Aux très hautes tensions ($V \geqslant 10000$ volts) la question du choix ne se pose plus , les tubes redresseurs à vide poussé sont les seules qui puissent être pratiquement mis en œuvre .

Tubes redresseurs à atmosphère gazeuse et à cathode chaude.

428 - Ce sont les Thanotrons (Chap. III § 753).
Ce type de tube redresseur possède les avantages qui découlent de sa faible chute de tension interne (de l'ordre de grandeur de 15 à 20 volts) ou, en d'autres termes, de sa faible résistance interne. Le rendement, en particulier, est exceptionnellement amélioré.

Toutefois des précautions doivent être prises en ce qui concerne la constitution du poste (commencer le filtre par une self et non une capacité) et son exploitation (éviter d'appliquer la haute tension sur le tube redresseur avant que la cathode n'ait atteint sa température de fonctionnement normal.

Les redresseurs équipés avec des tubes à gaz à cathode chaude présentent des caractéristiques en charge presque horizontales, et leur emploi est pratiquement indiqué dans tous les cas où la tension et la puissance à fournir ne sont pas trop élevées (quelques kilovolts ou kilowatts). La tension inverse de pointe maximum admissible, en effet, ne peut pas être poussée aussi loin que dans le cas des tubes à vide poussé de même qu'il faut bien veiller à ne pas dépasser certaines valeurs limites pour les courants instantané et moyen débités par le tube.

Tubes à vapeur de mercure.

430 - Ces tubes représentent le type de redresseur spécifiquement adapté aux grosses puissances (gros débits sous tensions relativement élevées). Ils ont un rendement élevé à cause de la chute de tension interne constante de 18 volts environ et permettent des réalisations industrielles susceptibles de fournir des puissances considérables (des centaines de kilowatts) (Voir Chap. III - § 790).

Redresseurs secs.

432 - Ce sont les redresseurs constitués au moyen des cellules cuivre = oxyde de cuivre, sélénofer, etc... (Chap. III § 924). Ne comportant pas, comme les tubes à vide poussé ou à gaz, d'enveloppes fragiles, les redresseurs secs se caractérisent par une robustesse et une rusticité notablement supérieures à celles des trois autres catégories de redresseurs ci-dessus examinées. Ils ont en outre l'avantage de ne nécessiter aucun courant de chauffage ni dispositif d'amorçage, d'où une grande commodité d'emploi.

Par contre le rendement, peu élevé, n'est pas supérieur à celui des tubes à vide poussé ; c'est pourquoi, en pratique, le redresseur sec ne peut-il être utilisé que dans le cas où la condition de rendement est secondaire vis-à-vis des conditions de simplicité et de robustesse.

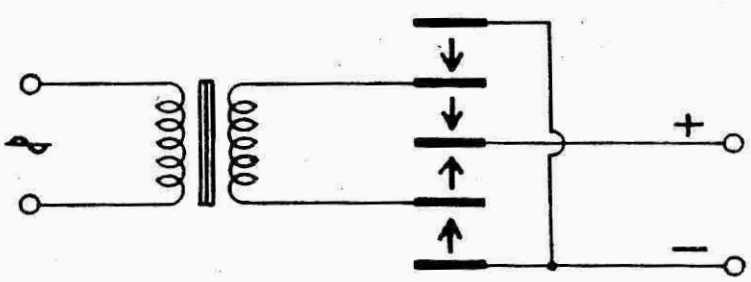


Fig. 411

La simplicité du dispositif en fait l'appareil idéal pour fournir les tensions auxiliaires diverses du poste émetteur (polarisation des grilles, tensions anodiques des étages à faible puissance, etc...)

Par le fait qu'ils ne comprennent pas de circuits de chauffage les redresseurs secs procurent une réalisation particulièrement aisée du montage en pont pour le redressement des deux alternances (fig. 411).

Filtrage du courant ondulé délivré par les éléments redresseurs.

441 - Tous les éléments redresseurs ci-dessus étudiés fournissent évidemment (Voir Chap. III) des tensions et courants ondulés. La composante fondamentale de l'ondulation est égale à la fréquence du courant alternatif utilisé, ou au double ou au triple de cette fréquence etc ..... selon que l'on "redresse" une alternance seulement (montage à une valve ou à une seule pile de cellules), ou deux alternances (avec deux valves ou deux piles de cellules alimentées symétriquement), ou trois alternances (avec trois tubes ou 3 piles de cellules reliées à un système de tensions triphasées) et ainsi de suite jusqu'aux 12 alternances du système duodécaphasé. En même temps que la fréquence fondamentale de l'ondulation est augmentée, l'amplitude de cette ondulation est diminuée ; pour ces deux raisons le filtrage devient d'autant plus aisé que le nombre de phases redressées est plus grand.

C'est cette même raison qui a conduit, dans certains postes, à alimenter les redresseurs avec des courants alternatifs de fréquences supérieures aux 50 périodes des secteurs ordinaires de distribution. On a pu utiliser ainsi des courants de fréquence musicale de 600 à 1000 périodes par seconde. Le filtrage, dans ces conditions, est grandement facilité, mais d'autres difficultés surviennent (surtensions, en particulier) et on se prive de la faculté de pouvoir brancher le redresseur directement sur un secteur de distribution lorsque cette occasion se présente.

Constitution des filtres.

442 - La constitution des filtres à employer dépend, outre de la fréquence du courant et du nombre de phases redressées, du degré de filtrage que l'on veut obtenir, ou en d'autres termes du résidu

d'ondulation (rapport de l'amplitude de l'ondulation résiduelle à la tension continue moyenne fournie) que l'on est décidé à tolérer .

Comme il a été dit précédemment , les filtres associés à des éléments redresseurs de faibles résistances internes (Thanotrons et tubes à vapeur de mercure) doivent obligatoirement débuter par une self . Grâce à celle-ci le tube redresseur fonctionne à débit quasi-constant (Voir Chap. III § 318) et le courant instantané dans le tube ne risque pas de dépasser la limite de sécurité fixée par le constructeur .

Enfin on devra observer que le débit demandé par le poste émetteur à la source continue qui l'alimente , est, dans beaucoup de cas un débit variable à cause de la manipulation , ou de la modulation de ce poste . La constitution même du poste tend à s'opposer aux variations du débit des éléments redresseurs (selfs en série), c'est donc au condensateur terminal du filtre qui appartient le rôle de régulation de la tension délivrée , vis-à-vis des variations du débit (rôle de "réservoir") .

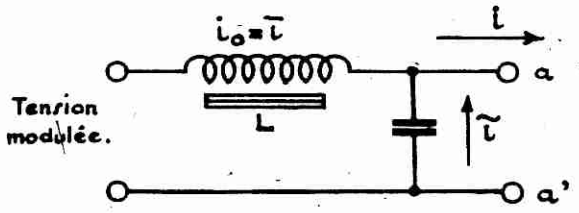


Fig. 412

Soit i_0 le courant moyen fourni par la source , c'est le courant qui traverse réellement la self de filtrage L . Si le courant i débité dans l'émetteur par les bornes aa' (fig. 412) est une grandeur variable en fonction du temps (dont la valeur moyenne est $\bar{\imath} = i_0$) , il est visible que toute la partie variable du courant $\tilde{\imath} = i - i_0$ est dérivée vers le condensateur C où elle détermine une différence de potentiel

$$v = \frac{1}{C}\int_0^t \tilde{\imath}\, dt = \frac{I_1}{C\Omega_1}\cos(\Omega_1 t - \varphi_1) + \frac{I_2}{C\Omega_2}\cos(\Omega_2 t - \varphi_2) + \ldots$$

$$\ldots + \frac{I_n}{C\Omega_n}\cos(\Omega_n t - \varphi_n) + \ldots$$

I_1 , Ω_1 et φ_1 , I_2 , Ω_2 et φ_2 , etc ... étant l'amplitude, la pulsation et la phase des composantes successives sinusoïdales contenues dans le courant variable $\tilde{\imath}$.

Pratiquement, par suite de la présence des Ω aux dénominateurs des termes successifs, la valeur de la tension v est donnée par les tout premiers termes du développement et pratiquement par le premier (terme fondamental) dans le cas d'un courant $\tilde{\imath}$ périodique.

En exprimant que l'amplitude de v ne doit pas être supérieure à quelques % ou ‰ de la tension moyenne V aux bornes $a\,a'$, on obtient pour C une valeur qui est la capacité minimum à adopter comme capacité de sortie du filtre .

Tensions intermédiaires - Diviseurs de tensions.

444 - Certaines tensions auxiliaires, comme les tensions d'écrans des tubes multigrilles, qui ne requièrent pas des débits (donc des puissances) importants, sont fréquemment obtenues à partir de sources de tensions plus élevées servant normalement à d'autres usages (alimentation des anodes des mêmes tubes par exemple).

445 - La méthode donnant le moins mauvais rendement est celle de la résistance de chute (fig. 421). R désignant la valeur de la résistance, et i_o le courant moyen fourni sous la tension réduite V_1, on a évidemment :

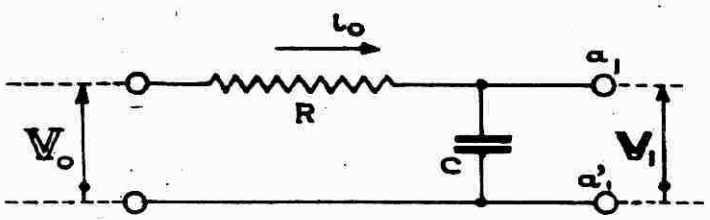


Fig. 421

$$V_o - V_1 = R\, i_o \quad ;$$

à condition que i_o soit constant, V_1 l'est également.
Le condensateur C doit être dimensionné pour ne présenter qu'une impédance négligeable à toutes les composantes de la partie variable du courant i_1 débité aux bornes a_1 a'_1. Ce condensateur C ne saurait toutefois absorber les variations lentes de i_1 ni surtout les différences qui peuvent se manifester d'un réglage à un autre (d'une longueur d'onde à une autre, par exemple, si le poste est prévu pour une "gamme" plus ou moins étendue). $i_o = \bar{\imath}$ ayant changé, la tension V_1 se trouve elle-aussi modifiée.

446 - La méthode potentiométrique, ou la méthode du diviseur de tension (fig. 422) fournit une tension moins dépendante du débit, et le résultat est d'autant meilleur que le débit i'_o du potentiomètre est grand vis-à-vis de l'intensité $\bar{\imath}_1$ débitée sous la tension

intermédiaire V_1 .

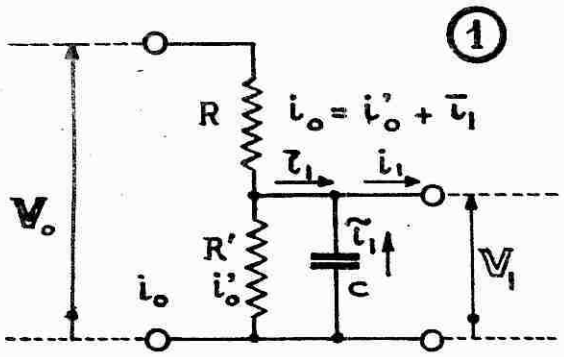


Fig. 422

Un même potentiomètre peut être utilisé pour fournir plusieurs tensions V_1 , V_2 , V_3 ... V_n différentes (fig. 423) .

Comme dans le cas précédent, la constance des tensions délivrées n'a lieu que si les débits moyens $\bar{\imath}_1$, $\bar{\imath}_2$, $\bar{\imath}_3$ etc ... demeurent eux-mêmes constants, à moins toutefois qu'il ne soit fait usage de tubes régulateurs (Voir § 451 ci-après) .

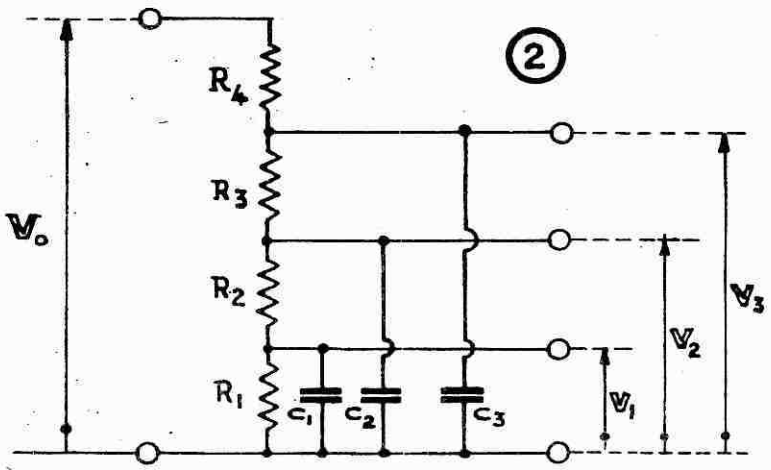


Fig. 423

Régulation des tensions d'alimentation.

Emploi de tubes à décharge dans le gaz.

451 - Pour des tensions dont la valeur est un multiple pas trop élevé de 70 volts et lorsque l'amplitude des variations du débit n'est pas trop considérable, on peut faire usage des tubes régulateurs à gaz décrits au § 783 du Chap. III.

Comme on l'a vu, ces tubes permettent d'obtenir des tensions échelonnées de 70 volts en 70 volts environ et indépendantes (à 1% près environ), dans certaines limites définies, du débit et des variations de la tension d'alimentation V_0 du dispositif.

452 - Au lieu du montage utilisant uniquement des tubes à décharge gazeuse (§ 521 du Chap. III) on peut faire usage de combinaisons de tubes à vides et de tubes régulateurs à gaz. Le montage de la fig. 431, en particulier, offre des possibilités de régulation, à la fois meilleures, et portant sur des gammes de tensions et de débits plus étendues que celles obtenues avec les tubes à gaz tout seuls.

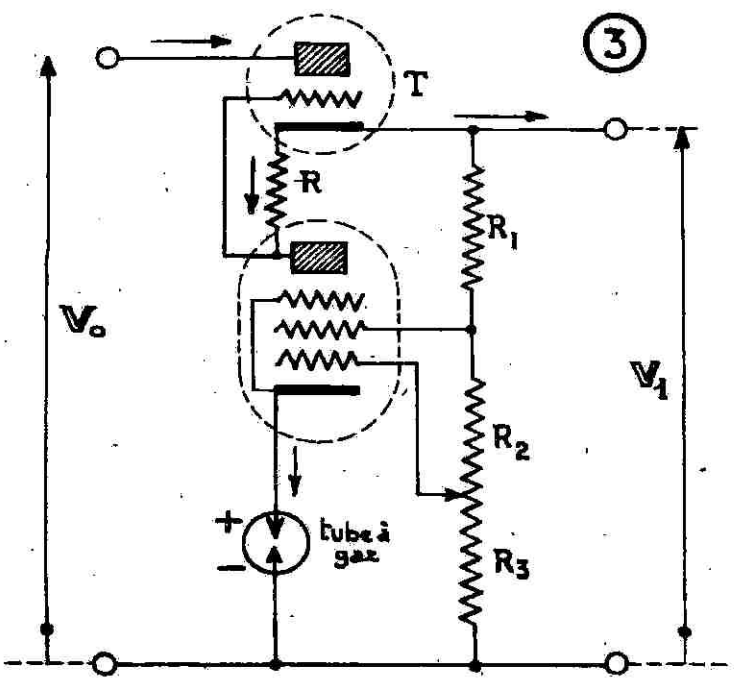


Fig. 431

Les variations de la tension V_1 aux bornes de la source sont reportées sur la grille d'une pentode à forte pente, elle-même polarisée au moyen

d'une tension auxiliaire bien constante . La plaque de la pentode est reliée à la borne positive de la tension d'alimentation V_0 à travers l'espace plaque - cathode d'une deuxième lampe (la triode T) et une résistance R . La grille de la triode est directement reliée à la plaque de la pentode :

Une légère augmentation de V_1 entraine une augmentation de V_{g1} et par suite une augmentation de i_p . La polarisation de grille de la triode , qui est égale à Ri_p devient alors plus négative , et la résistance de l'intervalle cathode - plaque de cette lampe augmente . Ce phénomène a précisément pour effet de s'opposer à la variation de V_1 .

Si V_1 tend , au contraire , à diminuer , le processus est inverse , et la résistance interne de la triode , en diminuant , s'oppose à la diminution de V_1 .

Les variations de tension et de débits admissibles dépendent du choix qui est fait pour le type de triode T et pour les valeurs relatives des résistances R_1 R_2 et R_3 .

Le montage , par contre , n'élimine pas l'effet des variations de la tension d'alimentation V_0 . Or cette tension peut être elle-même influencée par des variations intervenant

— quant au débit i_0 demandé à la source V_0

— quant aux conditions d'alimentation de la source fournissant la tension V_0 (vitesse d'entraînement du groupe électrogène ou tension du secteur utilisé).

Régulation des génératrices à courant - continu

453 - On se prémunit tout d'abord des variations de débit en utilisant une excitation compound de la génératrice , ou même , éventuellement , hyper-compound pour compenser l'effet des

variations de vitesse provoquées par les variations de charge .

Ensuite les meilleurs résultats sont obtenus quand le groupe est lui-même alimenté en énergie d'une façon parfaitement constante (cas du groupe convertisseur actionné par une batterie d'accumulateurs de grosse capacité) .

Lorsque le groupe est appelé à subir des variations de vitesse (moteurs à régulation imparfaite ou assujettis par leur nature à de telles variations) il est indispensable de faire usage de régulateurs spéciaux . Ces régulateurs agissent sur l'excitation de la génératrice . L'un des systèmes les plus couramment employés est le régulateur à lame vibrante , dont le principe est exposé ci-après .

Régulateur vibrant .

454 - Une résistance R disposée en série avec les inducteurs dans le circuit d'excitation est alternativement court-circuitée et décourt-circuitée , à cadence rapide , par un contact vibrant à la façon d'une sonnette électrique . Les durées relatives pendant lesquelles la résistance R est insérée dans le circuit , ou , au contraire , court-circuitée sont commandées par la grandeur de la tension V_0 aux bornes de la machine . Si cette tension vient à diminuer , la durée du court-circuit est augmentée et celle pendant laquelle la résistance R est en série dans le circuit , diminuée . Une augmentation de V_0 provoque les phénomènes inverses . La partie variable du courant d'excitation ainsi défini est absorbée par des capacités , tandis que , grâce à leur forte inductance , les inducteurs sont seulement traversés par la partie continue $\bar{\imath}_d$ de ce courant . Ce sont les variations de cette composante continue qui déterminent les variations de force électromotrice nécessaires pour maintenir constante la tension aux bornes de la génératrice .

Régulateurs agissant sur le courant alternatif.

455 - Lorsque l'alimentation est faite à partir du secteur alternatif, divers types de régulateurs peuvent être employés pour régulariser cette tension. Un grand nombre d'entre-eux utilisent le phénomène de la saturation magnétique qui a été rappelé au cours du Chap. II a (§ 496).

L'élément essentiel de ces régulateurs est une bobine de self-induction, parcourue par le courant alternatif utilisé, et dans le noyau de laquelle on provoque des variations de perméabilité magnétique au moyen d'un courant continu auxiliaire II approprié. L'intensité de ce courant de magnétisation II est commandée par les variations de la tension continue aux bornes de sortie du système d'alimentation.

456 - Dans le dispositif représenté par la fig. 435,

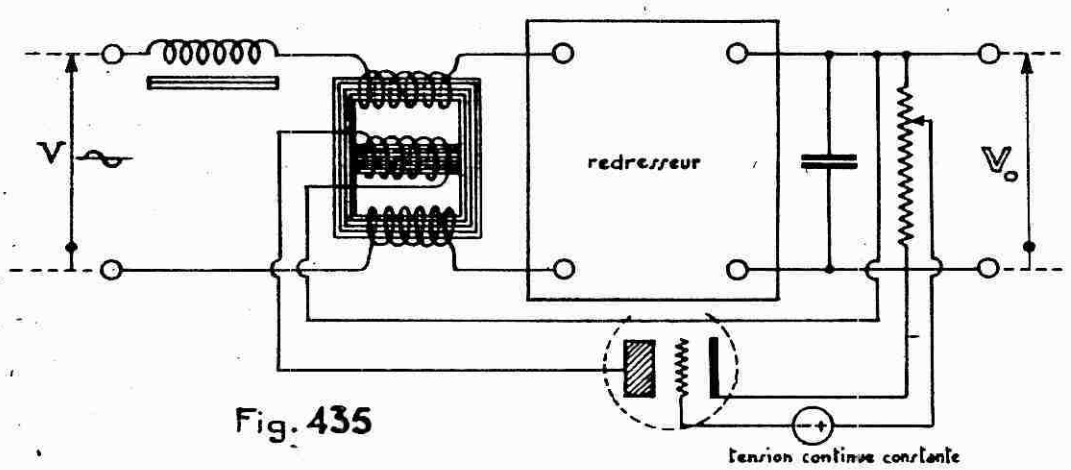


Fig. 435

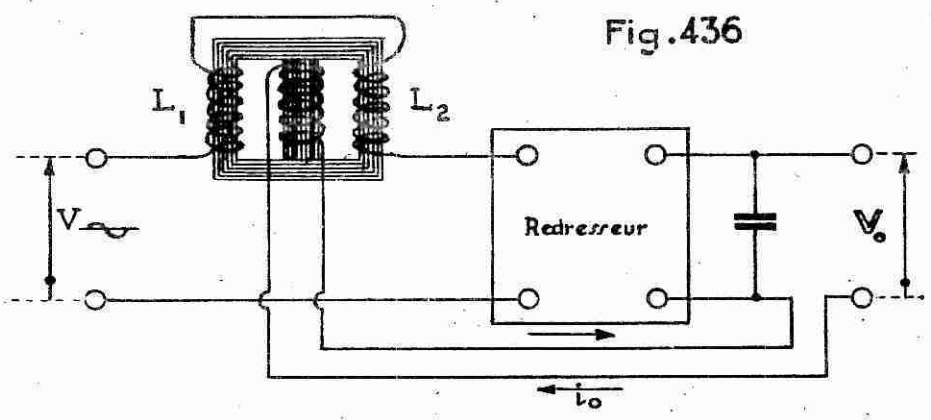
variations de la tension V_o aux bornes de sortie bb' sont amplifiées par la triode T dont les variations de courant-plaque commandent la magnétisation continue de la self L formant montage potentiométrique avec la self L'.

Pour éviter une induction du courant alternatif dans le circuit de plaque de la lampe T et par suite vers les bornes de sortie bb' du redresseur, la self adoptée pour L est en réalité constituée par deux demi-selfs égales L_1 et L_2 disposées en série, mais possédant respectivement avec l'enroulement à courant continu des coefficients d'induction mutuelle égaux et de signes contraires (fig. 435). Dans le dispositif de la fig. 435 il est visible qu'une augmentation de V_0 provoque une élévation du potentiel de grille de la lampe T par rapport à la cathode, donc une augmentation du courant continu de magnétisation i_p. L'augmentation de magnétisation initiale qui en résulte dans le noyau des selfs L_1 et L_2 provoque une diminution de leur self induction totale, et par suite une diminution de l'amplitude de la tension alternative alimentant le redresseur. Inversement une diminution de V_0 amène une augmentation de la tension alternative d'alimentation du redresseur. On a bien une atténuation des variations de V_0.

Compoundage des redresseurs.

461 - On peut aussi, au moyen de ces mêmes selfs à saturation magnétique, réaliser un véritable compoundage du redresseur. Dans ce cas, c'est le courant continu $\bar{I}_o$ débité par le redresseur qui est envoyé dans l'enroulement de magnétisation de la self L. Une augmentation du débit produit une diminution de la chute de tension $L\omega I$ dans cette self et par suite une augmentation de l'amplitude de la tension alternative délivrée au redresseur (fig. 436).

Fig. 436



Mise en marche et arrêt des émetteurs.

471 - En raison du temps nécessaire pour porter les cathodes à leur température de régime (surtout les cathodes à chauffage indirect) et en raison des détériorations qui ne manqueraient pas de se produire si la haute tension était appliquée avant que la température en question soit atteinte, on procède toujours au démarrage des émetteurs en deux temps principaux :

- le premier consiste à allumer, en autant de "temps" qu'il est nécessaire, les filaments ;
- le second consiste dans l'application de la haute tension sur les anodes.

Lors du réglage du poste, il va sans dire que la haute tension n'est elle-même "montée" que progressivement, au fur et à mesure que l'on s'approche du réglage définitif final.

Entre ces deux temps principaux se place généralement un temps intermédiaire consistant à appliquer les tensions auxiliaires (anodes des petits étages, grilles écrans, polarisation, etc ...) lorsque celles-ci sont fournies par des dispositifs indépendants de la haute tension principale (anodes des étages de puissance).

472 - Inversement, l'arrêt d'un émetteur débute toujours par la coupure de la haute tension. Si une nouvelle mise en marche doit suivre dans un délai rapproché, on peut s'abstenir de couper les circuits de chauffage des cathodes. La remise en marche du poste peut alors se faire quasi-instantanément.

Commande à distance .

473 - Dans certains cas, la mise en marche et l'arrêt sont commandés à distance, par exemple, depuis le centre d'exploitation où sont groupés les appareils récepteurs. Cette commande à distance exige une automaticité complète des diverses opérations successives nécessaires pour le demarrage et pour l'arrêt. C'est là une question d'agencement de relais (temporisés ou non) dont le premier d'entre eux est actionné à distance au moyen d'une ligne " de service " spéciale, ou encore par tout autre moyen (pendule à contacts, par exemple).

Réglage d'un émetteur sur une fréquence donnée. Mécanismes de changement d'onde.

481 _ Le réglage, sur une fréquence donnée, d'un émetteur normal comprenant un étage pilote, des étages séparateurs, (éventuellement doubleurs de fréquence), des étages préamplificateurs et un étage final est une opération qui doit naturellement être conduite progressivement en commençant par le pilote et en continuant par les étages suivants, en prenant soin de ne passer à un étage déterminé que lorsque le réglage du précédent est complètement terminé.

Pour le réglage individuel de chacun des étages on appliquera les procédés décrits au Chap. III consacré aux lampes (§ 371 pour la fonction oscillatrice et § 101 pour les amplificatrices)

Réglage de la fréquence du pilote.

482 _ En ce qui concerne le réglage de l'étage pilote, si celui-ci est constitué par un maître-oscillateur, l'opération la plus importante est l'ajustage de la fréquence de son oscillation à la valeur fixée. En raison de la multiplicité des émissions et des brouillages mutuels qu'elles peuvent se créer, il importe, en effet, que cette ajustage soit fait avec toute la précision désirable. On utilise à cet effet les dispositifs (fréquencemètres et contrôleurs d'onde) qui seront décrits au Chap. V (§§ à).

483 _ Si le poste est piloté par quartz piézoélectrique, le problème revient à se procurer un cristal ajusté sur la fréquence imposée, en observant néanmoins qu'il demeure encore possible de modifier dans une très étroite limite la fréquence d'oscillation obtenue

Réglage des étages suivants.

484 - La question de l'ajustage de la fréquence de l'émetteur étant supposée résolue, on règle l'accord des circuits oscillants leurs couplages, et éventuellement les diverses tensions d'alimentation et de polarisation de façon à obtenir, avec le maximum de rendement et de stabilité dans chacun des étages de la chaîne les amplitudes HF nécessaires.

Changement de la fréquence d'émission.

485 - Les opérations ci-dessus indiquées doivent être recommencées chaque fois que la fréquence du poste émetteur doit être changée. A condition que les écarts de fréquences ne soient pas trop grands, on pourra laisser inchangées les tensions d'alimentation, mais il faudra, dans tous les cas, réaccorder les circuits HF et éventuellement réviser leurs couplages.

Ce réajustage est une opération toujours longue (d'autant plus longue que la chaîne d'amplification comprend un nombre plus élevé d'étages) pendant laquelle le poste demeure inutilisable pour l'exploitation ; au surplus l'opération elle-même ne peut être effectuée que par un personnel spécialement qualifié.

Or les conditions normales d'exploitation d'un émetteur obligent généralement à des changements plus ou moins fréquents de longueur d'onde, changements qui doivent être effectués très rapidement, soit qu'il s'agisse de toucher des correspondants "veillant" sur des fréquences différentes, soit que les conditions de la propagation sur une liaison donnée obligent à changer la fréquence en cours même du trafic. On est alors obligé d'avoir recours à des dispositions particulières. Ces dispositions font l'objet des paragraphes qui vont suivre.

Dispositifs permettant le passage rapide d'une fréquence d'émission à une autre.

486 – Deux méthodes sont principalement utilisées :

Une première méthode, qui ne nécessite pas de circuits oscillants supplémentaires, utilise un jeu de dispositifs mécaniques à enclanchement permettant de ramener à volonté sur des positions repérées à l'avance les boutons de réglage du poste émetteur.

Naturellement il faut autant de dispositifs qu'il y a de commandes différentes à régler, et chaque dispositif doit lui-même comprendre autant de "positions" préparées que le poste doit comporter de fréquences prérepérées.

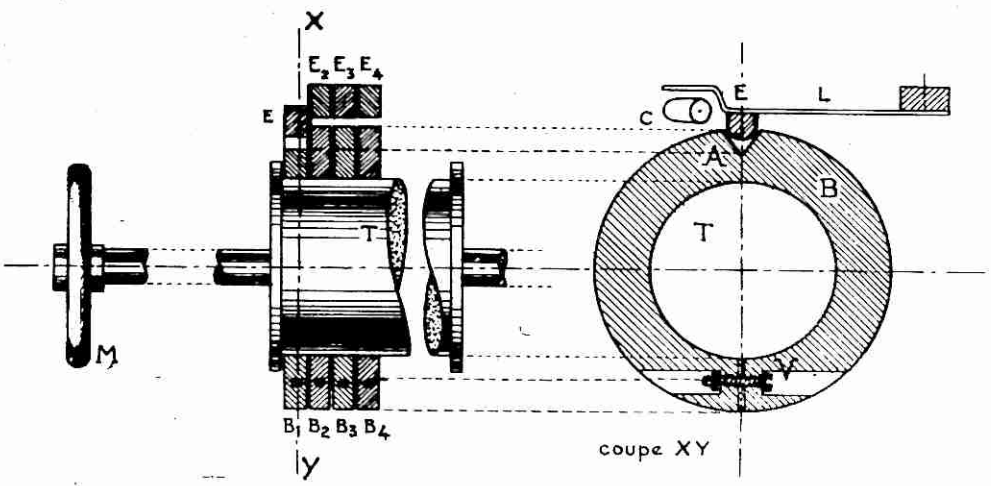


Fig. 441

Fig. 442

Les fig. 441 et 442 indiquent le principe d'un dispositif couramment adopté ; les éléments de 4 positions sont visibles sur la fig. 441 tandis que la fig. 442 représente le détail du mécanisme relatif à l'une de ces positions.

Sur un corps cylindrique T solidaire du volant de manœuvre M sont ajustées des bagues fendues B_1 B_2 B_3 B_4 qui peuvent être, grâce à la vis V_1 bloquées en n'importe quelle position

autour du cylindre, ou au contraire, rendues libres de tourner autour de ce cylindre, grâce aux vis V_1 V_2 V_3 V_4.

Les bagues portent chacune une encoche A qui peut venir se placer sous un ergot E porté par une lame de ressort L. L'ergot, en tombant dans l'encoche, immobilise la bague et par suite le tambour T et le volant M dans une position bien définie et toujours la même. Une came C permet de relever la lame ressort, et de libérer le mécanisme lorsque la "position" n'est pas en service.

Le premier réglage de l'émetteur sur une nouvelle fréquence se conduit à la façon ordinaire, après avoir pris soin, dans chacun des dispositifs d'enclanchement que comporte le poste, d'amener l'encoche A sous son ergot E préalablement libéré et de desserrer la vis de blocage de la bague B sur le tambour T.

Le réglage terminé, on bloque sur les tambours des commandes du poste, les bagues correspondant à la position considérée. La nouvelle fréquence est alors "repérée".

487 - Cette opération peut être faite pour n'importe laquelle des fréquences couvertes par la variation des condensateurs variables du poste. Lorsque les fréquences à réaliser sont trop différentes, il faut prévoir des prises sur les inductances et opérer, simultanément, des commutations sur ces prises. C'est une source de difficultés supplémentaires, aussi a-t-on généralement avantage à employer l'un ou l'autre des deux derniers procédés qui seront décrits plus loin (§ 489).

Autres dispositifs.

488 - La réalisation pratique des dispositifs d'enclanchement mécanique requiert beaucoup de soins et de précision ;

néanmoins l'expérience montre qu'il s'introduit toujours des écarts résiduels de réglage plus ou moins grands, en sorte que le procédé doit être rejeté chaque fois qu'une grande précision est nécessaire, comme c'est le cas, en particulier, pour les étages pilotés à maîtres-oscillateurs.

En ce cas, comme dans celui où toutes les fréquences à réaliser ne peuvent être couvertes avec le même jeu de selfs, on a le choix entre les deux procédés principaux suivants :

489 – Ou bien constituer chaque étage avec autant de circuits oscillants différents qu'il y a de fréquences prérepérées à organiser, et commuter les circuits oscillants tout entiers, après les avoir réglés, une fois pour toutes, sur les diverses fréquences en question.

490 – Ou bien constituer chaque étage tout entier (lampes et accessoires y compris) en autant d'exemplaires, ou même réaliser des tronçons déterminés de la chaîne amplificatrice en autant d'exemplaires qu'il doit y avoir de fréquences prérepérées, et commuter ensuite ces étages ou ces tronçons de chaîne tout entiers. Cette commutation ne porte que sur les connexions d'alimentation, sauf pour le dernier étage commuté où elle intéresse, en outre, les connexions de sortie de la haute fréquence.

Le dernier des deux procédés n'est pratiquement applicable qu'aux "petits étages" de l'amplificateur, tandis que le premier convient très bien aux étages de moyenne et de grande puissance.

Dispositifs de sécurité .

495 - Les dispositifs de sécurité mis en œuvre dans les postes émetteurs sont de deux sortes : Sécurités vis-à-vis du personnel et sécurités intéressant le matériel .

Sécurités vis-à-vis du personnel .

496 - Celles-ci ont pour but d'empêcher tout contact accidentel du personnel d'exploitation avec les parties du poste portées à des potentiels élevés . Elles sont généralement constituées grâce à des panneaux de fermeture , barrières, etc ... disposées à tous les endroits dangereux , et dont l'ouverture entraine automatiquement , par l'intermédiaire d'un circuit dit " de sécurité " l'arrêt de l'alimentation du poste en haute tension . Cette haute tension ne peut-être appliquée sur le poste que si les panneaux de fermeture sont tous en place et elle est immédiatement coupée si l'un quelconque de ces panneaux vient à être ouvert .

Sécurités vis-à-vis du matériel .

497 - Ces "sécurités" ont pour but d'empêcher toute anomalie de fonctionnement ou toute fausse manœuvre préjudiciable à la conservation du matériel et plus spécialement des lampes et des machines . Elles sont obtenues au moyen de divers relais agissant encore sur l'alimentation du poste à haute tension .

L'organe fondamental est le relais à maximum d'intensité intercalé dans le circuit anodique des lampes . Ce relais agissant à la manière d'un fusible , coupe la haute tension en cas de sur-intensité dans les anodes .

Les lampes (surtout celles qui sont construites avec des filaments de tungstène thorié - voir Chap. III § 573) ne supportent que de faibles écarts de la température des filaments . Des relais à maximum et à minimum de tension peuvent être prévus pour couper la haute tension lorsque la tension aux bornes du filament s'écarte des limites de tolérance permises .

Les lampes à refroidissement par circulation d'eau (ou par ventilation forcée) seraient rapidement mises hors d'usage si l'alimentation en eau ou en air de refroidissement venait à manquer, ou devenait insuffisante . Un relais commandé par le courant d'eau ou la pression de l'air vient couper la haute tension lorsque le débit d'eau ou d'air tombe au dessous des limites prévues .

Dans d'autre cas c'est la température de l'eau ou de l'air ayant servi au refroidissement de la lampe qui commande la coupure de la haute tension .

Protection contre les fausses manœuvres .

498 - Les fausses manœuvres sont principalement à craindre à l'occasion de la mise en marche et de l'arrêt des émetteurs .

Au demarrage elles consisteraient, par exemple, à appliquer la haute tension avant que les filaments n'aient atteint leur température de service , ou avant que la circulation d'air ou d'eau de refroidissement n'ait été établie , et ceci est valable également pour les tubes redresseurs de l'alimentation à haute tension lorsque celle-ci est faite au moyen de tubes à refroidissement forcé ; mais les relais déjà indiqués au § 497 ci-dessus (relais à minimum de la tension de chauffage et relais de sécurité du refroidissement des tubes s'opposent à cette fausse manœuvre .

499 – Une autre fausse manœuvre pourrait consister à "monter" trop rapidement la tension aux bornes du filament, ou à manœuvrer trop vite le rhéostat de démarrage de certaines machines tournantes. Ces difficultés sont évitées avec la généralisation des dispositifs automatiques, où le passage des "temps" successifs du démarrage est commandé automatiquement, soit au moyen de relais à "temps", soit au moyen de relais commandés par la tension aux bornes de l'induit de la machine qui démarre. Le premier temps seul de l'opération est commandé manuellement (le cas échéant, à distance) en appuyant sur le bouton "marche" de l'installation, tandis que lors de l'arrêt de l'émetteur, le rappel de tous les organes de démarrage à leur position de repos est commandée dans l'ordre convenable dès qu'on a appuyé sur un deuxième bouton marqué "arrêt".

500 – Enfin certains mécanismes de changement d'ondes ne doivent être manœuvrés qu'à l'arrêt. Ils donnent donc lieu aussi à des dispositifs de sécurité (mécaniques ou électriques) qui leurs sont particuliers.

Les anciens procédés d'émission radioélectrique

511 - Les postes d'émission à lampes ne sont pas les seuls qui permettent d'engendrer des oscillations de haute fréquence. Avant l'invention des tubes électroniques trois types de postes émetteurs étaient couramment utilisés :

- les postes à étincelles,
- les postes à arc,
- les alternateurs HF.

Les postes à étincelles engendraient des ondes amorties tandis que les postes à arc et les alternateurs HF donnaient des ondes entretenues.

Les trois types de postes étaient d'ailleurs utilisés en télégraphie seulement, le développement de la radiotéléphonie n'étant véritablement apparu qu'avec les postes à lampes.

Postes à étincelles. (Postes à ondes amorties).

512 - Ces postes utilisaient la décharge oscillante du condensateur dans un circuit oscillant, phénomène qui a été étudié au Chap. II (§ 49).

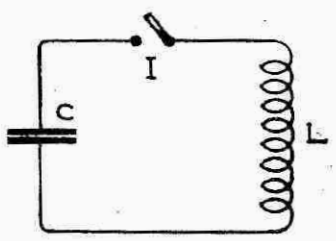


Fig.511

Supposons qu'on ferme au moyen de l'interrupteur I le circuit L.C de la fig. 511 après avoir chargé le condensateur C à une tension V_o ; le condensateur se décharge dans la self L.

La tension aux bornes de C tombe rapidement à zéro, mais, par

suite de l'énergie cinétique $\frac{1}{2} L i^2$ créée par la présence de la self L, le courant se prolonge dans le circuit et charge le condensateur en sens inverse. Au moment où le courant cesse la tension aux bornes du condensateur est maximum et de sens inverse à la charge initiale. A cause des pertes d'énergie, la valeur absolue de ce maximum est naturellement plus faible que la tension initiale V_0. Le condensateur se décharge à nouveau à travers la self et les phénomènes se reproduisent jusqu'à épuisement de l'énergie potentielle $\frac{1}{2} C V_0^2$ accumulée initialement dans le condensateur.

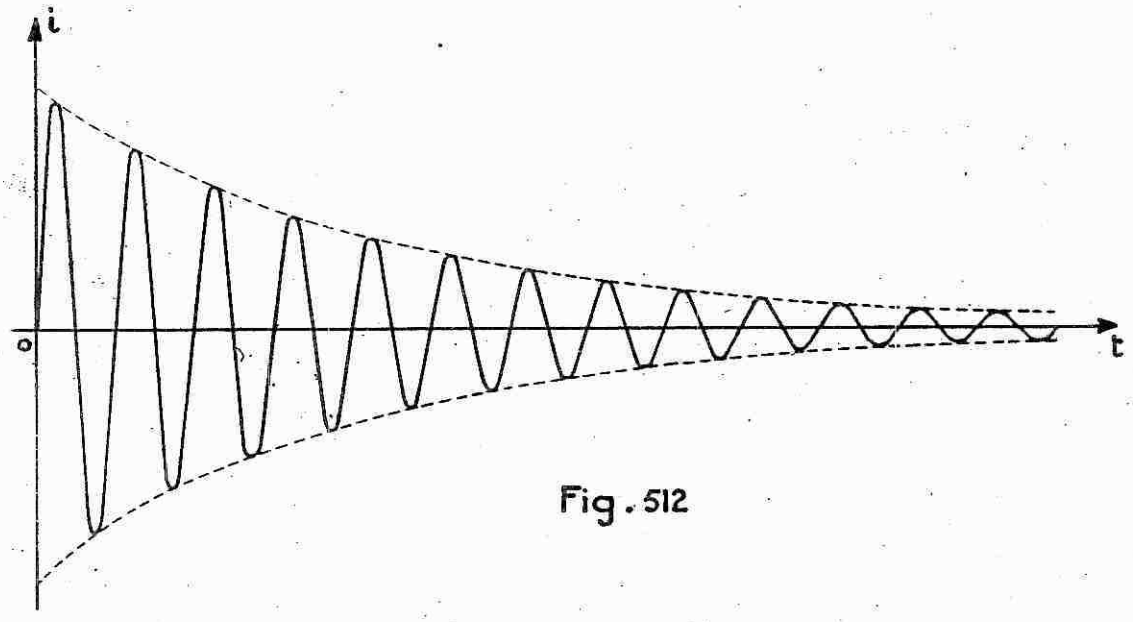


Fig. 512

Le courant obtenu, dans l'hypothèse où la résistance R du circuit oscillant demeure constante, est un courant sinusoïdal amorti (fig. 512) dont la pseudo-pulsation est :

$$\beta = \sqrt{\omega^2 - \alpha^2}$$

avec $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ et $\alpha = \frac{R}{2L}$.

En général l'amortissement α est assez petit devant ω pour que l'on puisse écrire sensiblement :

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

513 - La décharge étant terminée on procède immédiatement à la recharge du condensateur, puis à une nouvelle décharge oscillante dans le circuit LC et ainsi de suite. On obtient donc en réalité une suite de "trains" d'oscillations qui se succèdent à la cadence des charges et des décharges du condensateur (fig. 513).

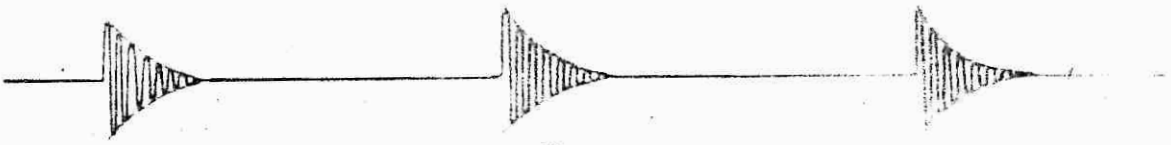


Fig. 513

Ces trains d'oscillations peuvent être regardés comme une oscillation HF modulée (d'ailleurs d'une façon très complexe) la fréquence fondamentale de la modulation étant celle des charges et décharges successives.

A la réception il suffit d'une simple détection (voir Chap. I - § 352) pour faire apparaître un courant BF reproduisant cette "modulation" et par suite donnant au téléphone, un son de fréquence égale à celle des charges et décharges du condensateur.

514 - Pour avoir le maximum d'énergie utile, on est conduit à charger le condensateur C à des potentiels aussi élevés que possible (des dizaines de milliers de volts). Cette différence de potentiel se retrouve aux bornes de l'interrupteur I en sorte qu'une étincelle éclate et que la décharge se produit avant que les pôles de cet interrupteur soient arrivés en contact. C'est pourquoi, dans la réalité cet interrupteur théorique était il remplacé par un "éclateur".

515 - Dans beaucoup de systèmes (postes à étincelles rares) cet éclateur était même un éclateur fixe qui, par conséquent, "fermait" automatiquement le circuit, au cours de la recharge du condensateur, dès que la tension disruptive à ses bornes était atteinte. Par suite de l'ionisation de l'air entre les électrodes de l'éclateur, la résistance offerte au passage du courant demeure assez

faible pour permettre à la décharge oscillante de se prolonger jusqu'à ce que la tension aux bornes du condensateur soit tombée à une faible valeur. L'étincelle s'éteint alors, et la coupure constituée par l'éclateur permet au condensateur de se recharger à nouveau.

Même au cours de la décharge, la résistance de l'étincelle, variable avec l'intensité efficace qui la traverse, ne demeure d'ailleurs pas constante, et la loi de décroissance réelle des oscillations se trouve, de ce fait, modifiée. La loi exponentielle n'est plus exactement vérifiée et on a dans certains cas une dé-

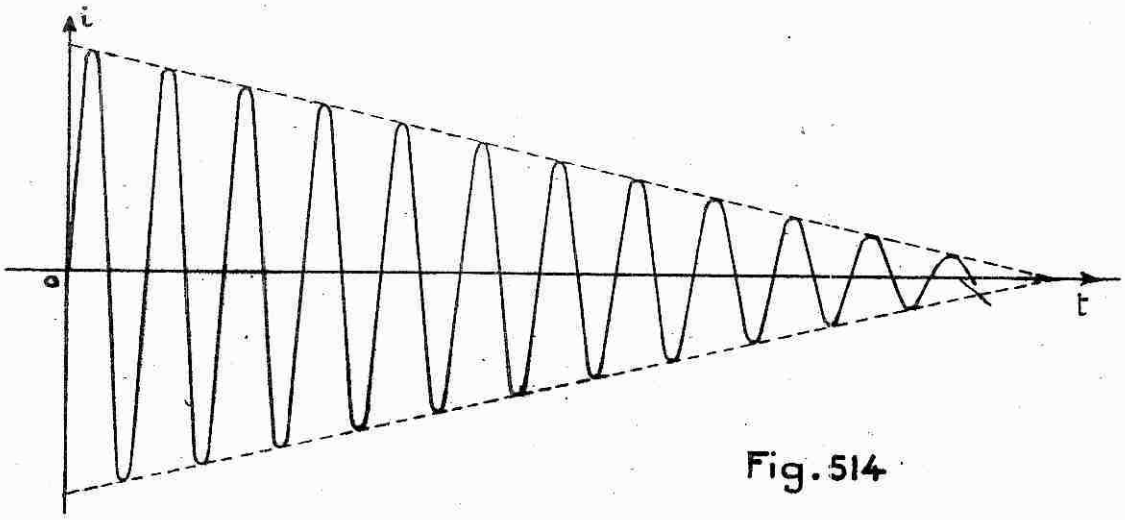


Fig. 514

croissante se rapprochant d'une loi linéaire (fig. 514).

516 - D'autres systèmes de postes utilisaient des éclateurs comportant des parties mobiles (éclateurs tournants) grâce auxquelles on provoquait l'étincelle, et par suite la décharge du condensateur, par rapprochement des électrodes : une électrode fixe et une électrode mobile laquelle était généralement constituée par un disque denté.

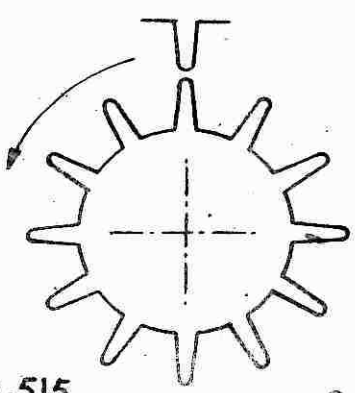


Fig. 515

La fréquence des étincelles, et par suite la

fréquence des trains d'oscillations HF était alors imposée par le nombre de dents et la vitesse de rotation du disque.

Cette fréquence était choisie de manière à donner à la réception une note déterminée afin de favoriser la sélection (voir Chap. I - § 180) du poste, d'où le nom de postes à étincelles musicales donnés aux émetteurs utilisant ces éclateurs.

Charge du condensateur.

517 - En théorie on pouvait aussi bien utiliser le courant continu que le courant alternatif pour assurer la charge du condensateur. En fait, la difficulté d'obtenir de hautes tensions continues ont conduit à abandonner très rapidement la charge par courant continu, bien qu'on n'ait pas manqué de mettre à profit le fait que la tension maximum de charge atteinte aux bornes du condensateur s'approche de deux fois la valeur de la tension de la source.

518 - Le schéma normal du circuit de charge du condensateur comprend donc essentiellement (fig. 516) :

- un alternateur A
- un transformateur élévateur de tension T.

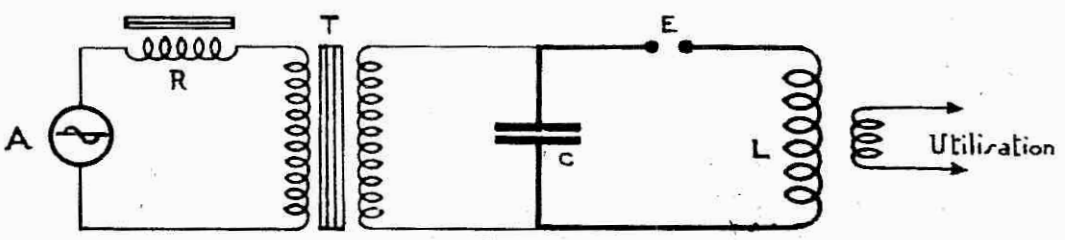


Fig. 516

Les alternateurs utilisés peuvent être soient des alternateurs à fréquences industrielles (50 cycles par seconde, par exemple) soit des alternateurs à fréquence musicale. Les premiers

servaient à l'équipement des postes à étincelles rares tandis que les seconds étaient utilisés dans les postes à étincelles musicales. La rotation de l'éclateur était alors synchronisée avec celle du rotor de l'alternateur (en principe axe commun) et le nombre de dents était établi en correspondance avec le nombre de pôles de la machine (de façon à avoir une étincelle par alternance, ou pour deux alternances, etc ...). Enfin le calage de l'électrode fixe par rapport à l'électrode tournante était réglé de manière à provoquer l'étincelle avec la phase convenable.

519 – D'autre part, une réactance variable (self à fer mobile, par exemple) était intercalée dans le circuit primaire de charge, pour ramener à l'unité le facteur de puissance de l'alternateur ($\cos \varphi = 1$), ou encore, en d'autres termes, à réaliser ce qu'on appelait la " résonance primaire ".

520 – Dans les premières réalisations, c'était le circuit d'utilisation (à savoir le système antenne – terre), convenablement accordé par une réactance variable λ, qui constituait le circuit oscillant du poste (fig. 517) ; d'où le nom de montages à excitation directe donné à ces dispositifs.

Fig. 517

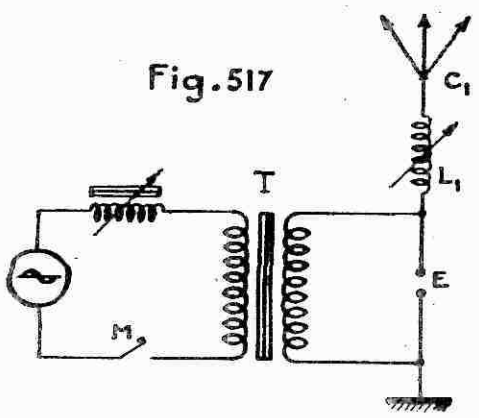
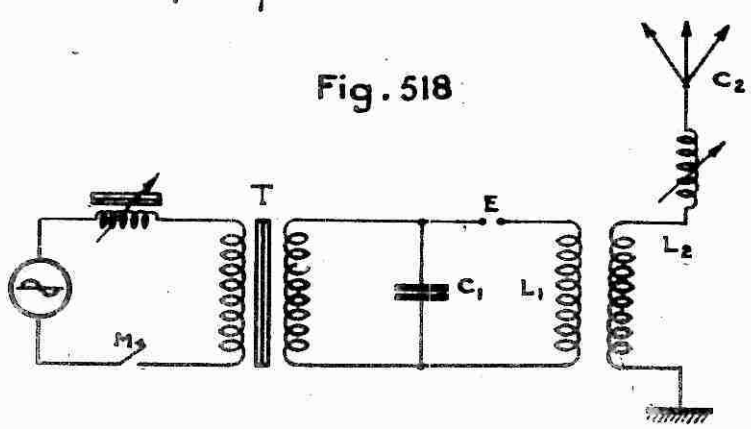


Fig. 518



Mais le système normal était le montage à excitation indirecte (fig. 518) dans lequel le circuit d'utilisation constituait un secondaire convenablement accordé et suffisamment couplé (par induction

mutuelle, ou par un élément de self commune) au primaire contenant l'éclateur. Cette méthode était indispensable pour mettre en jeu des puissances un peu importantes (choix de la capacité C_1); elle procurait en outre un certain filtrage des trop nombreuses composantes contenues dans le spectre de la décharge oscillante. Il s'en suivait une diminution non négligeable des brouillages produits par ces émissions du circuit oscillant : $f = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C_1}}$.

521 - On a vu au Chap. II (§ 255) qu'il se manifeste dans tel système de circuits couplés deux oscillations amorties (ondes de couplage) dont les fréquences sont d'autant plus écartées l'une de l'autre que le couplage entre les deux circuits est plus serré.

L'existence simultanée de ces deux ondes est néfaste pour beaucoup de raisons (extension des brouillages, diminution du rendement effectif, etc ....) aussi s'est-on attaché de bonne heure

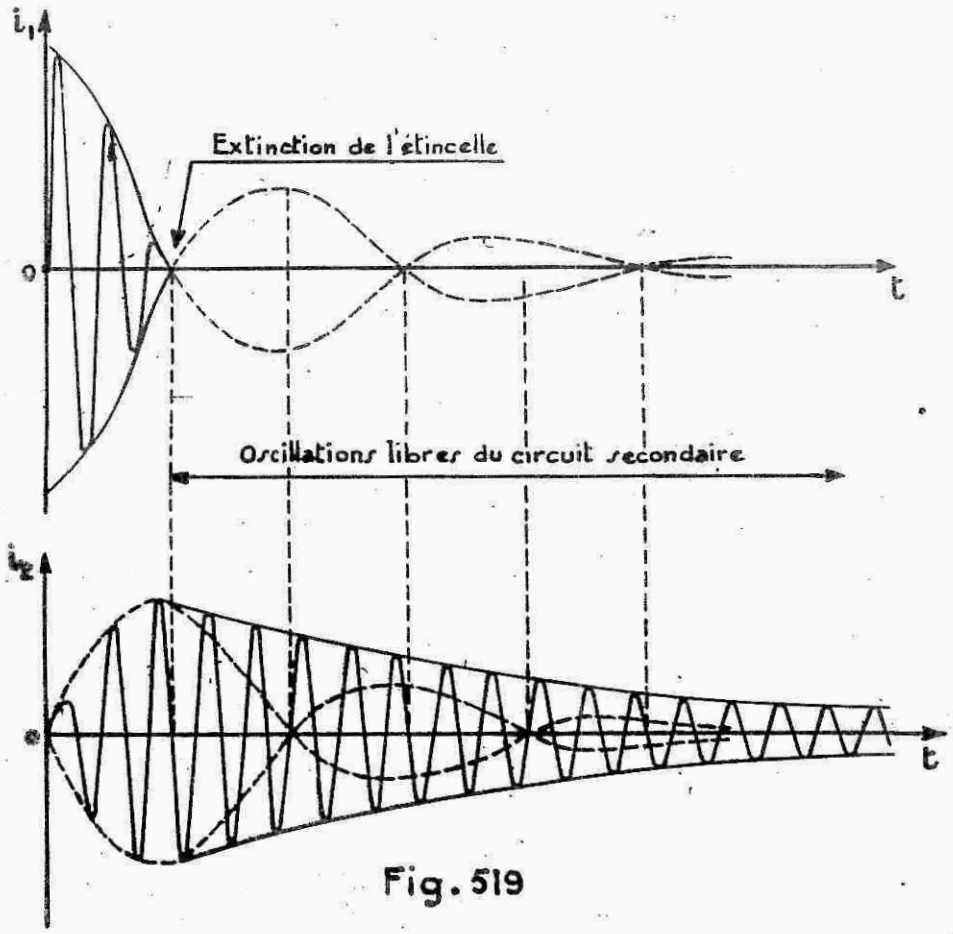


Fig. 519

à résoudre le problème de l'onde unique qui consistait précisément à supprimer l'une de ces deux ondes de façon à concentrer toute l'énergie disponible sur l'autre. Parmi les méthodes employées, la plus intéressante consiste à hâter la désionisation de l'espace occupé par l'étincelle de façon à interrompre définitivement le courant HF dans le circuit primaire au premier minimum produit par les deux oscillations de couplage (fig. 519).

A ce moment, toute l'énergie HF est passée dans le circuit secondaire ; elle ne peut plus revenir dans le primaire qui est ouvert, et le secondaire continue seul à osciller sur sa propre fréquence. Cette désionisation était obtenue au moyen d'éclateurs multiples (étincelles fractionnées) favorisant le refroidissement du milieu ionisé, soit au moyen d'un soufflage énergique (air comprimé, généralement).

522 - Les émissions obtenues avec les dispositifs même les plus perfectionnés avaient l'inconvénient d'occuper une bande de fréquences toujours considérable, et incompatible avec les besoins du trafic radiotélégraphique, la largeur du "canal" disponible pour une transmission donnée devenant de plus en plus étroite au fur et à mesure que le nombre des communications à installer augmentait. C'est pourquoi l'emploi des postes à ondes amorties a-t-il définitivement disparu depuis 1940 (Décision de la conférence des Caire), même pour l'émission des signaux de détresse des bateaux en mer, où la robustesse et la rusticité du matériel, jointe à la sécurité de l'exploitation, les avaient tolérés en dernier lieu.

Postes à arcs .

531 - Les postes émetteurs à arcs étaient fondés sur le principe de " l'arc chantant " .

Considérons un arc A en courant continu , jaillissant entre deux électrodes de charbon et disposons à ses bornes une self L en série avec une capacité C (fig. 531). L'expérience montre que des oscillations peuvent s'entretenir dans le circuit oscillant ALC ainsi constitué .

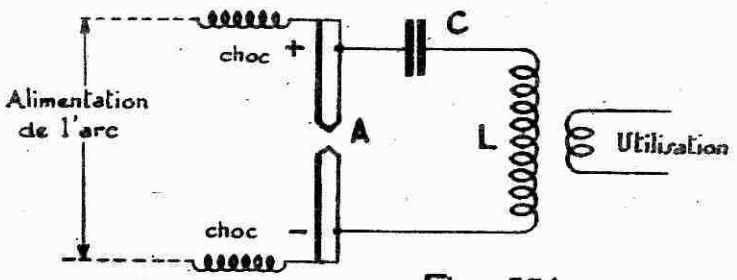


Fig. 531

Au courant continu , dans l'arc , se superpose donc une composante périodique dont la fréquence est celle du circuit oscillant : $f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$. Si la fréquence f est audible , la température de l'arc subit des fluctuations de même fréquence , l'arc rend un son .

532 - L'entretien des oscillations résulte de l'effet de résistance négative dû à l'allure descendante de la caractéristique statique de l'arc (courant dans l'arc en fonction de la tension aux bornes fig. 532) . A une augmentation de la tension , correspond une diminution du courant , et inversement . Pour des variations de petite amplitude MM' sur la caractéristique statique , la valeur absolue de cette

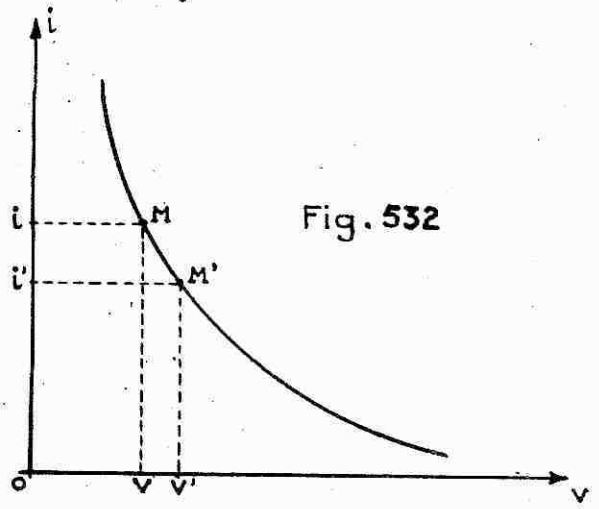


Fig. 532

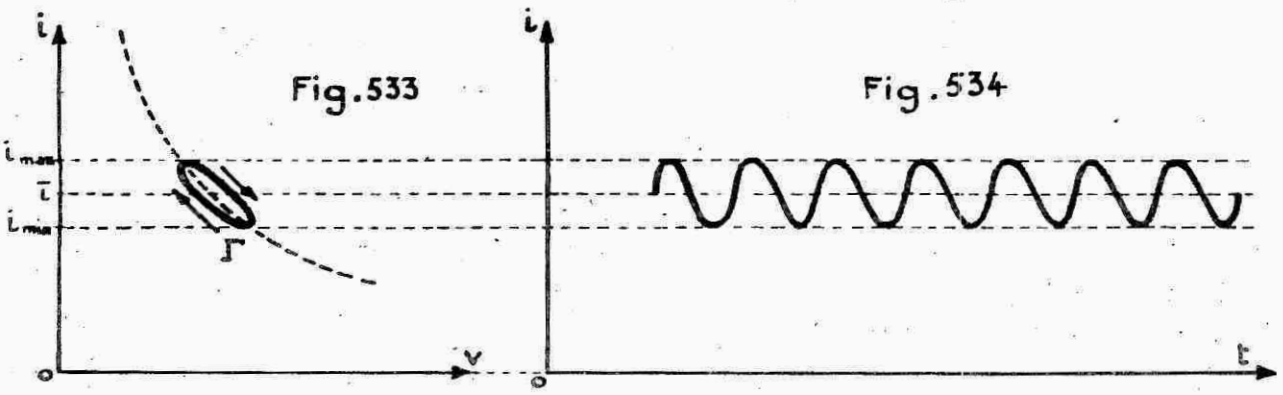
résistance négative nous est donnée par l'inverse de la pente de la corde MM'. Il suffit que cette valeur absolue soit supérieure à la résistance propre du reste du circuit (L et C) pour que des oscillations s'entretiennent.

533 – Si l'on tente toutefois d'utiliser, tel quel, le schéma de la fig. 531 pour engendrer des oscillations de haute fréquence, on n'obtient en réalité que des oscillations de très faible amplitude, ou même pas d'oscillations du tout.

Mais l'expérience montre que, suivant les conditions dans lesquelles jaillissent l'arc, on peut obtenir trois <u>espèces</u> d'oscillations différentes, dont l'une est réalisable en haute fréquence avec un rendement acceptable.

Oscillations de première espèce.

534 – Dans ce régime d'oscillations, l'arc ne s'éteint jamais et le courant dans l'arc oscille entre une valeur maximum i_{Max} et une valeur minimum i_{Min}. Par suite d'un phénomène analogue à l'hystérésis magnétique (Chap. II_a § 491) le point de fonctionnement (v, i) de l'arc décrit non pas un segment de la caractéristique statique, mais une courbe fermée (ou caractéristique dynamique) Γ telle que celle qui est représentée sur la fig. 533.



Les oscillations de l'arc chantant (DUDDEL) appartiennent à la première espèce .

Oscillations de deuxième espèce . (POULSEN) .

535 – Ces oscillations sont caractérisées par le fait que l'arc s'éteint un court instant à chaque cycle d'oscillation . La caractéristique dynamique à l'aspect représenté par la fig. 535 ;

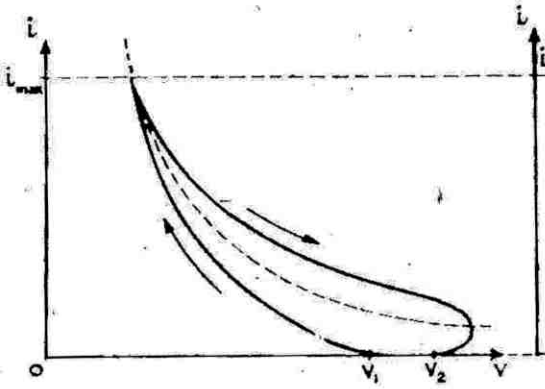


Fig. 535

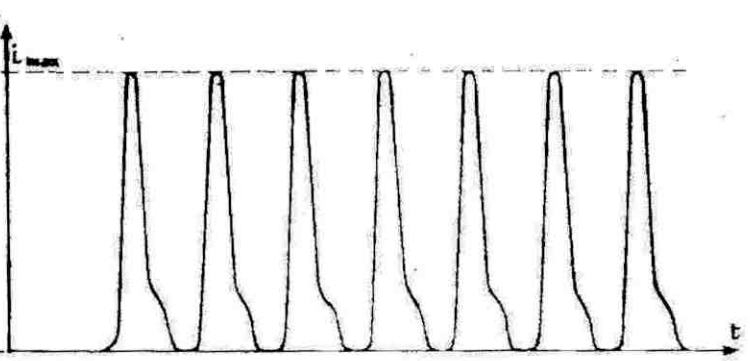


Fig. 536

la courbe du courant en fonction du temps se présente sous la forme d'une suite d'impulsions séparées par des intervalles où le courant est nul (fig . 536).

Oscillations de troisième espèce .

536 – Dans ce régime le courant dans l'arc s'annule et change de sens à chaque oscillation , et l'arc s'éteint après avoir donné naissance à un train d'ondes amorties .
Le fonctionnement est assez analogue à celui d'un poste à étincelles .

537 – Les oscillations de deuxième espèce sont évidemment les seules qui puissent fournir des ondes entretenues avec le rendement optimum . On les obtient par des procédés qui procurent une désionisation énergique de l'arc . La fréquence produite peut

atteindre quelques centaines de kilocycles, mais ces postes ont surtout été réalisés sur des ondes plus longues (de 3 à 10000 mètres de longueur) pour les besoins du trafic à grande portée ; les puissances installées ont alors atteint des centaines de kilowatts.

538 - L'amorçage de l'arc nécessite des opérations particulières (tension réduite, mise en contact des électrodes, etc...) aussi ne pouvait-il être question de manipuler par allumage et extinction de l'arc à la cadence du manipulateur. L'arc était donc constamment maintenu allumé et la manipulation était obtenue en court-circuitant, au moyen d'un relais, une ou plusieurs spires du circuit oscillant. On avait donc une longueur d'onde de travail et une longueur d'onde de repos. Cette onde de repos, ou de contre-manipulation, était une cause de brouillages supplémentaires.

539 - D'autre part, les oscillations engendrées, très éloignées de la forme d'une sinusoïde pure, comportaient de nombreux harmoniques et même des bandes continues de fréquences souvent fort éloignées de la fondamentale. Il s'en suivait des brouillages importants. Cette raison, jointe à l'abandon des ondes longues pour les liaisons à grande portée (voir Chap. VII §) ont fait abandonner définivement les émetteurs à arcs de la technique radioélectrique.

540 - La désionisation rapide de l'arc était obtenue par l'emploi simultané des trois procédés suivants :

1° : par refroidissement des électrodes de l'arc et principalement de la cathode (construite en cuivre) à l'intérieur de laquelle une circulation d'eau était généralement établie.

2° : en faisant jaillir l'arc dans une atmosphère hydrogénée meilleure conductrice de la chaleur (cuve remplie d'hydrogène, de gaz d'éclairage, de vapeur d'alcool, etc...).

3° : par un soufflage énergique de l'arc au moyen d'un champ magnétique puissant .

541 – Le schéma général d'un poste à arc est donc celui de la fig. 537 . L'électro-aimant de soufflage MM' est alimenté en série avec l'arc AA' lui-même, par la génératrice à courant continu G (quelques centaines de volts aux bornes), tandis que les selfs de choc λ et λ' protègent la machine contre les retours de la haute fréquence engendrée par l'arc .

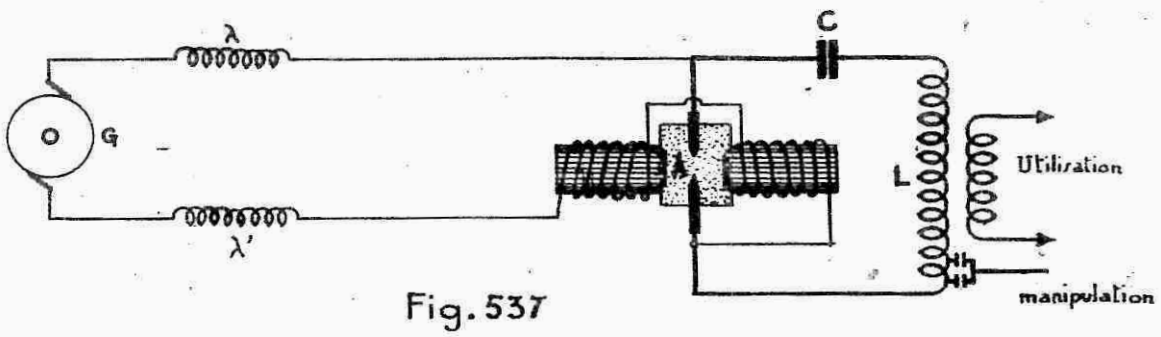


Fig. 537

Les postes à arc ont servi à équiper de nombreuses stations radiotélégraphiques à ondes entretenues .

Les alternateurs à haute fréquence.

551 - Dès le début des radiocommunications on a cherché à réaliser des alternateurs donnant directement les courants de haute fréquence nécessaires. L'augmentation simultanée du nombre de paires de pôles (ou de pôles dans les machines homopolaires) et de la vitesse de rotation ne peut malheureusement être poussée très loin. Divers artifices ont été imaginés dont l'une consiste, par exemple, à prévoir trois espaces polaires inducteurs pour un pôle de l'induit (fig. 551). Néanmoins il n'a pratiquement pas été possible de dépasser des fréquences de l'ordre de 30.000 périodes, donc de réaliser des longueurs d'ondes beaucoup inférieures à 10000 mètres. Des précautions particulières ont dû, naturellement, être prises en ce qui concerne la régulation de la vitesse de ces machines ; des types spéciaux de régulateurs ont même été spécialement construits.

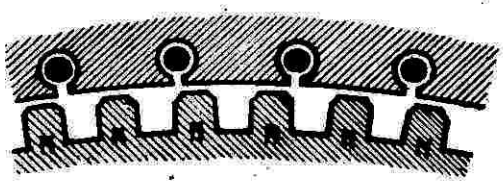


Fig. 551

552 - C'est ainsi qu'on a pu réaliser des alternateurs de 250 et même 500 kilowatts, avec la possibilité de coupler entre elles des machines de mêmes caractéristiques. Ces gros alternateurs servaient à l'équipement des stations destinées aux grandes liaisons intercontinentales, quand furent découvertes les possibilités des ondes courtes, en matière de grandes portées. Aujourd'hui de semblables machines ne se retrouvent plus que dans certaines installations industrielles utilisant des fours à haute fréquence, encore que, même dans ce domaine, les postes à lampes électroniques, bien souvent, aient la préférence.

Pour obtenir des fréquences plus élevées, on a quelquefois associé les alternateurs à des multiplicateurs magnétiques de fréquence.

Les multiplicateurs magnétiques de fréquences

555 _ Ces appareils sont fondés sur le phénomène de la saturation magnétique dans un transformateur à fer. Lorsque des forces magnétomotrices mises en jeu atteignent les parties courbes de la caractéristique d'aimantation du fer, les variations du flux d'induction magnétique produites par un courant sinusoïdal de fréquence f cessent elles-mêmes d'être sinusoïdales.

La tension recueillie aux bornes d'un enroulement secondaire contient les harmoniques successifs $2f$, $3f$, etc... du courant dans le primaire.

Par des montages appropriés on favorise l'apparition d'un harmonique déterminé, l'harmonique 2 dans le cas d'un doubleur, l'harmonique 3 dans le cas d'un tripleur.

556 _ La fig. 555 donne le schéma d'un doubleur de fréquence. Celui-ci est constitué au moyen de deux transformateurs semblables montés en série, et dont les secondaires sont montés en opposition. Chacun de ces transformateurs porte, en outre, un troisième enroulement alimenté par une source à courant continu B. Les enroulements sont connectés de telle façon que, pour une alternance donnée du courant dans les primaires, la force magnétomotrice produite dans l'un des transformateurs s'ajoute à la force magnétomotrice donnée par l'enroulement continu, tandis que ces deux forces magnétomotrices sont en sens inverse dans l'autre transformateur.

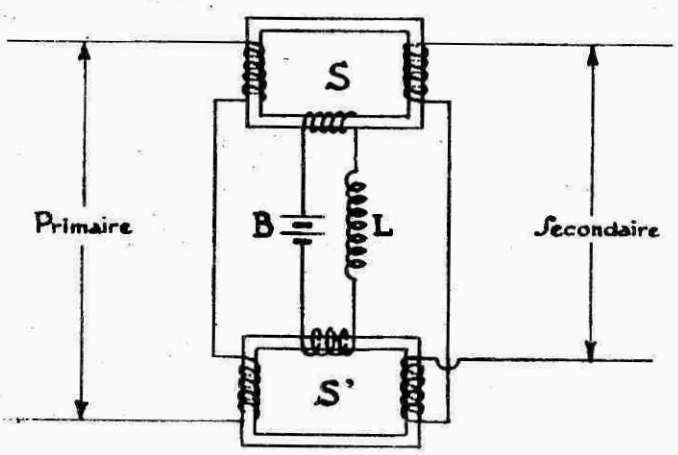


Fig. 555

Les courbes de l'induction magnétique b (ou du flux d'induction φ) ont été tracées sur la fig. 556 (courbes Ⓒ et Ⓓ) à partir des courbes de la force magnétomotrice $4\pi n i$ (courbes Ⓐ et Ⓑ) d'après la courbe d'aimantation (Ⓜ).

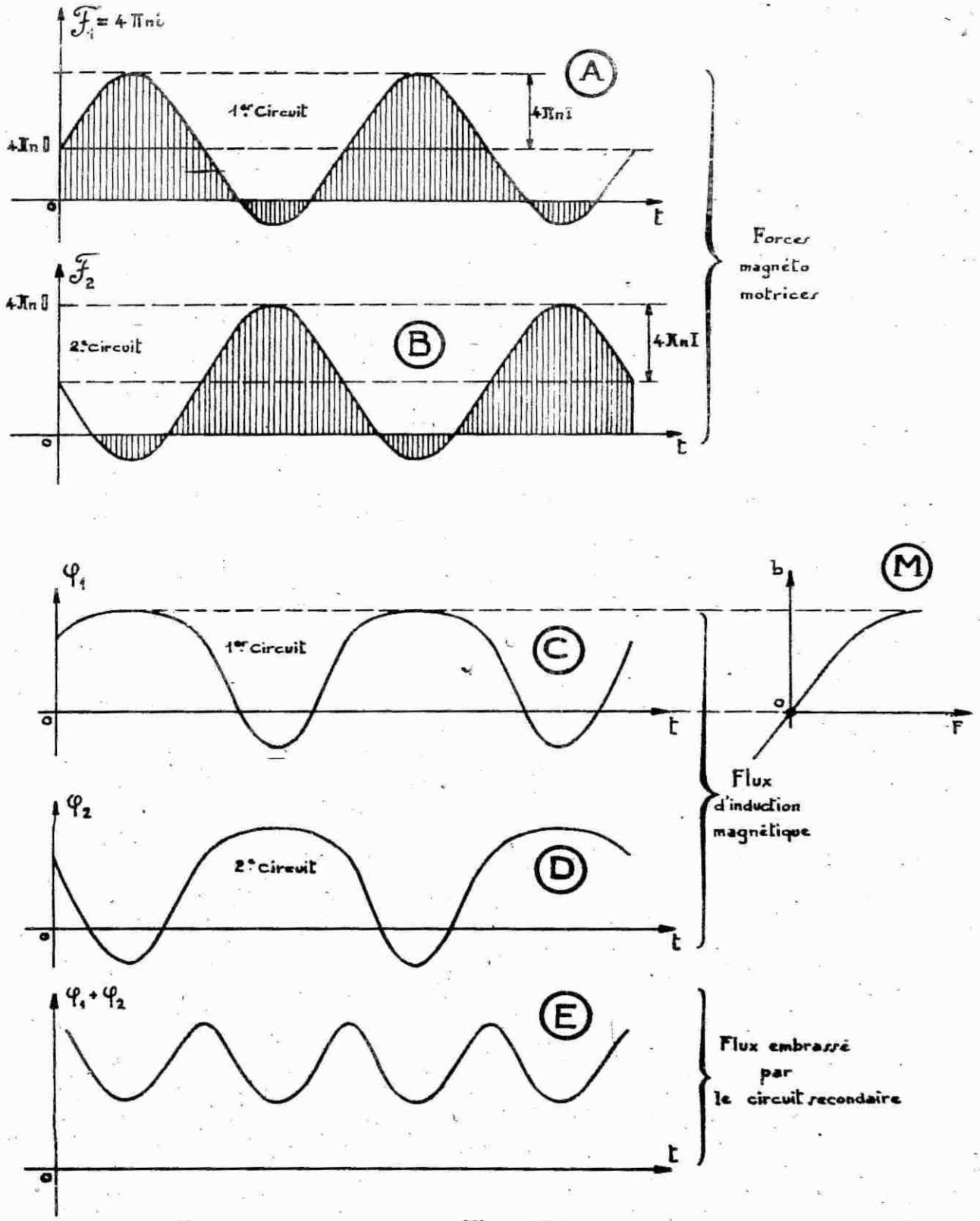


Fig. 556

Par addition des ordonnées on en a déduit la courbe (E) qui représente (à une autre échelle) le flux total embrassé par l'enroulement secondaire du système . On voit que ce flux variable a, pour fréquence fondamentale, la fréquence 2 f d'où le fonctionnement de l'appareil <u>en doubleur</u> de fréquence .

Fin du Chapitre IV .

.. Chapitre V ..

... Les Récepteurs ...

Sommaire du Chapitre V

Les Récepteurs

I. Généralités.

§ n°		Page n°
1	Rôle du collecteur d'ondes. Impédance interne du collecteur d'ondes	207
2	Antennes fictives "normales".	210
11	Caractéristiques fondamentales d'un récepteur	211
12	Puissance de sortie.	211
13	Sensibilité.	212
14	Sélectivité.	212
18	Fidélité.	215
25	Aspect global des caractéristiques de la transmission.	219
26	Relation entre la sélectivité et la distorsion non-uniforme.	220
31	Autres caractéristiques d'un récepteur.	221
35	Parties constitutives des appareils récepteurs.	222

§ n°		Page n°
36	Récepteurs à amplification directe et à changement de fréquence.	223
37	Sommaire du présent chapitre.	225
	II. Le circuit d'entrée du récepteur.	
42	Réception en puissance.	227
43	Réception en tension.	229
	A. Montages "directs".	231
55	Mode d'application, à la grille de la lampe d'entrée, de la tension recueillie.	236
61	Emploi d'un circuit antirésonnant.	238
63	Interprétation géométrique.	241
65	Sélectivité du montage.	242
	B. Montages "indirects"	
73	Montages à primaire accordé et à primaire désaccordé.	246
74	Montage à primaire et secondaire accordés	247
76	Sélectivité du système	248
81	Montage à primaire désaccordé.	250
82	Gain du système.	250
88	Sélectivité du système	255
91	Systèmes plus complexes.	258
93	Emploi de filtres électriques.	259

§ n°		Page n°
	III. Les étages d'amplification à haute fréquence.	
101	Caractéristiques de l'amplification H.F.	261
103	Les systèmes d'amplification utilisés.	262
104	A. L'amplification à résistances.	263
107	B. L'amplification à circuit anti-résonnant de plaque.	264
111	C. L'amplification à transformateurs.	265
112	Transformateurs à primaire apériodique et secondaire accordé	265
114	Transformateurs à primaire et secondaire accordés.	266
121	Emploi du montage symétrique.	269
	IV. L'étage détecteur.	
131	Généralités sur la détection.	270
132	Détecteurs thermiques.	271
133	Les couples thermo-électriques.	271
134	Thermo-galvanomètre de Duddel.	273
135	Bolomètre.	274
136	Mécanisme de la détection dans les détecteurs thermiques.	275
138	Emploi de systèmes non-linéaires.	276
139	Cas des oscillations modulées.	277
145	Les détecteurs utilisés dans la pratique.	279
146	Détecteurs à contact.	279
147	Détecteur à galène.	279
148	Autres détecteurs à contact.	280
149	Détection par les tubes électroniques.	281

§ nº		Page nº
150	La détection par diode .	282
153	La détection par la plaque .	284
154	La détection par la grille .	285
	Superposition de deux oscillations sinusoïdales dans un détecteur .	
160	Détection du battement .	286
161	Démodulation d'un signal faible par un signal fort .	286
163	Cas d'une détection parabolique . Application aux transmissions effectuées avec une seule bande latérale .	288
	V. Le changement de fréquence .	
171	Méthode de la détection du battement .	290
173	Effet de modulation H.F.	291
177	Modulation au moyen des tubes multigrilles .	293
181	Mécanisme du changement de fréquence dans les tubes mélangeurs .	295
186	Cas théorique d'une modulation linéaire .	299
189	Fonctionnement pratique .	301
191	Pente de conversion , amplification de conversion .	302
193	Calcul de la pente de conversion .	303
197	Fonctionnement réel .	306
201	Changement de fréquence en montage symétrique .	308
206	Changement de fréquence au moyen d'un seul tube .	309
211	Montages utilisant des lampes heptodes ou octodes .	312
212	Emploi de la triode-hexode et de la triode pentode .	313
221	Avantages du changement de fréquence .	314
223	Réceptions parasites .	314
224	Fréquence image .	315
226	Autres fréquences parasites .	316

§ nº		Page nº
228	Représentation graphique des phénomènes .	316
233	Cas particulier où la fréquence intermédiaire est plus élevée que celle du signal H.F.	318
238	Remèdes aux réceptions parasites .	320
242	Choix de la fréquence intermédiaire .	320
244	Conditions à observer par l'oscillateur qui engendre la fréquence auxiliaire f' .	322
	VI. Les étages d'amplification à fréquence intermédiaire.	
251	Caractéristiques de l'amplification à fréquence intermédiaire	324
253	Montages employés .	325
256	Bande passante nécessaire .	326
261	Amplificateurs à "sélectivité variable" .	327
262	1° : Méthode de la variation de couplage .	327
263	2° : Méthode de l'amortissement des circuits .	329
264	3° : Méthode du désaccord des circuits .	329
267	Filtres à quartz .	331
268	Compensation de la capacité du support .	331
271	Sélectivité du système .	333
273	Utilisation du compensateur T .	
	VII. Les étages d'amplification à basse fréquence.	
281	Généralités sur l'amplification BF .	337
282	A. Amplification sélective BF .	337

§ n°		Page n°
283	1°: Amplification en tension.	337
284	2°: Amplification en puissance.	339
285	B. Amplification apériodique fidèle.	339
287	1°: Amplification en tension.	340
288	a) Amplification à résistance.	341
289	Valeur de la capacité de liaison.	342
291	b) Amplification par transformateur apériodique	343
297	Emploi du montage symétrique.	345
298	Passage du montage symétrique au montage non-symétrique et inversement.	346
299	Montages utilisant seulement des résistances (et des capacités).	346
311	2°: Amplification de puissance.	348
312	Fonctionnement en classe A linéaire.	348
318	Cas où l'étage de puissance est constitué au moyen d'une pentode	351
321	Fonctionnement en grilles positives.	353
325	Emploi du montage symétrique en classe A.	354
331	Le montage symétrique en classe B.	355
336	Distorsion d'harmoniques produite par l'amplificateur de puissance	356
	VIII. L'emploi de la réaction dans les amplificateurs.	
351	Réaction en tension et réaction en intensité – Gain obtenu.	358
353	Réaction en tension par potentiomètre.	361
354	Gain ou affaiblissement dû en propre à la réaction.	362
355	Amorçage d'oscillations, critérium de Nyquist.	364
356	Limites pratiques du gain susceptible d'être obtenu.	365
357	Utilisation du critérium de Nyquist pour la correction des amorçages involontaires.	366

§ n°		Page n°
358	Application du critérium de Nyquist à la lampe amplificatrice .	367
359	Réaction négative , ou contre-réaction (en tension et en intensité).	369
361	Réduction de la distorsion non-linéaire , et des bruits par la contre-réaction .	370
362	Réduction des bruits propres à l'amplificateur .	371
364	Variations de l'impédance interne apparente .	372
365	a) Cas de la réaction de tension .	372
369	Influence de la contre-réaction en tension quant à l'effet des variations de la résistance d'utilisation .	375
370	Montages utilisés pratiquement .	376
372	b) Cas de la réaction d'intensité .	377
374	Influence de la contre-réaction en intensité quant à l'effet des variations de la résistance d'utilisation .	379
375	Contre-réaction par résistance de cathode non shuntée .	380
380	Réaction et contre-réaction à travers un système sélectif .	384
383	Cas de l'amplificateur à une seule lampe .	388
385	Détectrice à réaction .	388
387	Accrochage des oscillations . Accrochage doux . Accrochage dur .	391
391	Contre-réaction sélective en basse fréquence .	392

IX . Réception de la télégraphie à ondes entretenues pures .

401	Procédés de réception des ondes entretenues pures .	393
404	La méthode " hétérodyne " .	394
407	Cas des récepteurs à amplification directe .	395
409	La détectrice " autodyne " .	397
410	Cas des récepteurs à changement de fréquence . Sélectivité de la méthode .	397

§ n°		Page n°
411	Précautions à prendre dans le montage de l'oscillateur de battement	400
412	Emploi d'une lampe mélangeuse.	400
414	Réception des ondes entretenues instables.	401
	X. Les récepteurs à super réaction.	
421	Principe de la superréaction. Fonctionnement shématique.	403
426	Cas d'un signal modulé.	407
428	Fonctionnement pratique.	408
430	Montages utilisés dans la pratique.	410
431	Montages à une seule lampe.	411
432	Montages utilisant une pentagrille ou une octode.	412
433	Montages symétriques.	413
434	Le bruit de " chute d'eau ".	413
435	Fonctionnement B. Réception des ondes entretenues pures.	413
436	Fonctionnement C ou antiparasite.	414
	XI. Les bruits de fond dans les amplificateurs.	
451	Définition des " bruits ". Influence sur la sensibilité utilisable des récepteurs.	416
453	Origine des bruits de fond.	417
454	1° : Fluctuations d'origine thermique, dans les circuits.	417
457	Relation d'Einstein. Formule de Nyquist.	419
460	Puissance minimum susceptible d'être décelée par un amplificateur.	421

§ n°		Page n°
461	2° : Fluctuation du courant électronique des lampes.	421
464	Résistance de souffle.	425
465	Autres causes de fluctuations.	426
471	3° : Action des bruits dans les amplificateurs.	427
477	Cas de l'amplification linéaire.	430
478	Cas des systèmes à caractéristiques non-linéaires.	431

XII. La commande du gain.

Commande manuelle et commande automatique

491	Nécessité d'organes de commande du gain.	433
492	Commande manuelle des gains HF et MF.	434
496	Commande du gain de l'amplificateur BF.	436
501	Commande automatique des gains HF et MF.	437
504	Commande amplifiée.	441
506	Commande différée.	442
508	Constantes de temps du système.	444
509	Calcul d'un dispositif de commande automatique de gain.	445
511	Commande automatique du gain en BF : Régulateur de niveau BF ; compression des nuances.	447
512	Dispositifs d'expansion des contrastes.	448

XIII. Autres dispositifs auxiliaires des récepteurs.

1° : Indicateurs d'accord et indicateurs de niveau à l'entrée.

521	Emploi d'un milliampèremètre.	450
522	Indicateurs cathodiques.	451

§ nº		Page nº
523	Indicateurs de niveau à l'entrée du récepteur.	451
524	2º : Dispositifs de "réglage silencieux".	452
525	3º : Dispositif de correction automatique de l'accord.	453
526	Principe du discriminateur.	453
528	Fonctionnement de la lampe de correction (lampe de réactance).	456
529	4º : Dispositifs de réglage de la tonalité.	458
530	Correction des composantes aiguës.	458
531	Correction des composantes graves.	459
532	Correction de la tonalité en fonction des variations du volume sonore.	460
533	Dispositifs utilisant une contre-réaction sélective.	461
535	5º : Dispositifs limiteurs de parasites.	463
536	Parasites "brefs".	463
537	Limitation par la lampe de sortie.	464
539	Limitation de la tension délivrée à la 1ère lampe BF.	465
540	Dispositif agissant sur la 1ère lampe de l'amplificateur MF.	466
550	6º : Dispositifs permettant l'écoute entre signes.	468
	XIV. Organisation pratique des récepteurs.	
	1º : Réglage du récepteur sur une fréquence donnée. Commande unique.	
561	Nécessité de subdiviser la gamme d'un récepteur.	470
563	Réglage séparé des circuits sur une fréquence donnée. Usage d'un générateur auxiliaire.	472
564	Commande simultanée des condensateurs variables d'accord.	472
566	Alignement des circuits.	473
567	Cas de l'étage d'entrée.	474
568	Gain du système.	475

§ nº		Page nº
569	Sélectivité du système.	480
571	Application à la gamme moyenne de radiodiffusion.	481
573	Emploi d'un condensateur de correction d'accord.	483
575	Cas du circuit oscillant de l'oscillateur de changement de fréquence.	484
577	Alignement expérimental du récepteur.	489
	2° : Principes généraux de construction des récepteurs.	
581	Nécessité du blindage et du découplage des circuits.	491
582	Construction en compartiments ou en châssis.	491
585	Organes de réglage et de contrôle du récepteur.	494
	3° : Choix d'un type de récepteur.	
588	Principes généraux.	496
589	Récepteurs à une lampe.	496
590	Récepteurs à deux lampes.	497
591	Récepteurs à trois lampes.	497
592	Récepteurs à amplification directe avec 2 lampes HF.	499
593	Récepteurs à changement de fréquence.	499
	XV. La réception des ondes modulées en fréquence.	
621	Schéma de principe du récepteur.	502
622	Le discriminateur.	502
626	Le limiteur.	507
631	Avantages de la modulation de fréquence comparée à la modulation d'amplitude, au point de vue des brouillages à la réception.	508
632	Brouillage provenant d'un signal de fréquence voisine.	509

§ nº		Page nº
637	Brouillage provenant d'un signal de fréquence éloignée.	512
638	Brouillage dû au bruit de fond.	512
	XVI. La réception des impulsions.	
651	Modulation des impulsions.	515
655	Récepteurs pour impulsions modulées en déplacement.	516
658	Le traducteur d'impulsions.	517
659	Dispositifs annexes. Dispositifs à seuil.	518
660	Limiteurs d'amplitudes.	518
661	Blocage synchrone du récepteur.	519
662	Cas des transmissions multiples.	521

.. Chapitre V ..

... Les récepteurs ...

I .. Généralités ..

1 - Ainsi qu'il a été exposé au Chap. I (§ 201) le rôle du récepteur consiste à tirer parti des forces électromotrices de haute fréquence développées au long du collecteur d'ondes (antenne ou cadre) par les ondes électro-magnétiques en provenance de l'émetteur à recevoir.

Comme on le verra plus en détails au Chap. IX (§) consacré à l'étude des aériens à la réception, des courants HF se mettent à circuler, sous l'action de ces forces électro-motrices élémentaires, tout au long des conducteurs constituant le collecteur d'ondes, courants dont les amplitudes et les phases sont plus ou moins variables d'un point à un autre de ces conducteurs.

Si donc on intercale, en un point a a' judicieusement choisi du collecteur d'ondes, un organe d'utilisation, celui-ci sera traversé par un certain courant HF et recevra (Voir Chap. II$_a$ § 186), du collecteur d'ondes, une certaine puissance HF.

2 – Or, pour transmettre des signaux, le poste émetteur est manipulé ou modulé (Chap. I § 53). D'une manière plus précise, le rôle du récepteur consiste précisément à restituer cette manipulation ou modulation, sous la forme d'un courant électrique susceptible d'actionner un <u>appareil d'utilisation</u> approprié à la nature des signaux transmis.

Ces divers appareils d'utilisation seront étudiés plus loin (§) ce sont notamment :

- les casques téléphoniques et hauts-parleurs, pour la réception de la téléphonie et de la télégraphie reçue au son,
- les tubes cathodiques pour la télévision,
- les relais et inscripteurs divers pour la télégraphie à grand rendement.

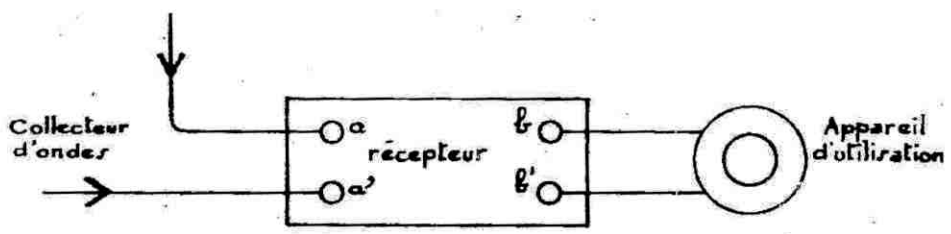


Fig. 1

Le récepteur comportera donc essentiellement :

- deux bornes d'entrée a et a' reliant le recepteur au collecteur d'ondes.
- deux bornes de sortie b et b' connectées à l'appareil d'utilisation (fig. 1).

3 – Comme il a déjà été indiqué au Chap. I (§ 226) et comme on le verra plus en détails au Chap. IX (§), pour une fréquence donnée $f = \frac{\omega}{2\pi}$, et vis-à-vis du système intercalé entre les bornes a et a' le collecteur d'ondes se comporte comme une impédance Z_e en série avec une force électromotrice HF d'amplitude E.

Vis-à-vis du récepteur, le schéma de la fig. 1 est donc équivalent à celui de la fig. 2, où l'ensemble Z_0 et E remplace le collecteur d'ondes supposé excité par les ondes électromagnétiques.

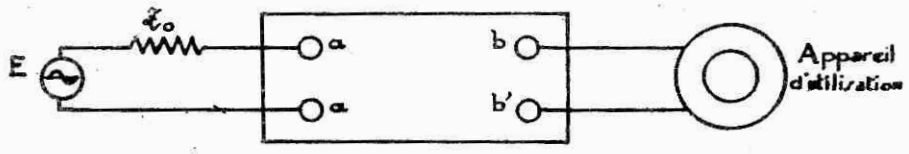


Fig. 2

Sauf dans le cas d'émetteurs très rapprochés, la force électromotrice E a une amplitude toujours très petite qui se mesure en <u>microvolts</u>, exceptionnellement en millivolts.

L'impédance Z_0, qui comprend normalement une partie résistance R_0 et une partie réactance X_0 est l'<u>impédance interne</u> du collecteur d'ondes ; cette impédance $Z_0 = R_0 + j X_0$ est variable avec la pulsation ω.

4 – Cette même <u>impédance interne</u> n'est d'ailleurs pas différente de l'<u>impédance d'entrée</u> du même aérien fonctionnant à l'émission (voir principe de réciprocité au Chap. IX §).

Pour étudier l'appareil récepteur lui-même, on peut donc remplacer le collecteur d'ondes et l'émission incidente par l'ensemble représenté à gauche des bornes a a' sur la fig. 2 et qui comprend une force électromotrice E et une impédance Z_0.

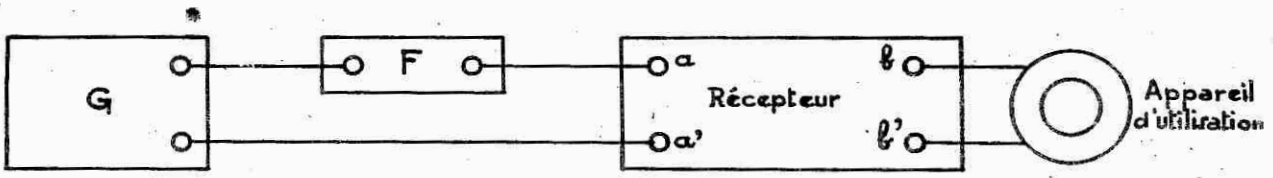


Fig. 3

Dans ce montage (fig. 3),

– la force électromotrice E est fournie par un générateur HF étalonné G

l'impédance Z_o est réalisée au moyen d'un ensemble F de selfs, capacités et résistances convenablement dimensionnées et connectées ; cet ensemble constitue ce qu'on appelle une antenne fictive.

La difficulté est d'obtenir que l'impédance Z_f de l'antenne fictive F coïncide avec l'impédance interne Z_o de l'antenne réelle pour toutes les fréquences que le récepteur est appelé à recevoir (Cf Chap. IX – §).

Antennes fictives "normales".

5 – En pratique un récepteur donné peut être appelé à travailler avec des antennes différentes. Il est donc indispensable de pouvoir définir ses propriétés indépendamment du collecteur d'ondes. On y parvient en précisant, une fois pour toutes, la composition de certaines antennes fictives conventionnelles auxquelles on décide de raccorder les récepteurs en question.

Ces antennes fictives "normales" sont généralement constituées au moyen d'une self L_f, une capacité C_f et une résistance R_f en série, ou par une capacité et une résistance, ou même encore par une résistance toute seule. Le tableau ci-dessous donne les valeurs généralement adoptées dans la gamme qui va de 150 kilocycles à 20 mégacycles.

Types d'antennes	Gammes de fréquences	C_f en $\mu\mu$F	L_f en μH	R_f en Ω
Antennes extérieures	150 à 1500 KCS.	200	20	25
	1,5 à 20 MCS.	∞ (court-circuit)	0	400
Antennes d'appartements	150 à 1500 KCS.	50	0	25
	1,5 à 20 MCS.	∞	0	100

Caractéristiques fondamentales d'un récepteur

11 - Sous son aspect général, le comportement d'un récepteur est défini par les quatre caractéristiques, ou qualités, fondamentales suivantes :

- puissance de sortie,
- sensibilité,
- sélectivité,
- fidélité.

Puissance de sortie.

12 - Pour fonctionner normalement, l'appareil d'utilisation (téléphone, haut parleur, relais, etc ...) a besoin de recevoir une certaine puissance.

Cette condition définit la puissance de sortie du récepteur, puissance qui diffère d'ailleurs considérablement suivant la nature de cet organe ainsi qu'on peut s'en rendre compte d'après le tableau ci-dessous :

Appareil d'utilisation	Puissance nécessaire
Casque téléphonique	: 1 microwatt à 1 milliwatt
Haut-parleur d'appartement	: 50 milliwatts à 1 watt
Haut parleur d'extérieur	: 10 à 50 watts et davantage
Relais	: 0,1 à 1 watt.

Pour chaque catégorie d'appareil on sera d'ailleurs conduit à définir, par convention, une impédance (généralement réduite à une résistance pure) normale de sortie et une puissance normale de sortie auxquelles on se rapportera pour définir les autres caractéristiques du récepteur étudié.

Sensibilité .

13 - Le fonctionnement "normal" de l'appareil d'utilisation, ou, ce qui revient au même, la "puissance normale de sortie" est obtenue à partir de forces électromotrices d'amplitude E plus ou moins grandes.

La force électromotrice (maximum ou efficace) à partir de laquelle on peut obtenir ce fonctionnement normal, définit la sensibilité du récepteur.

Cette sensibilité s'exprime normalement en microvolts.

Dans le cas des récepteurs radiotéléphoniques, cette définition implique que la force électromotrice E soit modulée. On est donc conduit à définir une modulation type. On choisit généralement un taux de 30% et une fréquence de 400 périodes pour les récepteurs de radiodiffusion ordinaires.

De toute manière pour un récepteur donné, la sensibilité est une grandeur qui varie avec la fréquence. On ne peut donc être complètement renseigné sur la sensibilité de l'appareil que si l'on a tracé la courbe représentant les variations de cette sensibilité en fonction de la fréquence. Cette courbe est la courbe de sensibilité du récepteur ; elle est obtenue en accordant l'appareil successivement sur les diverses fréquences contenues dans la "gamme" de ce récepteur (fig. 4).

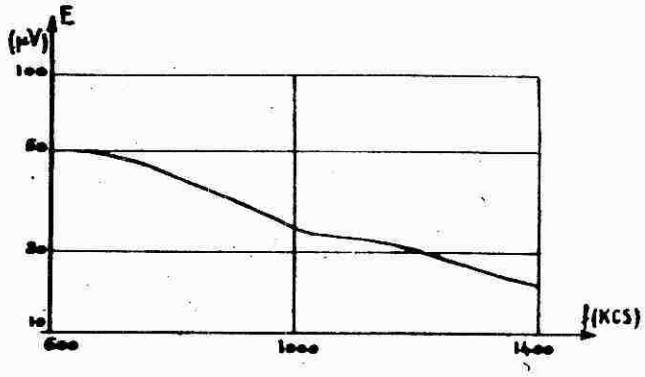


Fig. 4

Sélectivité .

14 - La sélectivité a déjà été définie au Chap. I (§ 185) comme étant la propriété d'un récepteur grâce à laquelle celui-ci est apte

à séparer la force électromotrice E qui provient du signal à recevoir, parmi les autres, en mettant à profit leurs différences de fréquences.

En réalité, et il faut qu'il en soit ainsi, le poste récepteur, quand il est réglé pour recevoir des signaux de fréquence f, est apte à recevoir non seulement la fréquence f, mais encore toutes les fréquences comprises dans une bande plus ou moins large, autour de la fréquence f. Cette bande est la bande passante du récepteur. C'est cette bande passante qui permet au récepteur d'utiliser toutes les fréquences contenues dans la bande essentielle (voir Chap. I - § 127) de l'émission à recevoir.

Pour éviter les brouillages, il est indispensable que le récepteur soit aussi peu sensible que possible aux signaux dont les fréquences sont situées en dehors de la "bande passante".

Dans la pratique, il n'y a pas de limites brutales à la bande passante ; on observe, au contraire, une variation continue de la réponse du récepteur quand la fréquence de la force électromotrice E s'écarte de la fréquence f sur laquelle le récepteur a été réglé. La courbe représentative de ces variations, renseigne précisément sur la "sélectivité" du récepteur étudié. Cette courbe peut facilement être tracée, grâce au montage de la fig. 3, au moyen du générateur étalonné G.

15 - Le récepteur étant supposé réglé sur une fréquence donnée f, une force électromotrice d'amplitude E est nécessaire pour obtenir la puissance normale de sortie dans l'impédance d'utilisation normale. Sans modifier le réglage du récepteur, on fait varier la fréquence du générateur étalonné G. Pour obtenir le même niveau normal de sortie, sur la fréquence f', il faut donner à la force électromotrice une amplitude E' qui est d'autant plus grande et plus rapidement croissante que la "sélectivité" du récepteur est plus grande.

Le rapport $\frac{E}{E'} = s$, qui en bref, mesure l'affaiblissement de la "fréquence f' " par rapport à la "fréquence" f donne la valeur du facteur de sélectivité (ou la selectivité tout court) relative

à la fréquence f' .

La courbe donnant les variations de s en fonction de la fréquence f' est la courbe de sélectivité du récepteur pour la fréquence f (sur laquelle le récepteur est supposé avoir été réglé) .

Pour marquer qu'il s'agit d'un affaiblissement , on porte les ordonnées $s = \frac{E}{E'}$ vers le bas , et il est tout indiqué d'employer des coordonnées logarithmiques (Chap. I - § 34) ou ce qui revient au même , d'exprimer les affaiblissements en décibels .

16 - Rigoureusement , il y a une courbe de sélectivité pour chaque fréquence sur laquelle le récepteur est susceptible d'être accordé . En pratique on constate que si l'on porte en abcisses , non pas les valeurs absolues de la fréquence , mais les désaccords absolus $f' - f$ par rapport à la fréquence d'accord du récepteur , on obtient une courbe qui ne se déforme que lentement quand f varie . Il suffit donc de tracer cette courbe pour un certain nombre de fréquences largement espacées à travers la " gamme " couverte par le récepteur . Trois courbes de ce genre sont représentées sur la fig. 10 pour les fréquences de 600 , 1000 , et 1400 KCS . Elles sont relatives à un récepteur à amplification directe (Ch. I - § 372) couvrant la gamme moyenne de radio -

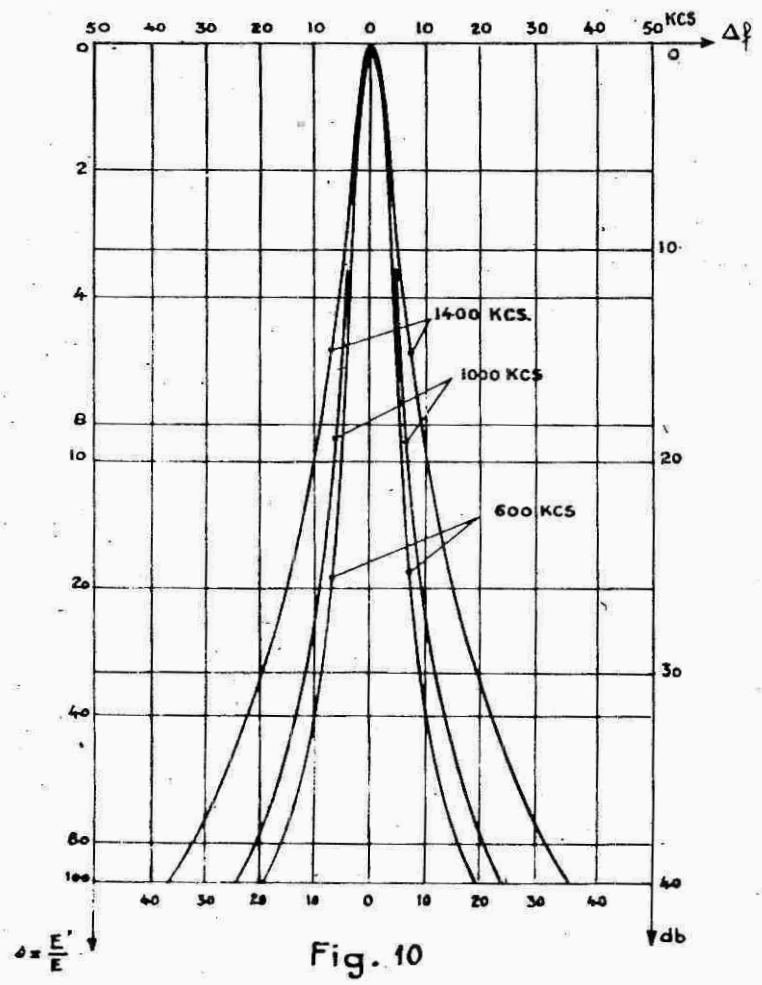


Fig. 10

diffusion : 500 – 1500 KCS .

17 – Lorsqu'on veut exprimer par un nombre la sélectivité d'un appareil, on indique le désaccord $f' - f = \Delta f$ qui est nécessaire pour obtenir un affaiblissement convenu à l'avance. En principe cet affaiblissement est celui qui est estimé nécessaire pour éviter le brouillage de l'émission de fréquence f par l'émission de fréquence f'. On a admis, par exemple, comme valeurs de cet affaiblissement minimum :

en France : 26 décibels soit un rapport $\frac{E'}{E}$ de 20
en Amérique : 30 décibels " " " " 31,6
en Angleterre : 40 décibels " " " " 100 .

Il n'en demeure pas moins qu'on n'est complètement renseigné sur la sélectivité d'un récepteur que lorsqu'on a tracé les courbes $s = F(\Delta f)$ pour diverses valeurs de la fréquence d'accord f.

Fidélité .

18 – La manipulation, ou la modulation du poste émetteur reçu doivent être reproduites avec le minimum de déformations. La qualité correspondante du récepteur s'appelle la <u>fidélité</u> .

La fidélité absolue (d'ailleurs assez théorique) correspondrait au cas où, moyennant un choix approprié des échelles graphiques, on pourrait obtenir la superposition exacte et complète de la courbe représentant le courant dans l'appareil d'utilisation et de celle représente la modulation de la force électromotrice E produite [illegible] en fonction du temps .

Une telle sorte de fidélité exige certain nombre de conditions qui, exprimées par rapport aux diverses composantes possibles dans <u>l'amplitude E (t)</u> et dans le courant i (t) de la porte sont les suivantes :

1° : pour chaque fréquence composante $F = \frac{\Omega}{2\pi}$ proportionnalité entre l'amplitude I_Ω dans le courant de sortie i et l'amplitude correspondante E_Ω dans la force électromotrice E. Ceci revient à dire que la courbe donnant I_Ω en fonction de E_Ω doit être une droite Δ passant par l'origine des coordonnées (fig. 18).

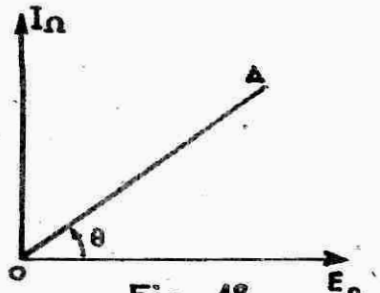


Fig. 18

Quand cette condition n'est pas remplie on dit qu'il y a de la distorsion non-linéaire ou de la distorsion d'amplitude. Si l'on désigne par θ l'angle de la droite Δ avec l'axe des E, le coefficient de proportionnalité est tg θ.

2° : Pour chaque valeur donnée de l'amplitude E_Ω, constance de l'amplitude I_Ω quand la pulsation Ω de la composante considérée varie d'un bout à l'autre du spectre de la modulation de E (fig. 19).

Dans le cas contraire, on dit qu'il y a de la distorsion non-uniforme ou de la distorsion de fréquence.

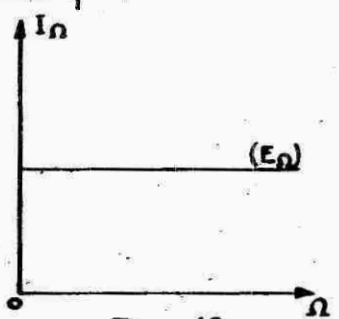


Fig. 19

On peut exprimer simultanément les deux conditions de non-distorsion en amplitude et en fréquence, en disant que le rapport $\frac{I_\Omega}{E_\Omega} = \text{tg } \theta$ doit être indépendant à la fois de l'amplitude E_Ω et de la pulsation Ω.

En d'autres termes, la surface représentative de l'amplitude I_Ω à la sortie, en fonction de l'amplitude E_Ω doit être un plan perpendiculaire au plan des I et des E et passant par l'axe Ω.

3° : Entre les diverses composantes du courant i (t), conservation des phases relatives qui existaient déjà dans les composantes correspondantes de l'amplitude E (t).

En d'autres termes, si le récepteur introduit une différence

de phase φ_Ω sur la pulsation Ω , ce déphasage doit être proportionnel ($\varphi_\Omega = k\,\Omega$) à la pulsation Ω , de telle sorte que l'on ait pour le courant i à la sortie :

$$\begin{aligned} i &= \Sigma\, I_\Omega \sin\left(\Omega t - \varphi_\Omega\right) \\ &= \Sigma\, I_\Omega \sin\left(\Omega t - k\,\Omega\right) \\ &= \Sigma\, I_\Omega \sin \Omega\left(t - k\right) \end{aligned}$$

Toutes les fréquences sont simplement retardées d'un même temps $t = k$. C'est le courant i tout entier qui est retardé en bloc d'un intervalle de temps $t = k$.

Lorsque les phases en question ne sont pas conservées , on dit qu'il y a de la <u>distorsion de phase</u> .

4° : Enfin , le récepteur ne doit pas introduire , dans le courant $i\,(t)$ de composantes de fréquences autres que celles qui existent dans l'amplitude $E\,(t)$, et en particulier pas d'harmoniques qui ne se trouvaient pas déjà dans $E\,(t)$. La distorsion correspondante est la <u>distorsion d'harmoniques</u> , elle accompagne normalement la distorsion d'amplitude .

Cette condition vise aussi les fréquences nouvelles susceptibles d'être introduites par l'intermodulation (§) ou la détection (§).

19 – Rigoureusement les conditions 1° à 4° énumérées ci-dessus ne sont jamais exactement réalisées et le problème réel consiste , en pratique , à ne pas dépasser , pour chacun des types de distorsions correspondants , certaines <u>tolérances</u> , d'ailleurs variables avec le degré de qualité exigé du récepteur .

20 – En <u>télévision</u> , les distorsions des divers types contribuent à déformer l'image transmise puisque la fonction $E\,(t)$ représente la variation de l'éclairement du point observé le long des lignes

successives balayées sur l'image au cours de l'exploration . La distorsion de phase , en particulier , altère les contours des objets représentés .

21 - En téléphonie , on remarque tout d'abord que la distorsion de phase est sans importance appréciable , en effet l'oreille est très peu sensible aux phases relatives des différentes composantes d'un son complexe .

Par ailleurs cette même oreille supporte assez facilement les autres distorsions , lorsque leurs taux ne dépassent pas certaines limites . C'est ainsi que des variations de plusieurs décibels dans la courbe de réponse d'un récepteur (distorsion non-uniforme) peuvent passer complètement inaperçues . Il en est de même des distorsions d'amplitude et d'harmoniques , lorsque ceux-ci ne dépassent pas quelques centièmes de l'amplitude de la fondamentale (3% par exemple) .

Ceci s'applique à une réception radiotéléphonique qui entend restituer les sons transmis avec tout leur naturel . Lorsque le but proposé est seulement d'assurer une reproduction compréhensible de la parole, sans tenir compte de son timbre , les taux de distorsion admissibles sont beaucoup plus grands , et c'est ce qui , d'ailleurs , a rendu possible le développement de la téléphonie avec ou sans fil .

22 - Pour la réception des signaux télégraphiques , on demande simplement au récepteur de ne pas introduire de déformations telles que la traduction des signaux en soit gênée . Les taux de distorsion admissibles dépendent de l'appareil d'utilisation employé , téléphone , ondulateur, inscripteur , etc ... Les plus grandes tolérances sont d'ailleurs celles qui concernent la réception des signaux au son , à cause de la grande faculté d'adaptation , déjà signalée ci-dessus , de cet organe .

Aspect global des caractéristiques de la transmission

25 - Dans ce qui précède, nous avons défini les caractéristiques du récepteur proprement dit, en faisant abstraction :

- du collecteur d'ondes, qui a été remplacé par l'impédance Z_f en série avec la force électromotrice E.
- de l'appareil d'utilisation, que nous avons supposé remplacé par l'impédance d'utilisation normale correspondante.

Il ne faut cependant pas perdre de vue, que ce qui compte, en pratique, ce sont les caractéristiques globales de la transmission. Pour ne parler que des réceptions où l'appareil d'utilisation est un appareil électro-acoustique (téléphone ou haut parleur) on ne pourra évidemment pas négliger le rôle final essentiel de ces appareils en ce qui concerne la sensibilité, la sélectivité et surtout la fidélité de la transmission.

Pour la radiotéléphonie, il faudrait en toute rigueur considérer la pression sonore $\overline{\omega}(t)$ à l'oreille de l'opérateur du récepteur, au lieu du courant $i(t)$ dans l'appareil d'utilisation. Bien plus cette pression sonore $\overline{\omega}(t)$ devrait être comparée non pas à l'amplitude $E(t)$ de la force électromotrice à l'entrée de l'appareil, ni même à l'amplitude du champ électromagnétique qui agit sur le collecteur d'ondes, ni même encore à l'amplitude du courant HF délivré par le poste émetteur à son antenne, mais plutôt à la pression sonore qui actionne le microphone d'émission. Il ne saurait être question de traiter le problème d'une manière aussi large, mais on se rend compte de l'aspect essentiellement global qu'appartient aux caractéristiques fondamentales d'une réception radio-électrique.

Lorsqu'on examine la part de sensibilité, de sélectivité, ou de fidélité qui est procurée par chacune des parties constitutives d'un récepteur, on doit se rappeler que cet part n'a la valeur que d'une contribution au résultat global, et que des compensations d'importance

plus ou moins grande peuvent intervenir entre les diverses parties, ou les divers étages du système récepteur considéré.

Relation entre la sélectivité et la distorsion non-uniforme.

26 - Comme on l'a vu au Chap. I (§ 121) le fait de moduler à une fréquence F une force électromotrice porteuse HF de fréquence f, revient à superposer à cette dernière force électromotrice, deux forces électromotrices de fréquences f - F et f + F dont les amplitudes sont égales à celles de la porteuse f multipliée par le demi-taux de modulation.

Le fait, pour le récepteur, d'affaiblir les fréquences f - F et f + F par rapport à la fréquence porteuse f, revient à affaiblir dans la même proportion le taux de modulation m.

Inversement, le fait de posséder une courbe de sélectivité globale qui soit <u>horizontale</u> dans tout l'intervalle des fréquences <u>essentielles</u> de l'émission, garantit au récepteur un fonctionnement exempt de distorsion non-uniforme.

En pratique on est naturellement conduit à admettre certaines tolérances. On accepte généralement un affaiblissement de 6 décibels (rapport d'amplitudes égal à $\frac{1}{2}$) par rapport à la fréquence de l'onde porteuse, pour une fréquence f' écartée de la fréquence porteuse f de :

3 ou 4 n cycles dans le cas d'une télégraphie à n point par seconde.

2500 cycles dans le cas d'une téléphonie commerciale

10000 cycles dans le cas d'une diffusion de haute qualité.

Autres caractéristiques des récepteurs .

31 - Un récepteur se trouve pratiquement encore caractérisé par points ci-après :

1° : l'étendue de la gamme des fréquences sur lesquelles l'appareil peut être réglé . Un récepteur "toutes longueurs d'ondes" doit couvrir la gamme qui va de 100 kilocycles (λ = 3000 mètres) à 30 mégacycles (λ = 10 mètres) .

2° : la stabilité . L'appareil , après avoir été réglé sur une fréquence fixée , doit pouvoir fonctionner convenablement plusieurs heures sans qu'il soit nécessaire de retoucher à ses réglages .

3° : les troubles qu'il peut apporter au fonctionnement des récepteurs voisins par suite , notamment , du rayonnement par son antenne d'oscillations HF qui se comporteraient , pour ces récepteurs , comme des émissions indésirables .

4° : la facilité de manœuvre , et en particulier , la facilité de réglage sur une fréquence donnée . On verra plus loin (§ 564) que les récepteurs modernes sont généralement pourvus d'une "commande unique" pour l'ensemble des organes d'accord .

5° : le poids , l'encombrement , le mode d'alimentation (batteries ou secteur industriel , etc ....) , la présentation , le prix de revient , etc .....

Parties constitutives des appareils récepteurs.

35 - D'après ce qu'on a vu au Chap. I (§ 55) le rôle essentiel du récepteur est de dégager la modulation de la force électromotrice HF apportée par le collecteur d'ondes. Cette opération est plus spécialement l'oeuvre de l'étage détecteur ou démodulateur du récepteur.

Pour fonctionner normalement, cet étage a besoin de recevoir une tension HF ayant une amplitude suffisante (de l'ordre du volt par exemple), laquelle est, en général, considérablement plus élevée que celle qui est fournie par le collecteur d'ondes.

D'autre part, le courant "démodulé" ou "détecté" issu de l'étage détecteur est notoirement insuffisant pour pouvoir actionner directement l'appareil d'utilisation (§ 2) associé au récepteur.

On est donc obligé d'amplifier :

- d'une part, la tension HF fournie par le collecteur d'ondes
- d'autre part la tension BF sortant du détecteur.

Tout récepteur sera donc, en principe, composé des trois parties essentielles suivantes (fig. 35) :

- l'amplificateur de haute fréquence,
- l'étage détecteur ou démodulation,
- l'amplificateur de basse fréquence.

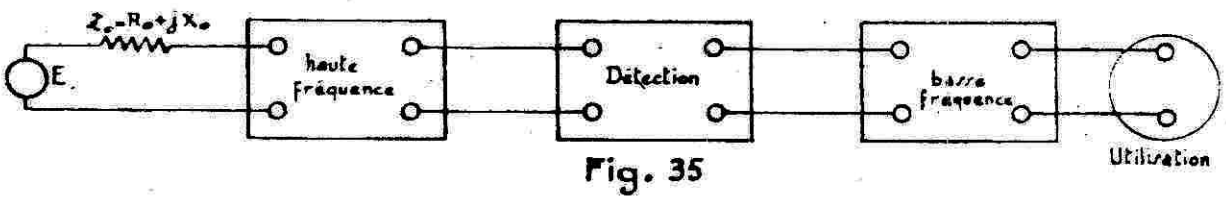


Fig. 35

Récepteurs à amplification directe et à changement de fréquence.

36 - L'amplification la plus difficile à réaliser est, l'amplification à haute fréquence, non seulement à cause des gains souvent énormes à obtenir (de quelques microvolts à quelques volts, soit 120 décibels, par exemple) mais encore, d'après ce qu'on a vu au Chap. III et IV parce qu'il s'agit de fréquences élevées et que la difficulté est croissante avec la fréquence.

Dans la pratique, comme il a déjà été dit au Chap. I (§ 375) on tourne la difficulté au moyen d'un changement de fréquence. Après avoir amplifié jusqu'à un certain niveau la fréquence f (au moyen d'un nombre plus ou moins grand d'étages d'amplification) on transporte la modulation des oscillations obtenues sur une autre fréquence porteuse f_i, appelée fréquence intermédiaire ou fréquence moyenne que l'on choisit habituellement plus basse que f. On amplifie ensuite cette nouvelle fréquence f_i jusqu'à obtenir l'amplitude suffisante pour actionner le détecteur.

Le procédé du changement de fréquence présente divers avantages :

1° : il permet de repartir le gain total nécessaire avant la détection entre deux amplificateurs distincts opérant sur des fréquences différentes ; on évite ainsi les accrochages intempestifs d'oscillations dont il a été parlé au Chap. I (§ 373).

2° : Dans toute la partie opérant à la fréquence intermédiaire f_i l'amplification, normalement, est facilitée puisqu'il agit en principe d'une fréquence plus basse que la fréquence f du signal incident.

3° : Cette augmentation du gain par étage provient de

l'amélioration normale des constantes de temps $\frac{2L}{R}$ des circuits, quand la fréquence décroît ; il s'en suit déjà, de ce fait, une amélioration de la sélectivité.

4° : la fréquence intermédiaire f_i est naturellement choisie fixe, grâce à quoi l'amplificateur correspondant, établi et réglé une fois pour toutes, peut mettre en œuvre des montages plus compliqués, mais plus favorables au point de vue du gain et surtout de la sélectivité sans que l'exploitation du récepteur soit rendue plus difficile.

Dans un but de simplification et à condition que le taux d'amplification nécessaire avant la détection ne soit pas trop grand, il arrive qu'on supprime le changement de fréquence et l'amplificateur à fréquence intermédiaire.

L'appareil est alors dit " à amplification directe " et son schéma de principe se réduit à celui qui est représenté par la fig.

Mais le schéma normal d'un récepteur moderne est celui du récepteur à changement de fréquence ; il doit donc finalement comprendre les éléments constitutifs suivants (fig. 36) :

1° : un amplificateur à haute fréquence, opérant sur la fréquence f du signal ;
2° : un changement de fréquence ;
3° : un amplificateur à fréquence intermédiaire, opérant sur la nouvelle fréquence f_i ;
4° : un étage détecteur ou démodulateur ;
5° : un amplificateur à basse fréquence.

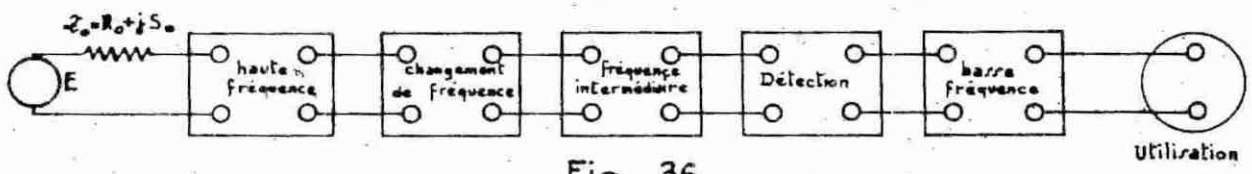


Fig. 36

Entre la première lampe de l'amplificateur HF et les bornes d'entrée du récepteur (à savoir celles qui le relient au collecteur d'ondes), il est nécessaire d'intercaler un dispositif d'adaptation particulier : c'est le système d'entrée du récepteur .

37 - Les paragraphes qui vont suivre seront successivement consacré à l'étude des différentes parties constitutives énumérées plus haut . Cette étude débutera , comme il est logique , par le "système d'entrée" (§ 41) . Puis viendra l'amplificateur HF (§ 101) ; mais en raison des rapports qui existent entre la détection et le changement de fréquence , ces deux questions seront ensuite traitées successivement (§ 131 pour l'étage détecteur , § 171 pour le changement de fréquence) .

L'amplificateur à fréquence intermédiaire (§ 251) et l'amplificateur BF (§ 281) termineront l'étude des parties constitutives fondamentales du récepteur.

La suite du chapitre sera consacrée à diverses questions ou dispositions particulieres aux récepteurs telles que :

- la réaction (positive ou négative) - au § 351
- la réception de la télégraphie en ondes entretenues pures et l'emploi de l'hétérodyne de battement (§ 401)
- la super-réaction (§ 421)
- les bruits de fond (§ 451)
- la commande (manuelle ou automatique) du gain (§ 491)
- divers autres dispositifs auxiliaires tels que :
  - l'indicateur de niveau à l'entrée (§ 521)
  - le réglage silencieux (§ 524)
  - la correction automatique d'accord (§ 525)
  - le réglage de la tonalité (§ 529)
  - les dispositifs limiteurs de parasites (§ 535)
  - l'écoute entre signes (§ 550) .

Enfin des données sur l'organisation pratique des ensembles récepteurs et sur les " divers appareils d'utilisation " susceptibles d'être associés aux récepteurs proprement dits termineront le chapitre.

II . Le circuit d'entrée . du récepteur .

41 - D'après ce que l'on a vu au § 3 ci-dessus, le problème du système d'entrée du récepteur se ramène à celui de l'utilisation d'une force électromotrice d'amplitude E en série avec une impédance $\mathcal{Z}_o = R_o + j X_o$ égale à l'impédance interne de l'aérien utilisé .

C'est donc le problème général de l'utilisation d'une source de force électromotrice et d'impédance interne donnée, problème qui renferme, comme cas particulier, celui des lampes amplificatrices en classe A linéaire (Chap. III - § 102) puisque, en ce cas, l'impédance interne $\mathcal{Z}_o$ se réduit à une résistance pure à savoir la résistance interne ρ du tube utilisé .

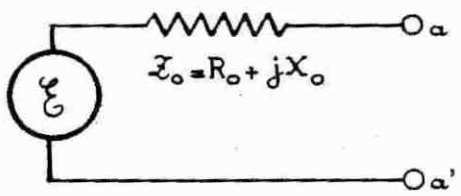


Fig. 41

Comme dans le cas des lampes amplificatrices, le problème (vu sous son aspect général), de l'utilisation de l'aérien, se présente de deux manières différentes selon que l'on recherche :

- ou bien, la plus grande puissance possible dans une impédance d'utilisation bien déterminée $\mathcal{Z}_a$ (supposée intercalée entre les bornes a a') - C'est la réception en puissance .
- ou bien, la plus grande tension possible aux bornes d'une impédance dont la valeur n'est pas imposée à l'avance - C'est la réception en tension .

Réception en puissance .

42 - Soit $\mathcal{Z}_a = R_a + j X_a$, l'impédance d'utilisation;

on remarque tout d'abord qu'on peut modifier à volonté la réactance X_a par adjonction de réactances pures, positives ou négatives, en série ou en dérivation avec Z_a, sans qu'il y ait de puissance dissipée ailleurs que dans l'impédance d'utilisation primitive elle-même.

Le courant J débité par la force électromotrice $\mathcal{E}$ dans le cas qui nous occupe est (fig. 42) :

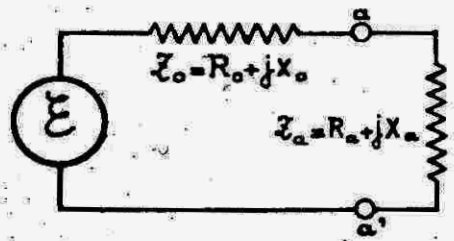


Fig. 42

$$J = \frac{\mathcal{E}}{Z_o + Z_a} = \frac{\mathcal{E}}{R_o + R_a + j\,(X_o + X_a)}$$

La puissance fournie à l'impédance d'utilisation est :

$$W = \frac{1}{2}\, R_a \left| J \right|^2$$

Pour une valeur donnée de R_a, le maximum de puissance a lieu quand $|J|$ est maximum, c'est-à-dire lorque l'on a $X_o + X_a = 0$, soit $X_a = - X_o$. C'est la condition d'accord ou de résonance du circuit d'antenne. L'intensité est alors :

$$J = \frac{\mathcal{E}}{R_o + R_a}$$

Elle est en phase avec la force électromotrice et la puissance utile est :

$$W_a = \frac{1}{2}\, R_a \, \frac{E^2}{(R_o + R_a)^2}$$

La puissance totale fournie par la force électromotrice E, c'est-à-dire par les ondes électriques qui ont atteint l'aérien, est :

$$W_s = \frac{1}{2}\, \frac{E^2}{R_o + R_a} \,,$$

D'où la valeur du rendement, d'ailleurs évident :

$$\eta = \frac{W_a}{W_s} = \frac{R_a}{R_o + R_a} \,.$$

Pour des impédances d'utilisation de valeurs diverses, mais toujours supposées à l'accord ($X_a = - X_o$), le maximum de puissance

utile est obtenu lorsque l'on a : $R_a = R_o$. Le rendement correspondant est :

$$\eta = \frac{1}{2} .$$

Quant au maximum de la puissance totale qui est susceptible d'être soutiré aux ondes, $W_s = \frac{1}{2} \frac{E^2}{R_o + R_a}$, il est évidemment réalisé pour $R_a = 0$; la puissance utile est alors nulle et le rendement aussi .

Inversement, η croît depuis $\eta = \frac{1}{2}$ jusqu'à $\eta = 1$ lorsque l'on augmente R_a depuis $R_a = R_o$ jusqu'à l'infini . Par contre, simultanément, la puissance utile diminue et tend finalement vers zéro en même temps que la puissance fournie par la source.

La réception en tension .

43 - En général, ce que l'on cherche, c'est d'obtenir une tension U d'amplitude aussi grande que possible, pour l'appliquer à la grille de commande de la lampe d'entrée de l'amplificateur HF .

Ainsi qu'on l'a vu au Chap. III (§ 349) le circuit de grille de la lampe attaquée possède une certaine admittance d'entrée, qui n'est pas nulle (ou une impédance d'entrée qui est finie) et dont la valeur est susceptible de prendre des valeurs assez diverses dans le cas général . En pratique, comme la lampe d'entrée est toujours, en fait, une pentode dont la capacité grille - plaque est par conséquent quasi - nulle, cette admittance d'entrée se ramène à une capacitance en dérivation avec une résistance (ou plus exactement une perditance).

La capacitance provient tout simplement de la capacité d'entrée de la lampe (une dizaine de $\mu\mu F$ en moyenne) ; elle varie donc proportionnellement à la fréquence .

Quant à la perditance, elle est réduite au minimum parce que la lampe travaille sans courant de grille ; en pratique, elle est négligeable (inférieure ou comparable au micromho) tant que la

fréquence ne dépasse pas 10 ou 20 mégacycles .

L'effet de l'impédance (ou de l'admittance) d'entrée de la lampe dépend essentiellement de la valeur de l'impédance extérieure sur laquelle elle intervient en dérivation . Dans ce qui va suivre, on admettra qu'il en a été tenu compte, s'il y a lieu, dans l'évaluation de l'impédance Z_a aux bornes de laquelle se développe la tension U désirée .

A .. Montages " directs " ..

45 - La méthode la plus simple consiste à intercaler l'impédance Z_a aux bornes d'entrée du récepteur et à prendre la tension U aux bornes de cette impédance ou d'un élément seulement de cette impédance . A cette méthode correspondent les schémas ① à ④ de la fig. 45 .

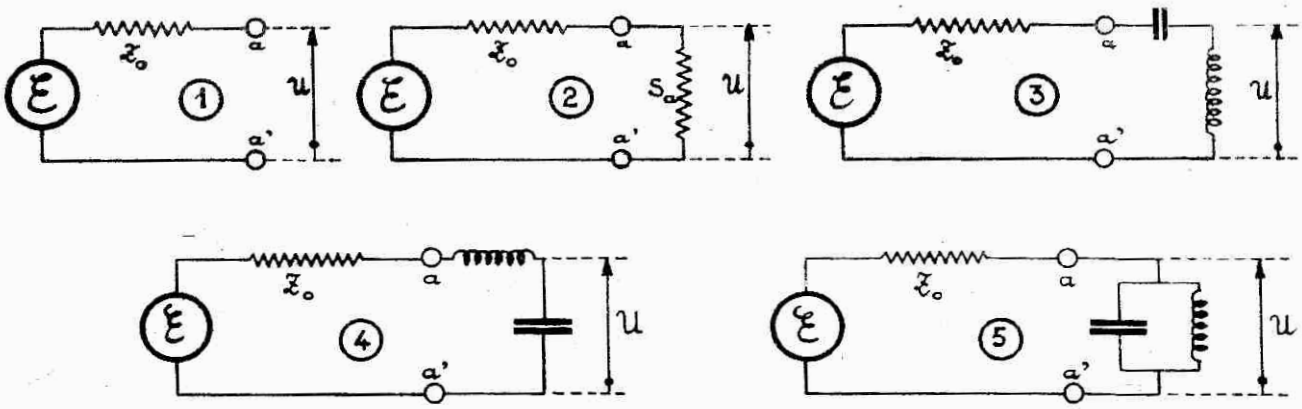


Fig. 45

Le montage ① , où l'on aurait Z_a infiniment grand en module , suppose essentiellement négligeable l'admittance d'entrée de la lampe , puisque , comme il vient d'être dit , cette admittance d'entrée intervient dans l'évaluation de Z_a . Par ailleurs , la nécessité d'écouler les charges statiques de la grille (ou en d'autres termes de fixer son potentiel moyen) oblige à prévoir une résistance de fuite , de quelques mégohms au maximum ; cette résistance intervient également en dérivation dans la valeur de Z_a .

L'importance de l'effet de ces diverses impédances dépend , en fait , de la grandeur de l'impédance $|Z_o|$ en série avec laquelle elle se trouve dans le circuit d'entrée . Le schéma de la fig. ① correspond simplement au cas où , compte tenu de l'admittance d'entrée du tube et de l'inévitable résistance de fuite de grille , on aurait la relation : $|Z_a| \gg |Z_o|$.

Dans cette hypothèse on a évidemment $U = E$, soit

un gain $g = \left|\frac{u}{\mathcal{E}}\right|$ égal à l'unité.
la relation $\left|\frac{u}{\mathcal{E}}\right| = 1$ est vraie quelle que soit la fréquence de la force électromotrice $\mathcal{E}$.

Quant à la sélectivité, elle est nulle puisque

46 - En fait, il reste bien, comme effet sélectif, celui qui provient de l'aérien car on verra au Chap. IX (§) que la force électromotrice $\mathcal{E}$ développée par un champ électrique d'amplitude donnée dans une antenne donnée est, en effet, variable avec la fréquence. D'autre part les propriétés directives éventuelles de l'aérien sont susceptibles également de produire des variations de $\mathcal{E}$ et par conséquent de la force électromotrice u délivrée à la grille de la lampe d'entrée.

Cette double intervention de l'aérien se produit, d'ailleurs, quel que soit le type du système d'entrée utilisé. Dans ce qui va suivre on se bornera à l'étude des propriétés des systèmes d'entrée eux-mêmes, réservant pour le Chap. IX les différentes questions qui se rapportent à l'aérien.

47 - Les montages ② à ④ qui font intervenir des phénomènes de surtension dans les circuits, procurent un gain et une sélectivité meilleurs.

Les éléments utilisés pour constituer l'impédance Z_a sont des réactances, selfs ou capacités, possédant le moins possible de résistance, afin de fournir à la résonance des courants aussi voisins que possible du maximum absolu : $I_{Max} = \frac{E}{R_o}$.

48 - Dans le montage ②, une réactance $Z_a = X_a$ (self ou capacité) est placée entre les bornes $a\,a'$. Cette réactance est ajustée de façon à obtenir la résonance du circuit d'entrée : (ou du circuit d'antenne) : $X_o + X_a = 0$.

Le courant est alors : $\mathcal{J} = \frac{\mathcal{E}}{R_o}$ et la tension aux bornes de X_a :

$$\mathcal{U} = j X_a \times \mathcal{J} = \frac{j X_a}{R_o} \times \mathcal{E} = -j \frac{X_o}{R_o} \mathcal{E} .$$

En désignant par Q le coefficient de surtension $\frac{X_o}{R_o}$ l'amplitude de la tension obtenue s'écrit :

$$U = \left| \frac{X_a}{R} \right| E = Q E$$

Vis-à-vis des coefficients de surtension des circuits fermés normaux (Chap. II § 75) le coefficient Q ci-dessus est généralement faible ; cela tient à la présence de la résistance de rayonnement de l'antenne dans le terme R_o ; il atteint cependant quelques dizaines d'unités et c'est autant de gagné pour la réception .

49 - Quant à la sélectivité du montage , c'est celle du circuit constitué par l'impédance Z_o et la réactance X_a en série. Rigoureusement cette sélectivité ne peut donc être définie que si l'on connait la loi de variation de Z_o en fonction de la fréquence .

Cependant , on verra au Chap. IX (§) que si l'on se borne à ne considérer que les pulsations ω comprises dans une bande étroite de pulsations entourant la pulsation d'accord ω_o , on peut représenter l'impédance Z_o par l'ensemble constitué par une self L_o une capacité C_o et la résistance R_o en série . De même la réactance X_a sera , au moins dans les mêmes limites de pulsations , équivalente à une self L_a en série avec une capacité C_a . L'ensemble du circuit de la fig. 45 ② sera donc équivalent à une self $L = L_o + L_a$, en série avec la capacité $C = \frac{1}{\frac{1}{C_o} + \frac{1}{C_a}}$ et la résistance R_o .

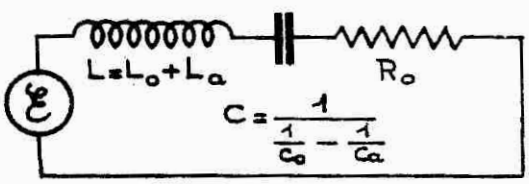


Fig. 46

Le coefficient de sélectivité correspondant à la pulsation ω (et défini

par le rapport $\frac{U_0}{U}$ des tensions respectives obtenues sur la pulsation de résonance $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ et sur la pulsation ω) est donné par la relation (Chap. II - § 86) :

$$\rho = \sqrt{1 + \theta^2 \Delta\omega^2} = \sqrt{1 + (2Qx)^2}$$

où $\Delta\omega$ représente l'écart $\omega - \omega_0$.

θ , la constante de temps $\frac{2L}{R}$

x , le désaccord relatif $\frac{\Delta\omega}{\omega_0}$ ou $\frac{\Delta f}{f_0}$

Q , le coefficient de surtension $\frac{L\omega_0}{R}$.

50 - Naturellement , si la réactance X_0 (qui compose l'impédance Z_0) est capacitive , comme c'est le cas avec une antenne unifilaire de longueur inférieure à $\frac{\lambda}{4}$ (voir Chap. VI §), la réactance X_a devra être selfique , pour pouvoir obtenir la condition d'accord $X_a = - X_0$.

En pratique , afin de pouvoir effectuer réellement cet accord , on constitue X_a par une inductance plus importante que celle qui est strictement nécessaire ($L_2\omega = - X_0$) et on ajoute un condensateur variable en série avec elle . On a alors avantage à prendre la tension $\mathcal{U}$ aux bornes de la self toute seule . C'est le schéma ③ de la fig. 45 .

Si , au contraire , la reactance X_0 était selfique (cas , d'ailleurs moins fréquent , où la longueur de l'antenne serait comprise entre $\frac{\lambda}{4}$ et $\frac{\lambda}{2}$) , le montage à adopter serait alors celui du schéma ④ où la tension $\mathcal{U}$ est prise aux bornes de la seule capacité .

51 - Dans ce qui précède , on a supposé réalisée la condition d'accord du circuit d'entrée sur la pulsation à la force électromotrice $\mathcal{E}$ du signal : $X_a + X_0 = 0$

Pour obtenir ce résultat , on constitue X_a au moyen

d'une réactance variable, ou tout au moins comprenant une partie variable ; cet élément variable est généralement un condensateur (schéma ③ et ④ de la fig. 45), mais ce peut être aussi une self ou plus exactement un "variomètre" (fig. 51). Faisant varier X_a, on observe un maximum d'amplitude de la tension $\mathcal{U}$.

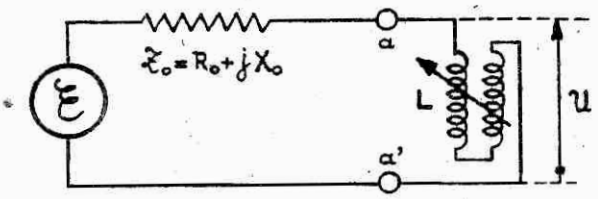


Fig. 51

Il convient de remarquer que la valeur X'_a de la réactance X_a qui produit ce maximum n'est pas, en général, exactement égale à celle qui correspond à la résonance du circuit : $X_a = - X_o$.

Si la tension $\mathcal{U}$ est prise aux bornes d'une self variable, on est conduit automatiquement à donner à cette self une valeur un peu supérieure à celle qui correspondrait à la résonance exacte (on a en effet $|\mathcal{U}| = L\omega I$), c'est-à-dire à accorder le circuit sur une pulsation propre un peu plus basse que celle du signal.

La conclusion est inverse lorsque la tension $\mathcal{U}$ est prise aux bornes d'une capacité variable. On a, en effet, $|\mathcal{U}| = \frac{I}{C\omega}$.

52 - D'autre part, on devra remarquer aussi, que le maximum de la courbe de résonance de $|\mathcal{U}|$ obtenue en faisant varier, cette fois, la pulsation ω de la force électromotrice ne coïncide pas non plus avec la pulsation propre ω'_o du circuit, cette pulsation ω' étant celle qui annule la somme $X_o + X'_a$. Cela tient à la différence qui existe entre les courbes de résonance du courant et de la tension. On a vu, en effet, au Chap. II (§) que le maximum est déplacé dans le sens des ω croissants lorsque la tension $\mathcal{U}$ est prise aux bornes d'une self, et dans le sens des ω décroissants lorsque $\mathcal{U}$ est prise aux bornes d'une capacité.

Dans la pratique, ces différents écarts sont toujours petits, et d'autant plus petits que le coefficient de surtension du

circuit est plus élevé . On a généralement pas à en tenir compte .

55 – Pour "appliquer" la tension U fournie par le système d'entrée , à la lampe d'entrée de l'amplificateur HF on relie simplement les bornes a et a' (ou a_1 et a'_1 , dans le cas des schémas ③ et ④) d'une part à la grille de commande de la lampe , d'autre part à la cathode , en prenant la précaution d'interposer la polarisation V_g nécessaire .

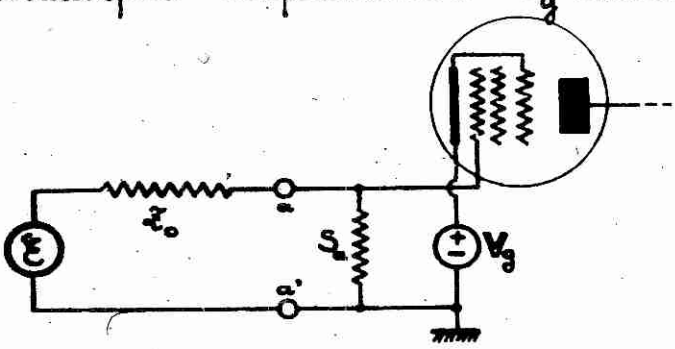


Fig. 52

Or la cathode est généralement reliée à la terre ou a la masse de l'amplificateur, tout au moins vis-à-vis des composantes de haute fréquence . Le segment du collecteur d'ondes qui est relié à la cathode se trouve donc par le fait même mis à la terre ; en pratique, ce segment pourra être supprimé , ou , de préférence , remplacé par une bonne prise de terre (fig. 53) .

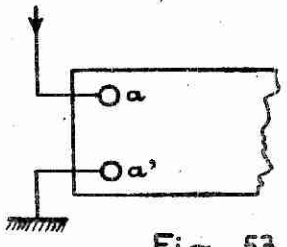


Fig. 53

56 – On peut aussi utiliser des amplificateurs munis d'un étage d'entrée symétrique . En ce cas , ont-obtient les deux

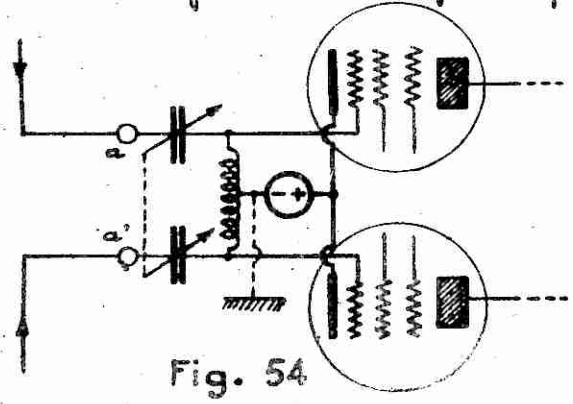


Fig. 54

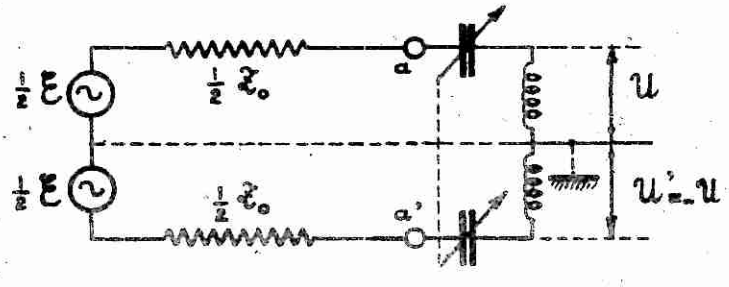


Fig. 55

tensions symétriques $\mathcal{U}$ et $\mathcal{U}' = -\mathcal{U}$ nécessaires, en faisant usage d'une antenne symétriquement constituée et en assurant également la symétrie du système d'entrée (fig. 54). Le schéma équivalent est alors celui qui est donné par la fig. 55.

Emploi d'un circuit antirésonant .

61 - Lorque les dimensions de l'antenne sont très petites par rapport à $\frac{\lambda}{4}$, l'impédance Z_o se compose d'une faible résistance (pouvant ne pas dépasser quelques ohms si le système antenne terre est bien conditionné) en série avec une réactance négative de valeur absolue très élevée , équivalente à une faible capacité . L'accord du circuit d'entrée, qui exige une réactance positive de même valeur absolue, ne peut , dans ces conditions , être réalisé qu'au moyen d'une inductance L_a très importante en comparaison des fréquences utilisées . Une telle inductance présente une forte résistance HF (Chap . II - § 766) d'où résulte un plus grand amortissement du circuit et , par conséquent, une perte de sélectivité .

Par ailleurs , la gamme de fréquences sur lesquelles le circuit d'entrée peut être accordé par le jeu du condensateur variable en série avec la self est d'autant plus réduite que la capacité de l'antenne est plus faible .

Ces difficultés sont évitées avec le schéma ⑤ (fig.75) où le condensateur variable est placé non plus en série avec l'inductance L_a mais en dérivation à ses bornes . La réactance du schéma ② est , en ce cas, constituée par un circuit <u>antirésonnant</u> ou circuit bouchon (Chap. II - § 131) .

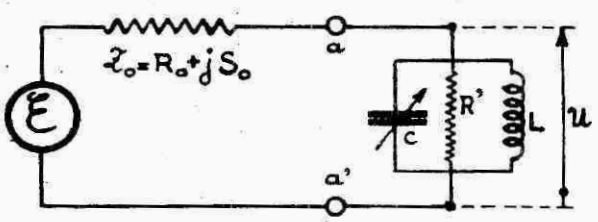


Fig. 61

Désignons par Z' l'impédance du circuit antirésonnant , mesurée entre les bornes a a' . On a vu au Chap. II (§ 145) qu'au voisinage de la résonance ($\omega = \omega_o = \frac{1}{\sqrt{LC}}$) la résistance série R du circuit était équivalente à une résistance R' placée en dérivation aux bornes du circuit :

$$R' = \frac{L}{CR} = \frac{L^2\omega_0^2}{R} = \frac{1}{C^2\omega_0^2 R} = QL\omega_0$$

en désignant par Q le coefficient de surtension $\frac{L\omega_0}{R}$.

L'impédance Z', résultante de L, C, R' en dérivation, est donnée par la relation :

$$\frac{1}{Z'} = \frac{1}{R'} + \frac{1}{jL\omega} + jC\omega ,$$

ou bien :

$$\frac{1}{Z'} = \frac{1}{R'} - j\left(\frac{1}{L\omega} - C\omega\right)$$

$$= \frac{1}{R'} - j\,\frac{1 - LC\omega^2}{L\omega}$$

La tension aux bornes aa' est :

$$u = \mathcal{E}\,\frac{Z'}{Z_0 + Z'} = \frac{\mathcal{E}}{1 + \frac{Z_0}{Z'}} .$$

Explicitons la valeur de l'impédance interne de l'antenne :

$$Z_0 = R_0 + \frac{1}{jC_0\omega} \quad , C_0 \text{ étant la capacité équivalente.}$$

Il vient :

$$\frac{Z_0}{Z'} = \left(R_0 - j\,\frac{1}{C_0\omega}\right)\left(\frac{1}{R'} - j\,\frac{1 - LC\omega^2}{L\omega}\right),$$

et par suite :

$$u = \frac{\mathcal{E}}{1 + \frac{R_0}{R'} - jR_0\,\frac{1 - LC\omega^2}{L\omega} - j\,\frac{1}{C_0\omega R'} - \frac{1 - LC\omega^2}{LC_0\omega^2}}$$

ou bien :

$$\frac{u}{\mathcal{E}} = \frac{1}{1 + \frac{R_0}{R'} - \frac{1 - LC\omega^2}{LC_0\omega^2} - j\left[R_0\,\frac{1 - LC\omega^2}{L\omega} + \frac{1}{C_0\omega R'}\right]}$$

Le rapport $\frac{|u|}{|\mathcal{E}|}$ a donc, finalement, pour expression :

$$\left|\frac{\mathcal{U}}{\mathcal{E}}\right| = \frac{1}{\sqrt{\left[1 + \frac{R_0}{R'} - \frac{1 - LC\omega^2}{LC_0\omega^2}\right]^2 + \left[R_0\,\frac{1 - LC\omega^2}{L\omega} + \frac{1}{C_0\omega R'}\right]^2}}$$

On voit immédiatement que le maximum de $\left|\frac{\mathcal{U}}{\mathcal{E}}\right|$, pour une valeur donnée ν_0 de ω, lorsque l'on fait varier le condensateur variable C, se produit pour une position de ce dernier condensateur, qui ne coïncide pas, en général, avec celle qui donne la résonance du circuit LC sur la pulsation ω_0 de la source. Cela est dû à la présence de la variable C dans le terme $R_0\,\frac{1 - LC\omega^2}{LC_0\omega}$ entrant dans le premier carré sous le radical.

Cette position du condensateur (donnant le maximum de $\left|\frac{\mathcal{U}}{\mathcal{E}}\right|$) n'est pas non plus celle qui donne la résonance du circuit d'antenne constitué par la force électromotrice $\mathcal{E}$ et les impédances Z_0 et Z' en série.

Enfin, comme au § 52 ci-dessus, on constate que le maximum de la courbe de résonance obtenue en faisant varier ω ne coïncide pas avec la pulsation initiale ω_0 de la source.

En pratique R_0 est toujours négligeable devant R', et même généralement devant $L\omega$ (cas d'une antenne courte vis-à-vis de $\frac{\lambda}{4}$). L'expression de $\left|\frac{\mathcal{U}}{\mathcal{E}}\right|$ se simplifie dès lors :

$$\left|\frac{\mathcal{U}}{\mathcal{E}}\right| = \frac{1}{\sqrt{\left[1 - \frac{1 - LC\omega^2}{LC_0\omega^2}\right]^2 + \left[\frac{1}{R'C_0\omega}\right]^2}} \cdot$$

Elle est maximum quand le 1er carré est nul (le seul qui contienne la variable C) :

$$1 - LC\omega^2 = LC_0\omega^2$$

ou bien :

$$L\left(C + C_0\right)\omega^2 = 1 \cdot$$

C'est la condition de résonance du circuit LC en tenant compte de la capacité C_0 ajoutée en dérivation aux bornes de la capacité C.

L'expression du gain $g = \left|\frac{u}{\mathcal{E}}\right|_{Max}$ est alors :

$$g = \left|\frac{u}{\mathcal{E}}\right|_{Max} = R' C_0 \omega$$

63 - Ces particularités se retrouvent par la méthode géométrique. En effet, l'impédance $\mathcal{Z}'$ est représentée par un vecteur OP dont l'extrémité se déplace sur le cercle de diamètre $OA = R' = \frac{L}{CR}$ (voir Chap. II - § 161). L'impédance $\mathcal{Z}_0 + \mathcal{Z}'$ est représentée par le vecteur MP qui part de l'extrémité M du vecteur $-\mathcal{Z}_0$ pour aboutir à l'extrémité P du vecteur $\mathcal{Z}'$.

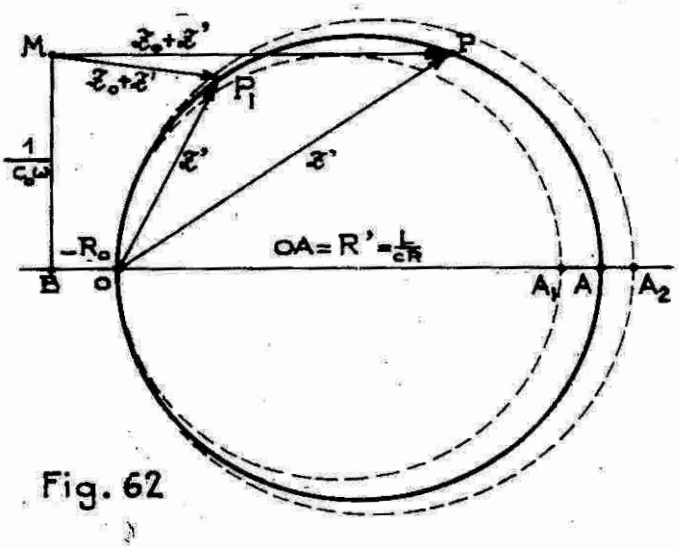


Fig. 62

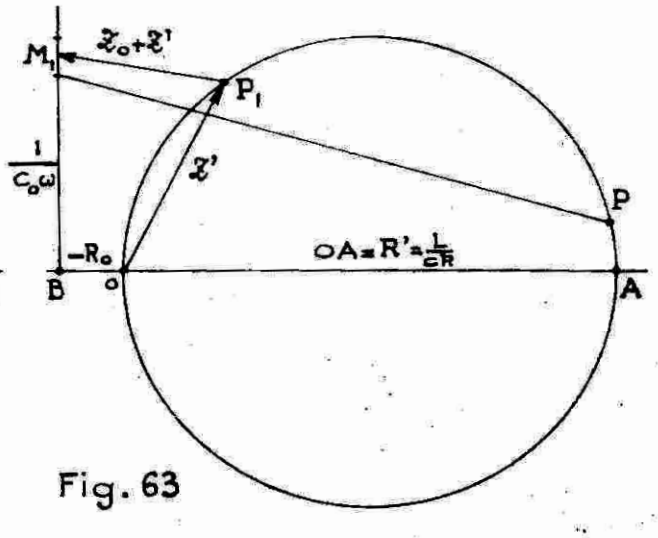


Fig. 63

La pulsation ω étant fixe ($\omega = \omega_0$) si l'on fait varier le condensateur C, le diamètre du cercle varie proportionnellement à $\frac{1}{C}$ (on admet que la résistance série R est une constante). Simultanément le point P se déplace sur le cercle. D'après ce que l'on a vu au Chap. II - (§ 151) cette variation est rapide, par rapport aux variations de diamètre du cercle. On peut donc négliger ces dernières. Le maximum du rapport $\left|\frac{u}{\mathcal{E}}\right|$ se produit lorsque le point P occupe une position telle que P_1, tandis qu'à la résonance du circuit LC le point P est en A.

64 - De même, considérons ce qui se passe quand, L et C étant fixes, on fait varier la pulsation ω. En admettant encore la constance de R dans la bande des pulsations intéressées, le diamètre OA demeure fixe. Par contre le point M varie puisque la longueur BM est égale à $\frac{1}{C_0\omega}$. Néanmoins le déplacement de M est faible vis-à-vis des déplacements de P sur le cercle, et on retrouve sensiblement la même position P_1 que précédemment pour le maximum du rapport $\left|\frac{u}{e}\right|$.

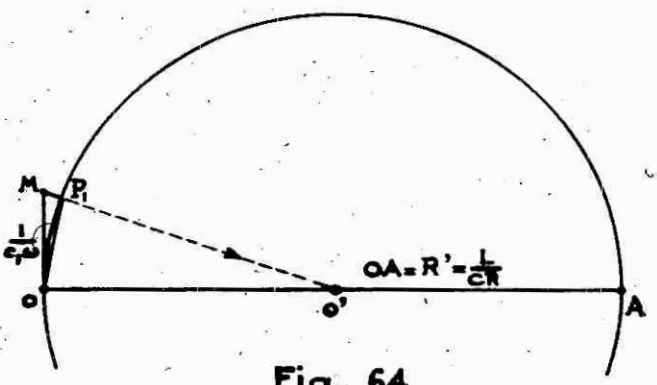


Fig. 64

On voit que rien ne s'oppose à ce que le gain réalisé soit supérieur à l'unité, surtout lorsque R_0 est négligeable et $\frac{1}{C_0\omega}$ petit par rapport à R'. En ce dernier cas le diagramme devient celui qui est représenté par la fig. 64 où le rapport $\left|\frac{Z'}{Z_0+Z'}\right|$ atteint, notamment, un maximum sensiblement égal à 5 ou 6.

Sélectivité du montage.

65 - La méthode géométrique permet de tracer point par point la courbe de sélectivité du montage, puisqu'il suffit de mesurer le rapport $\left|\frac{Z'}{Z_0+Z'}\right|$ pour différentes valeurs de ω situées de part et d'autre de la pulsation $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L(C+C_0)}}$, et de les rapporter à la valeur maximum de ce rapport.

Il est plus aisé de reprendre la formule du § 61 :

$$\left|\frac{u}{e}\right| = \frac{1}{\sqrt{\left[1-\frac{1-LC\omega^2}{LC_0\omega^2}\right]^2+\frac{1}{R'^2C_0^2\omega^2}}}$$

qui correspond au cas où R_o est négligeable devant R' et $L\omega$.

Par définition du coefficient de sélectivité s , on a :

$$s = \frac{\left|\frac{\mathcal{U}}{\mathcal{E}}\right|_{Max}}{\left|\frac{\mathcal{U}}{\mathcal{E}}\right|} = \frac{\sqrt{\left[1 - \frac{1 - LC\omega^2}{LC_o\omega^2}\right]^2 + \frac{1}{R'^2 C_o^2 \omega^2}}}{\sqrt{0 + \frac{1}{R'^2 C_o^2 \omega_o^2}}}$$

$$s = \sqrt{1 + \left[1 - \frac{1 - LC\omega^2}{LC_o\omega^2}\right]^2 R'^2 C_o^2 \omega_o^2}$$

Posons $\omega = \omega_o + \Delta\omega$, ω_o étant la pulsation d'accord définie par la relation $\omega_o^2 = \frac{1}{L(C + C_o)}$, et calculons la quantité entre crochets :

On a : $\omega^2 = \omega_o^2 + 2\omega_o \Delta\omega$, et par suite :

$$1 - \frac{1 - LC\omega^2}{LC_o\omega^2} = \frac{LC_o\omega^2 - 1 + LC\omega^2}{LC_o\omega^2} = \frac{L(C + C_o)\omega^2 - 1}{LC_o\omega^2}$$

$$\cong \frac{L(C_o + C)(\omega_o^2 + 2\omega_o \Delta\omega) - 1}{LC_o\omega^2} = \frac{2L(C+C_o)\omega_o \Delta\omega}{LC_o\omega_o^2} = \frac{2(C+C_o)}{C_o} \frac{\Delta\omega}{\omega_o}$$

D'autre part :

$$\frac{\omega_o^2}{\omega^2} \cong \frac{\omega_o^2}{\omega_o^2 + 2\omega_o \Delta\omega} \cong 1 - \frac{2\Delta\omega}{\omega_o}$$

On a donc sensiblement :

$$s = \sqrt{1 - \frac{2\Delta\omega}{\omega_o} + \left[\frac{2(C+C_o)}{C_o} \frac{\Delta\omega}{\omega_o}\right]^2 R'^2 C_o^2 \omega_o^2}$$

$$s = \sqrt{1 - \frac{2\Delta\omega}{\omega_o} + \left[2(C+C_o) R' \Delta\omega\right]^2}$$

Remplaçons R' par son expression $R' = \frac{L}{CR}$, il vient :

$$s = \sqrt{1 - \frac{2\Delta\omega}{\omega_o} + \left[\frac{2L(C+C_o)}{CR} \Delta\omega\right]^2}$$

c'est-à-dire :

$$s = \sqrt{1 - \frac{2\Delta\omega}{\omega_0} + \left[\theta \frac{C+C_0}{C} \Delta\omega\right]^2}$$

θ désignant la <u>constante de temps</u> du circuit $\theta = \frac{2L}{R}$.
ou bien encore :

$$s = \sqrt{1 - 2x + \left[2Q \frac{C+C_0}{C} x\right]^2}$$

Avec $Q = \frac{L\omega}{R}$ (coefficient de surtension du circuit antirésonnant)
et $x = \frac{\Delta\omega}{\omega_0}$ (désaccord relatif) .

B .. Montages "indirects" ..

71 - A cause de la résistance R_0 qui comprend une partie irréductible, à savoir la résistance de rayonnement de l'antenne (voir Chap. IX - §), les coefficients de surtension que l'on obtient avec les circuits ② ③ et ④ de la fig. 45 ne sont jamais élevés ni de loin comparables à ceux des circuits oscillants de bonne qualité (150 à 200 et davantage). Il s'en suit qu'on obtient ni le gain $\left|\frac{U}{\mathcal{E}}\right| = g$, ni la sélectivité $s = \sqrt{1 + (2Qx)^2}$ de ces circuits.

De là est venue l'idée de prendre la tension utile U aux bornes d'un circuit fermé aussi soigné que possible, couplé lui-même au circuit d'antenne. Un tel circuit existe déjà, il est vrai, avec le circuit antirésonnant de la fig. 45 ⑤, mais celui-ci se trouve au maximum de couplage avec l'antenne, ce qui n'est pas nécessairement avantageux comme on va le voir.

Suivant la manière dont est réalisé le couplage avec l'antenne, on a les schémas ①, ② ou ③ de la fig. 71.

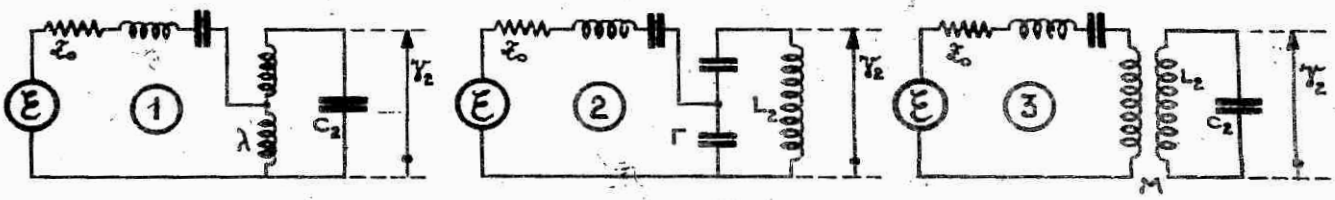


Fig. 71

Ces trois modes de couplage ci-dessus sont tous trois des couplages par réactance, commune ou mutuelle.

Désignons, comme au Chap. II (§ 351) cette réactance par X_m. Suivant le mode couplage on aura :

$\begin{cases} X_m = M\omega, \text{ dans le cas du couplage par induction-mutuelle (schéma ③)} \\ X_m = \lambda\omega, \text{ dans le cas du couplage par inductance commune} \end{cases}$

(schéma ①)
$X_m = \frac{1}{\Gamma\omega}$, dans le cas du couplage par capacité commune
(schéma ②) .

72 - Le problème revient à déterminer le gain et la sélectivité correspondant à des éléments donnés pour les circuits primaire et secondaire , ou inversement à déterminer la valeur des éléments à utiliser pour obtenir le gain et la sélectivité nécessaires .

La question a déjà été étudiée au Chap. II (§ 251) dans le cas où l'impédance Z_1, du circuit primaire, était uniquement constituée par des selfs , capacités et résistances en série . Dans le cas présent , il entre dans cette impédance Z_1 , l'impédance interne de l'antenne $Z_o = R_o + j X_o$, dont les coefficients R_o et X_o sont variables avec la fréquence .

Cependant , à condition de limiter , comme au § 49 ci-dessus les fréquences considérées à celles qui sont comprises dans une étroite bande , l'impédance Z_o pourra être représentée par une self , une capacité et une résistance en série ; on sera donc ainsi ramené au cas du Chap. II .

Montages à primaire accordé et à primaire désaccordé .

73 - Dans la pratique , il y a lieu de distinguer deux types de montages selon que le primaire est accordé ou non sur la fréquence du signal , le secondaire étant quant à lui , dans les deux cas , accordé .

L'inconvénient du montage à primaire accordé , montage qui , par ailleurs , est le plus favorable au point de vue du gain et de la sélectivité , provient de la présence , en série dans le primaire , de l'impédance Z_o qui empêche pratiquement de réaliser l'accord

de ce circuit par la même manœuvre que celui du secondaire et des autres circuits accordés du récepteur, ainsi qu'on le verra plus loin ("commande unique" des récepteurs : § 564).

Ces montages sont néanmoins employés dans les récepteurs appelés à travailler sur antennes fixes et sur longueurs d'ondes fixes (liaisons commerciales à grand trafic, par exemple).

Dans le système dit à primaire désaccordé, les éléments self ou capacité du circuit primaire sont laissés fixes dans toute la gamme de fréquences couvertes par la variation du condensateur variable du secondaire ; ce système est comme on le verra moins avantageux au point de vue du gain et de la sélectivité, mais il a l'avantage de se prêter à la réalisation de la "commande unique" du récepteur.

Montage à primaire et secondaire accordés.

74 - Les circuits primaire et secondaire étant tous deux accordés sur la fréquence du signal, le gain $g = \left|\frac{V_2}{\mathcal{E}}\right|$ sera d'après le Chap. II - (§ 295 et 296) donné par les relations :

$$g = \frac{L_2\omega}{2\sqrt{R_1R_2}}\,\frac{2n}{n^2+1} \quad \text{ou} \quad g = \frac{1}{C_2\omega\sqrt{R_1R_2}} \times \frac{2n}{n^2+1},$$

selon que la tension V_2 sera prise aux bornes de la self L_2 (schémas ① et ③) ou de la capacité C_2 (schéma ①).

Dans les formules ci-dessus, n désigne le degré de couplage $n = \frac{x_m}{\sqrt{R_1R_2}}$ c'est-à-dire :

$$\begin{cases} n = \dfrac{M\omega}{\sqrt{R_1R_2}} & \text{dans le cas du couplage par induction mutuelle } M \\ n = \dfrac{\lambda\omega}{\sqrt{R_1R_2}} & \text{dans le cas du couplage par self commune } \lambda \\ n = \dfrac{1}{\Gamma\omega\sqrt{R_1R_2}} & \text{dans le cas du couplage par la capacité commune } \Gamma. \end{cases}$$

On a vu au Chap. II (§ 295 et 296) que le maximum de gain a lieu lorsque les circuits sont au couplage critique ($n = 1$) ; on a selon le cas :

$$g_{Max} = \frac{L_2 \omega}{2\sqrt{R_1 R_2}} \quad \text{ou} \quad g_{Max} = \frac{1}{C_2 \omega \sqrt{R_1 R_2}}$$

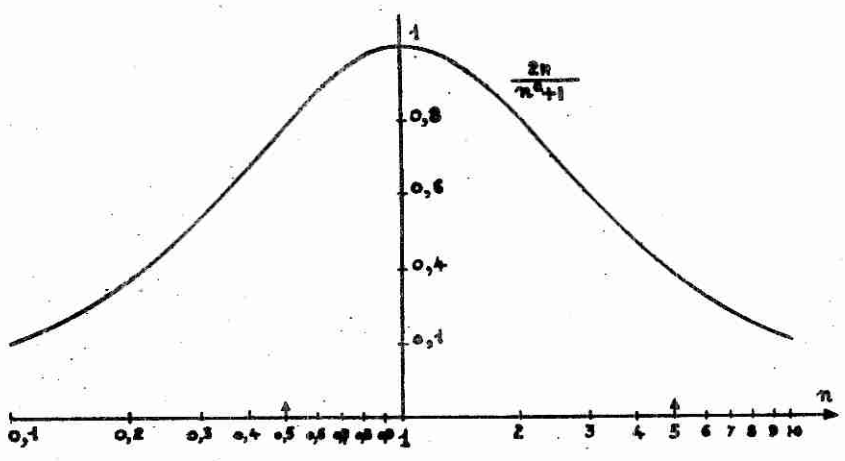


Fig. 74

En fonction de n la variation de g est donnée par la courbe de la fig. 74 ; on voit sur cette courbe que les variations de gain sont lentes au voisinage du couplage critique (n compris entre 0,5 et 2 par exemple) .

75 - L'expression $g_{Max} = \frac{L_2 \omega}{2\sqrt{R_1 R_2}}$ peut d'ailleurs se mettre sous une autre forme, en faisant apparaître la résistance d'antirésonance du circuit secondaire : $R'_2 = \frac{L_2^2 \omega^2}{R_2}$.
On a en effet :

$$g_{Max} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{L_2^2 \omega^2}{R_1 R_2}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R'_2}{R_1}} \quad .$$

Pour un degré de couplage n différent de 1 on a :

$$g = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R'_2}{R_1}} \; \frac{2n}{n^2+1} \quad .$$

Sélectivité du système .

76 - Quant à la sélectivité, elle sera exprimée, avec les mêmes notations qu'au § 49, par le facteur :

$S_V = \frac{\omega_0}{\omega} \frac{I_0}{I\omega} = \frac{\omega_0}{\omega} S_I$, dans le cas où la tension utile est

prise aux bornes d'une self (schéma ②) ou

$$S_V = \frac{\omega}{\omega_0} \frac{I_0}{I\omega} = \frac{\omega}{\omega_0} S_I$$, lorsque cette tension est prise aux bornes d'un condensateur (schémas ① et ③) .

Dans ces deux formules S_I représente la sélectivité exprimée par rapport à l'intensité I_2 dans le secondaire (Chap. II - § 321)

En pratique , avec des circuits peu amortis , le rapport $\frac{\omega_0}{\omega}$ ou $\frac{\omega}{\omega_0}$ demeure voisin de 1 dans la gamme de pulsations que l'on a à considérer , et le facteur S_V ne se distingue pas du facteur S_I ; aussi les designe-t-on les uns et les autres par la lettre S sans indice .

77 - On a vu au Chap. II (§ 322) comment la courbe de sélectivité obtenue se déformait quand on faisait varier le degré de couplage n . Celle-ci s'élargit progressivement quand n croît , mais l'élargissement du sommet est plus rapide que celui des branches latérales . Il s'en suit une tendance à l'amélioration de la régularité de la transmission de la bande passante , tant que le coefficient $2\,Q\,x$ ne dépasse pas l'ordre de grandeur de 2 , et en même temps , un affaiblissement plus grand des fréquences situées hors de la dite bande passante .

78 - Au surplus , en poussant le couplage au delà du couplage critique ($n > 1$) on obtient des courbes "à deux bosses" qui permettent de compenser dans une certaine mesure des sélectivités par trop aigües qui pourraient provenir d'autres parties constitutives du récepteur .

Montages à primaire désaccordé.

81 - Dans ces montages où, comme il a été indiqué plus haut (§ 73) les éléments constitutifs du circuit primaire (selfs et capacités) sont laissés fixes, on ne dispose que du condensateur variable du secondaire pour accorder le système sur la pulsation du signal

D'après ce qu'on a vu au Chap. II (§ 302) on est donc conduit à amener le point de coordonnées ξ_1 ξ_2 relatif au système, sur la courbe Δ, lieu des maxima relatifs de I_2 en fonction de ξ_2 pour diverses valeurs fixes données à ξ_1.

La valeur de ξ_2 donnant l'accord du système est donc l'ordonnée de la courbe Δ au point d'abcisse ξ_1 défini par les valeurs fixes adoptées pour les éléments du circuit primaire. On a vu que le module de ξ_2 était d'autant plus petit que le point $\xi_1 \xi_2$ était plus éloigné vers les ξ_1 positifs ou négatifs.

Gain du système.

82 - Il est visible d'après la forme des surfaces Σ que le courant I_2 et par suite le gain obtenu est d'autant moins grand que le point $\xi_1 \xi_2$ est plus éloigné de la portion centrale de la courbe Δ.

D'autre part, quand la pulsation du signal à recevoir varie entre les limites ω_{Min} et ω_{Max} de la gamme obtenue par la variation du condensateur variable secondaire, le point $\xi_1 \xi_2$ décrit sur la courbe Δ un certain arc. Le gain réalisé est donc variable avec la pulsation du signal. On voit immédiatement que la variation de gain est d'autant moins importante que l'arc de la courbe Δ décrit par $\xi_1 \xi_2$ est plus éloigné de la région centrale de Δ.

Enfin, on verra plus loin (§ 564) à l'occasion de l'étude de la commande unique des récepteurs, que cette commande est d'autant mieux réalisable que le point $\xi_1 \xi_2$ est aussi plus

éloigné des points S' et S" où la courbe Δ rencontre les sommets de la surface Σ .

Pour ces diverses raisons, le segment utile de la courbe Δ est-il toujours placé passablement éloigné de la région centrale S' S" de cette courbe .

83 - Avec les notations du § 71 ci-dessus, le courant I_2 est donné par la formule :

$$I_2 = \left| \frac{-j X_m \xi}{X_m^2 + j Z_1 Z_2} \right|$$

On en déduit l'expression du gain :

$$g = \frac{L_2 \omega I_2}{E} = \frac{X_m L_2 \omega}{|X_m^2 + j Z_1 Z_2|} .$$

Explicitons les impédances Z_1 et Z_2 .

Comme le primaire est très éloigné de l'accord sur la pulsation du signal, l'impédance Z_1 est toute entière due à la réactance $X_1 = L_1 \omega - \frac{1}{C\omega} = L_1 \omega \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)$, où ω_1 désigne la pulsation propre du circuit primaire. On a donc :

$$Z_1 = j L_1 \omega \left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right) .$$

et de même en désignant par ω_2 la pulsation propre du secondaire :

$$Z_2 = R_2 + j L_2 \omega \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right) .$$

En remplaçant Z_1 et Z_2 par ces expressions, il vient :

$$g = \frac{X_m L_2 \omega}{\left| X_m^2 - L_1 L_2 \omega^2 \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)\left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right) + j R_2 L_1 \omega \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right) \right|}$$

84 - Lorsqu'on fait varier la pulsation propre du secondaire (en agissant sur son condensateur variable), on voit que le dénominateur passera par un minimum (et par suite le gain g

par un maximum) quand le terme réel de ce dénominateur (le seul qui contienne ω_2) sera nul :

$$X_m^2 - L_1 L_2 \omega^2 \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)\left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right) = 0$$

On a donc la condition :

$$\left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)\left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right) = \frac{X_m^2}{L_1 L_2 \omega^2} ,$$

qui s'écrit :

– dans le cas du couplage par induction mutuelle M ou par self commune λ :

$$\left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)\left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right) = k^2$$

k désignant le coefficient de couplage $\frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$ ou $\frac{\lambda}{\sqrt{L_1 L_2}}$.

– Dans le cas du couplage par capacité commune Γ :

$$\left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)\left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right) = \frac{1}{L_1 L_2 \Gamma^2 \omega^4} = k^2 \frac{\omega_1^2 \omega_2^2}{\omega^4}$$

k étant encore le coefficient de couplage $\frac{\sqrt{C_1 C_2}}{\Gamma}$.

On voit par ces formules que la valeur de ω_2 donnant le maximum de gain diffère d'autant plus de la pulsation ω du signal que :

– le coefficient de couplage k des deux circuits est plus grand .

– le module de $\left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)$ est plus grand c'est-à-dire que ω_1 diffère davantage de la pulsation ω de la source .

85 – Quant à la valeur du gain g_{Max} obtenu, elle est :

$$g_{Max} = \frac{X_m L_2 \omega}{R_2 L_1 \omega \left|1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right|}$$

ou, en faisant intervenir le coefficient de surtension du secondaire $Q_2 = \frac{L_2\omega_2}{R_2} \cong \frac{L_2\omega}{R_2}$, puisque ω_2 est peu différent de ω :

$$g_{Max} = \frac{X_m Q_2}{L_1 \omega \left| 1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right|} .$$

Les limites de la gamme couverte par la variation du condensateur secondaire étant ω_{Min} et ω_{Max}, la condition ω_1 très différente de ω se traduit par l'une ou l'autre des inégalités $\omega_1 \ll \omega_{Min}$ ou $\omega_1 \gg \omega_{Max}$. Dans le premier cas on a $\left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right) \cong 1$, tandis que dans le second on a $\left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right) \cong \frac{\omega_1^2}{\omega^2}$

On examinera ces deux cas dans les deux hypothèses ou le couplage a lieu par induction (mutuelle ou commune) et par capacité commune.

A : Couplage par induction

On a alors : $X_m = M\omega$ (ou $\lambda\omega$)

et le gain $g_{Max} = g$ devient :

$$g = \frac{MQ_2}{L_1 \left| 1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right|}$$

1er Cas : $\omega_1 \ll \omega_{Min}$. Il s'en suit $\left| 1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right| \cong 1$ et

$$g \cong \frac{MQ_2}{L_1} .$$

Aux approximations faites, le gain obtenu est constant quand ω varie dans la gamme ω_{Min} ω_{Max}.

2e Cas : $\omega_1 \gg \omega_{Max}$. Il s'en suit : $\left| 1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right| \cong \frac{\omega_1^2}{\omega^2}$

donc :

$$g \cong \frac{M \omega^2 Q_2}{L_1 \omega_1^2} = M C_1 Q_2 \omega^2$$

C_1 désignant la capacité du circuit primaire .

On voit que , dans la gamme ω_{Min} ω_{Max} , le gain varie proportionnellement au carré de la pulsation ou de la fréquence .

B : Couplage par capacité commune .

On a alors : $X_m = \frac{1}{\Gamma \omega}$

et le gain g devient :

$$g = \frac{Q_2}{L_1 \Gamma \omega^2 \left| 1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right|}$$

1er Cas : $\omega_1 \ll \omega_{Min}$ et par suite $\left| 1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right| \cong 1$

On a alors :

$$g = \frac{Q_2}{L_1 \Gamma \omega^2}$$

Le gain varie en raison inversement proportionnelle au carré de la pulsation ou à la fréquence .

2e Cas : $\omega_1 \gg \omega_{Max}$ et par suite $\left| 1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right| \cong \frac{\omega_1^2}{\omega^2}$.

On a alors :

$$g = \frac{Q_2}{L_1 \Gamma \omega_1^2} = \frac{C_1 Q_2}{\Gamma}$$

C_1 étant encore la capacité du circuit primaire .
Le gain est constant dans la gamme ω_{Min} ω_{Max} .

86 - En pratique , l'expérience montre qu'il est difficile de faire ω_1 beaucoup plus petit que ω_{Min} ou beaucoup plus grand -

que $2\omega_{Max}$. La quantité $\left|1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right|$ peut donc en fait "descendre" au voisinage de $\left|1 - \frac{1}{4}\right| = 0,75$ dans le premier cas (au lieu d'être égale à l'unité), ou bien être réduite à $\frac{\omega_1^2}{\omega^2}\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_1^2}\right) = 0,75\ \frac{\omega_1^2}{\omega^2}$, au lieu de $\frac{\omega_1^2}{\omega^2}$ comme on l'a supposé plus haut.

Dans le cas du <u>couplage magnétique</u> la condition $\omega_1 \ll \omega_{Min}$ conduit à utiliser une forte self primaire (fig. 85) et c'est la réalisation de cette self qui empêche de diminuer ω_1 autant qu'on le désire. Inversement on ne peut diminuer indéfiniment cette self (pour réaliser la condition du second cas : $\omega \gg \omega_{Max}$) sous peine de perdre par trop sur le couplage et par suite sur le gain.

Dans le cas du <u>couplage par capacité commune</u>, la condition $\omega_1 \gg \omega_{Max}$ (celle qui donne le gain constant dans la gamme) conduit à supprimer complètement la self primaire (fig. 87), mais il reste toujours la self du circuit équivalent à l'antenne - voir Chap. IX (§).

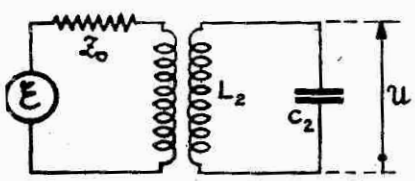


Fig. 85

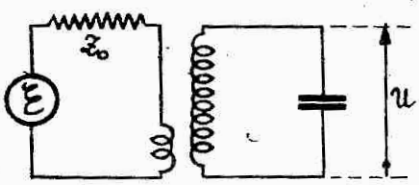


Fig. 86

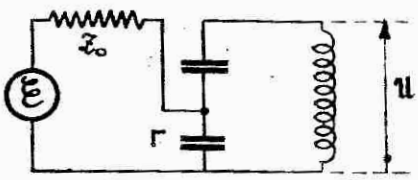


Fig. 87

Quant à la condition $\omega_1 \ll \omega_{Min}$, elle ne présente aucun intérêt pratique.

Sélectivité du système.

88 - Le circuit secondaire ayant été accordé au maximum g_{Max} du gain g, on observe tout d'abord, si l'on fait varier la pulsation de part et d'autre de ω, la pulsation de la force électromotrice E, sans toucher aux éléments des circuits, que le gain g présente son maximum pour une pulsation <u>un peu différente</u> de la

pulsation initiale du signal . Cela tient à ce que le lieu Γ décrit par le point Ω de coordonnées $\xi_1\ \xi_2$ quand ω varie, ne se confond pas avec la verticale parcourue par $\xi_1\ \xi_2$ quand on fait varier seulement le condensateur secondaire .

Analytiquement , le fait est dû à ce que la pulsation ω intervient non seulement dans le premier terme du dénominateur mais encore dans le second , sans compter le numérateur .

Cependant comme le second terme du dénominateur varie lentement vis-à-vis du premier , la valeur g_{Max} du maximum est pratiquement inchangée , et la dissymétrie de la courbe de sélectivité par rapport à la pulsation ω_0 de la source demeure petite .

Le facteur de sélectivité s_ω pour la pulsation $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$ sera donné par la relation :

$$s_\omega = \frac{g_{Max}}{g_\omega} = \left| \frac{X_m - L_1 L_2 \omega^2 \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)\left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right) + j\, R_2 L_1 \omega \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)}{R_2 L_1 \omega_0 \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega_0^2}\right)} \times \frac{X_m L_2 \omega_0}{X_m L_2 \omega} \right| .$$

$$\text{ou } s_\omega = \left| \frac{X_m - L_1 L_2 \omega^2 \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)\left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right) + j\, R_2 L_1 \omega \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)}{R_2 L_1 \omega \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega_0^2}\right)} \right| .$$

Par hypothèse , le terme réel du numérateur s'annule pour $\omega = \omega_0$; on peut donc l'écrire :

$$X_m - L_1 L_2 \omega^2 \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)\left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right) - \left[X_m - L_1 L_2 \omega_0^2 \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega_0^2}\right)\left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega_0^2}\right)\right]$$

c'est-à-dire :

$$L_1 L_2 \left[\omega_0^2 \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega_0^2}\right)\left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega_0^2}\right) - \omega^2 \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)\left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right)\right]$$

or $$\left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right) = 1 - \frac{\omega_2^2}{(\omega_0 + \Delta\omega)^2} = 1 - \frac{\omega_2^2}{\omega_0^2 + 2\,\omega_0\,\Delta\omega} \simeq 2\,\frac{\Delta\omega}{\omega_0}$$

puisque ω_2 est très peu différent de ω_0 .

On a donc finalement pour expression du terme réel en question :

$$L_1 L_2 \omega_0^2 \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right) \times 2 \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = 2 L_1 L_2 \omega_0 \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right) \Delta\omega$$

et pour le facteur S_ω :

$$S_\omega = \left| \frac{L_1 L_2 \omega_0^2 \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right) \times 2 \frac{\Delta\omega}{\omega_0} + j R_2 L_1 \omega \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)}{R_2 L_1 \omega \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega_0^2}\right)} \right|$$

Soit , compte tenu encore de ce que ω_2 est très voisin de ω_0 :

$$S_\omega = \sqrt{1 + \left(2 \frac{L_2 \omega}{R_2} \Delta\omega\right)^2} = \sqrt{1 + \left(2 Q_2 x\right)^2}$$

en posant , comme d'habitude , $x = \frac{\Delta\omega}{\omega_0}$.

On voit que la sélectivité obtenue est la même que celle du circuit secondaire considéré isolément . Cela tient à ce que le primaire <u>désaccordé</u> n'apporte pas d'amortissement supplémentaire du circuit secondaire .

Systèmes plus complexes .

91 — La sélectivité obtenue par l'emploi d'un circuit secondaire couplé au circuit d'antenne peut, dans certains cas, être insuffisante.

A cause des risques d'intermodulation, on verra plus loin (§ 238), en effet, qu'une sélection importante doit être effectuée avant d'attaquer la première lampe du récepteur ; cette sélection doit être d'autant plus poussée :

- que le signal à recevoir est plus faible.
- que la sécurité requise pour l'exploitation de la transmission est plus grande.
- que le poste récepteur est plus rapproché de postes d'émission susceptibles de brouiller le signal (cas de postes groupés dans un espace restreint, comme dans les bateaux, par exemple).

La seule solution consiste à augmenter le nombre des circuits oscillants intercalés entre l'antenne et la première lampe.

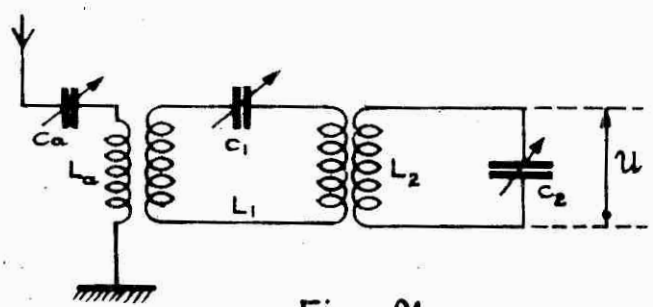


Fig. 91

Au secondaire $L_2 C_2$ précédemment constitué, on couplera un troisième circuit $L_3 C_3$ aux bornes duquel sera prise la tension utile u.

Si les couplages sont lâches et si les circuits ont la même constante de temps θ, la sélectivité totale sera de la forme :

$$S_p = \left(\sqrt{1 + \theta^2 \Delta\omega^2}\right)^p$$

où p désigne le nombre de circuits installés. Si les couplages sont plus serrés, le système a la sélectivité d'un filtre de bande (filtre à induction mutuelle).

92 - On utilise fréquemment sous le nom de présélecteur le système représenté par la fig. 92 et qui comprend deux circuits oscillants couplés par la capacité commune Γ. Le premier est couplé à l'antenne tandis que le second fournit la tension utile U.

Le couplage de l'antenne au premier circuit peut être réalisé soit par induction magnétique (fig. 93 et 94) soit par capacité de liaison (fig. 95).

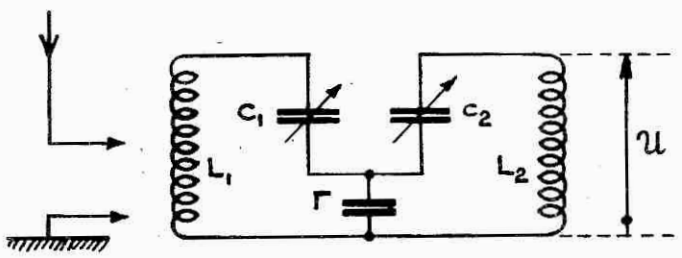


Fig. 92

Le couplage des deux circuits L_1C_1 et L_2C_2 par la capacité commune Γ a la propriété d'augmenter quand la pulsation du signal diminue

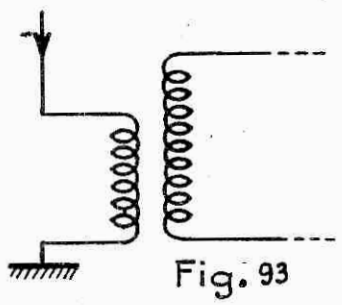


Fig. 93

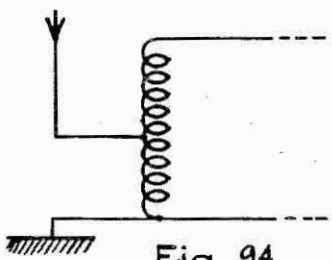


Fig. 94

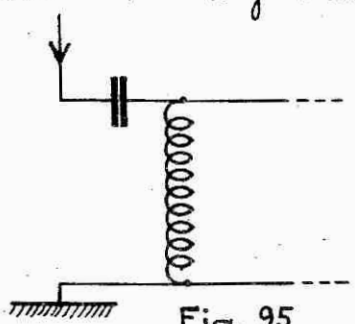


Fig. 95

On obtient ainsi la possibilité de compenser des variations de gain, ayant lieu en sens inverse, qui pourraient provenir d'autres parties du récepteur, et, en particulier, des étages d'amplification H.F.

Emploi de filtres électriques.

93 - Les p circuits couplés indiqués au § 91 ci-dessus constituent un filtre ; on peut aussi adopter toute autre contexture plus complexe (voir Chap. II - § 402), mais alors des difficultés apparaissent quand la pulsation du signal à recevoir vient à changer à cause de la complication des réglages. En pratique, de tels systèmes ne sont utilisables que pour la réception des signaux de fréquence bien déterminés à l'avance (liaisons commerciales à grand trafic par exemple).

Le calcul du gain et de la sélectivité se fait en supposant le filtre fermé sur son impédance caractéristique ou <u>itérative</u> (voir Chap. II § 409). Par un choix judicieux des éléments (selfs et capacités) et par l'emploi d'éléments à très faibles pertes HF , on arrive à réaliser des courbes de sélectivité qui se rapprochent de plus en plus de la courbe théorique parfaite dont il était question au Chap. I (fig. 75) .

III. Les étages d'amplification à haute fréquence.

101 - Le rôle de l'amplification HF, dans le récepteur, a déjà été indiqué au § ci-dessus. Il faut en effet obtenir, à partir de la tension U délivrée par le système d'entrée, la tension V nécessaire pour assurer un fonctionnement correct de l'étage détecteur. Or cette tension V est, comme on le verra plus loin (§ 35) de l'ordre de grandeur du volt, tandis que la tension U peut n'avoir qu'un petit nombre de microvolts d'amplitude. En pareil cas l'amplification nécessaire serait de l'ordre de 10^5 ou 10^6 (soit 100 à 120 décibels); ainsi qu'il a été dit au § 36, de telles amplifications sont, en réalité, obtenues par la méthode du changement de fréquence. Le gain total à réaliser se trouve alors réparti entre l'amplificateur HF et l'amplificateur de fréquence intermédiaire, de telle sorte que le gain à demander à l'amplificateur HF se trouve être généralement plus faible que celui qui vient d'être considéré ci-dessus.

Dans ce qui va suivre, on étudiera l'amplification HF proprement dite, c'est-à-dire l'amplification du signal sous la forme même où il apparait aux bornes de sortie du système d'entrée précédemment étudié (§§ 41 à 93).

102 - L'amplificateur HF de réception, comme l'amplificateur HF d'émission, comprend, en principe, un certain nombre d'étages d'amplification en tension, suivis d'un étage de puissance. Ce dernier étage a pour mission d'actionner le détecteur (ou l'étage changeur de fréquence dans les récepteurs à changement de fréquence).

La plupart du temps, l'impédance d'entrée du détecteur sera, d'ailleurs, suffisamment élevée pour que l'étage " de puissance " en question puisse être traité comme un étage d'amplification en tension. Il y aura cependant lieu de s'assurer que cette assimilation est justifiée.

Comme il s'agit, avant tout, d'obtenir, à la sortie de l'amplificateur HF une tension qui soit, à l'échelle près, la reproduction aussi fidèle que possible de la tension appliquée aux bornes d'entrée, le régime d'amplification adopté pour les lampes sera la Classe A sans courant de grille. La question du rendement ne saurait d'ailleurs pas intervenir, étant donnée la petitesse des amplitudes mises en jeu.

Les systèmes d'amplification utilisés.

103 - Les systèmes d'amplification utilisés ont déjà été étudiés au Chap. III - (§§ 111 à 187). Ils comprennent :

- l'amplification par impédance de plaque.
  - à résistance,
  - à réactance,
  - à circuit antirésonnant.
- l'amplification par transformateurs.
  - à primaire apériodique et secondaire accordé
  - à primaire et secondaire accordés.

En règle générale, les lampes employées sont des pentodes, ou tout au moins des lampes à grille-écran afin d'éviter l'accrochage d'oscillations dans les amplificateurs. Exceptionnellement on pourra faire usage de triodes convenablement neutrodynées.

L'amplification à résistances. (voir Chap. III - § 114).

104 – L'amplification à résistance est caractérisée
– par un gain faible

$$g = \frac{s R}{\sqrt{1 + C^2 R^2 \omega^2}}$$

(R étant la résistance de charge et C la résultante des capacités parasites).

et décroissant rapidement quand la fréquence du signal à amplifier augmente.

– par une sélectivité pratiquement nulle. (on dit que l'amplification est "apériodique").

105 – D'autre part, on se rappellera que si V_p est la tension de la source anodique utilisée, $i_{p.o}$ le courant de plaque de repos, et R la résistance de charge, la tension de repos $v_{p.o}$ effectivement appliquée à la plaque est seulement $V_p - R i_{p.o}$.

106 – En pratique, l'amplification HF à résistances est seulement utilisée lorsqu'une très large bande passante est nécessaire (par exemple pour des amplificateurs destinés à la télévision). La faible amplification doit alors être compensée par une augmentation convenable du nombre d'étages installés.

La baisse d'amplification qui se produit quand la pulsation augmente, peut d'ailleurs être compensée, comme on l'a vu au Chap. III (§ 121); en ajoutant une inductance en série avec la résistance R, on réalise d'ailleurs ainsi, avec la capacité des lampes un circuit antirésonnant, très amorti, et le système s'apparente à la catégorie des amplificateurs à circuit antirésonnant de plaque dont il va être question ci-après.

Enfin on peut aussi faire usage de schémas plus compliqués, combinaisons de résistances, selfs et capacités grâce auxquelles

l'amplification se maintient constante dans une bande plus ou moins étendue de fréquences .

Amplification à circuit antirésonnant de plaque (Chap. III - § 125) .

107 – On évite la chute de la tension continue moyenne appliquée à la plaque de la lampe amplificatrice , en remplaçant la résistance de charge R par une bobine de self - induction . Comme cette self est shuntée par les capacités parasites (lampes, supports , connexions) c'est , en fait , un circuit antirésonnant (accordé ou non sur la fréquence du signal) qui est inséré dans le circuit de plaque .

L'amplification par circuit antirésonnant de plaque a été étudiée au Chap. III (§ 126) , on a vu qu'elle est caractérisée :

– par un gain important , sensiblement égal avec les pentodes habituellement utilisées , au produit de la pente S par le module de l'impédance Z du circuit antiresonnant . A la résonance on a $g = S \times R''$, R'' étant la résistance d'antirésonance $\frac{L}{CR} = QL\omega$.

– par une sélectivité qui , à cause de la grande résistance interne des tubes utilisés , est pratiquement la même que celle du circuit antirésonnant , inséré dans le circuit de plaque .

108 – D'autre part , l'effet , néfaste des capacités parasites des lampes est éliminé , étant donné que celles - ci interviennent au même titre que la capacité du condensateur monté en dérivation sur la self , pour accorder cette self sur la pulsation du signal . On a exactement la relation $L(C + C')\omega_0^2 = 1$, où C représente la capacité du condensateur et C' la somme des capacités parasites .

109 – En fait , l'amplification pratique diminue avec

la fréquence, puisque, même avec un coefficient de surtension constant, la résistance d'antirésonance $R'' = Q L \omega_0$ décroît quand la pulsation ω_0 croît, la self L étant plus rapidement décroissante que $\frac{1}{\omega_0}$.

Amplification par transformateur.

111 – Les montages à transformateurs ont pour avantage commun de supprimer la nécessité du système de liaison par capacité et résistance de fuite.

Transformateurs à primaire apériodique et secondaire accordé.

112 – Comme on l'a vu au Chap. III – (§ 146) ces transformateurs conduisent à accorder exactement le secondaire sur la fréquence du signal ; utilisé avec des pentodes HF le montage se caractérise :

– par un gain approximativement égal à :

$$g = S \times \frac{M\omega}{R_2} L_2 \omega \text{ ou } S M \omega Q_2$$

ou encore $$g = S R''_2 \times \frac{M}{L_2}.$$

où R''_2 est la résistance d'antirésonance du circuit secondaire.
Ce gain est normalement un peu plus faible que celui qui serait fourni par le circuit secondaire monté en circuit antirésonnant de plaque.

– par une sélectivité sensiblement égale (comme pour le montage à circuit antirésonnant) à celle du circuit secondaire considéré isolément.

113 – Pour l'amplification des ondes courtes, le problème se complique à cause des capacités parasites (lampes, connexions, etc ...) qui ont pour effet d'accorder la self primaire sur une certaine fréquence propre, laquelle cesse d'être très élevée vis-à-vis de celle du signal, et se rapproche progressivement de celle-ci quand cette dernière augmente.

On n'a plus affaire à un montage à primaire apériodique, mais à un primaire désaccordé, et la conséquence est qu'on est conduit à désaccorder un peu le secondaire pour obtenir l'accord du système sur le signal. Le montage devient alors impropre à la commande unique (voir plus loin § 564).

Transformateurs à primaire et secondaire accordés. (Chap. III - § 151)

114 – Ces transformateurs sont toujours pratiquement utilisés avec primaire et secondaire séparément accordés sur la pulsation du signal ; associés à des pentodes HF de fortes résistances internes, ils fournissent une amplificatrice qui se caractérise :

– par un gain comparable au montage à transformateur à primaire apériodique, et voisin de la moitié du gain qui serait obtenu au moyen de l'un des deux circuits monté en circuit antirésonnant de plaque.

$$g = \frac{S}{2} R'' .$$

– par une sélectivité susceptible d'être modifiée, à volonté, dans des limites imposantes, en faisant varier le degré de couplage entre primaire et secondaire (Chap. III - § 321).

115 – Cette dernière propriété est extrêmement précieuse, car elle permet, en agissant sur les couplages d'un ou plusieurs

étages à transformateurs à primaire et secondaire accordés, de faire varier et d'ajuster la courbe de sélectivité résultante d'un amplificateur HF donné.

On peut ainsi, en poussant le degré de couplage au delà de l'unité, compenser, par la courbe de selectivité particulière à deux bosses ainsi obtenue, une autre courbe de sélectivité trop pointue qui serait fournie par un autre étage de l'amplificateur. En combinant l'effet de plusieurs transformateurs ayant des degrés de couplages différents (mais toujours supérieurs à 1) de telle sorte que les bosses de leurs courbes de sélectivité particulières ne correspondent pas au même désaccord, on parvient à rendre la courbe de sélectivité résultante, d'une part, sensiblement horizontale dans la bande passante, et, d'autre part rapidement tombante de part et d'autre de cette bande passante.

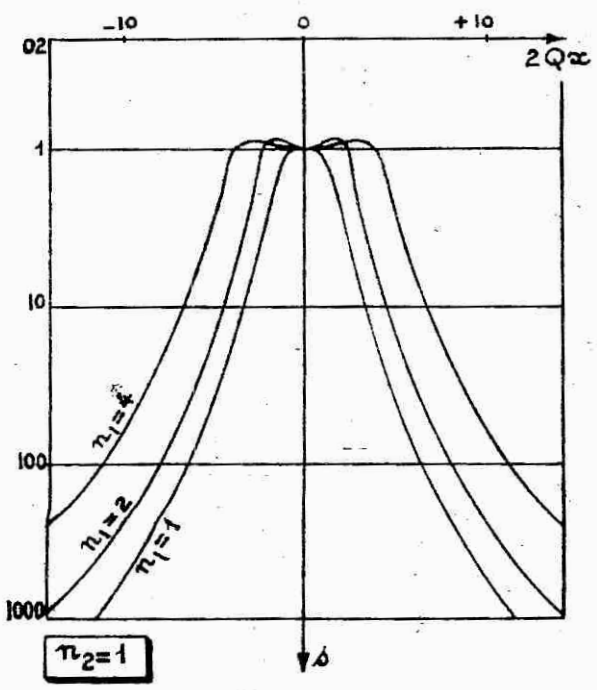


Fig.114

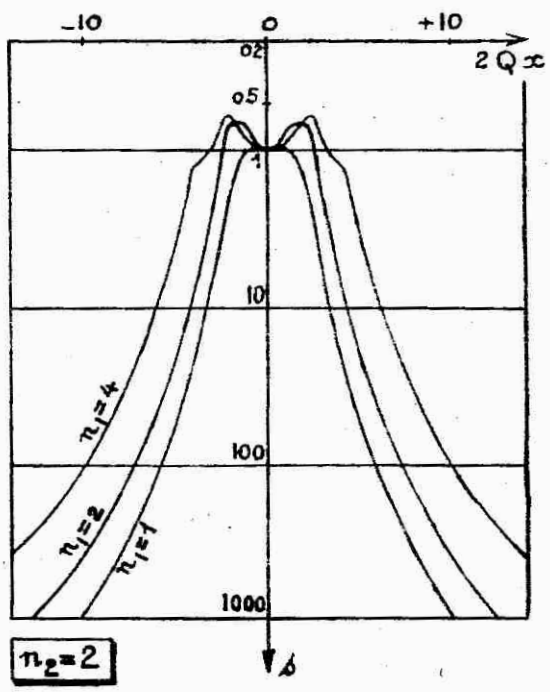


Fig.115

Les figures 114 et 115 indiquent l'aspect des résultats obtenus dans le cas de deux transformateurs dont les degrés de couplage sont n_1 et n_2.

La difficulté est que ces courbes de sélectivité se déforment notablement quand la fréquence varie d'un bout à l'autre de la gamme fournie par la variation des condensateurs variables . Il faut donc faire l'étude pour plusieurs fréquences réparties au long de cette gamme .

116 – Enfin le transformateur à primaire et secondaire accordés se prête parfaitement à la commande unique , même sur les ondes les plus courtes , à cause de l'élimination de l'effet des capacités parasites sur le primaire grâce à l'accord de celui-ci .

Emploi du montage symétrique.

121 _ Lorsque l'augmentation du nombre de lampes n'est pas un obstacle - par exemple dans les récepteurs destinés aux stations fixes - on a intérêt, surtout sur ondes courtes, à monter un amplificateur symétrique actionné par la tension symétrique issue d'un système d'entrée lui-même symétrique. C'est le seul moyen efficace pour obtenir

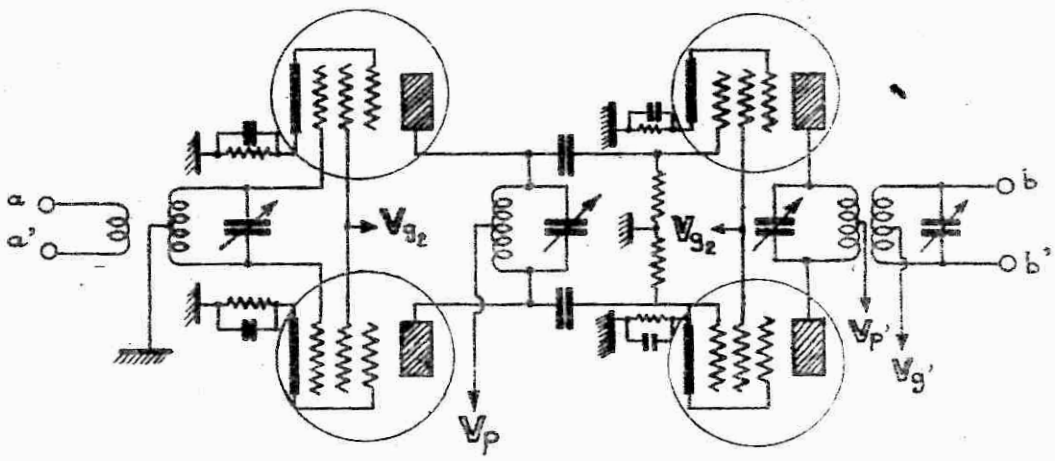


Fig. 121

des points "de masse" ayant un potentiel réellement constant par rapport au sol, ces points sont les milieux des enroulements utilisés ; les découplages entre circuits sont facilités et les risques d'accrochage, diminués. La fig. 121 indique le schéma d'un amplificateur symétrique qui comprendrait un étage à circuit antirésonnant de plaque et un étage à transformateur à primaire et secondaire accordés.

IV . L'étage détecteur .

131 - Comme on l'a vu au Chap. I (§ 55) la détection, ou démodulation est l'opération essentielle de toute réception, puisque c'est elle qui permet de faire apparaître, sous forme d'un courant variable en fonction du temps $i(t)$, la modulation $A(t)$ appliquée au poste émetteur, c'est-à-dire, en définitive, le signal transmis.

Littéralement " détecter " veut dire " déceler ", " découvrir ". Et c'est bien ainsi qu'il fallait entendre, lors des premières radiocommunications, l'expression de " détection des oscillations ". A cette époque, où on ne disposait pas d'amplificateurs, le problème consistait bien, en effet, à déceler les oscillations de toute petite amplitude engendrées dans les antennes de réception par les ondes électromagnétiques venues du poste émetteur. La difficulté provenait non seulement de la faible amplitude du courant en question, mais encore de la valeur élevée de sa fréquence par rapport aux fréquences usitées jusque là dans les applications électriques. En particulier les galvanomètres, relais, téléphones et autres appareils sensibles dont on disposait étaient absolument incapables de suivre les variations de haute fréquence à cause de leur inertie mécanique.

Il fallait donc transformer ces courants de haute fréquence en quelque chose qui fut susceptible d'agir sur les relais et autres appareils sensibles en question. C'est cette transformation, considérée sous son aspect le plus général, qu'on désigne actuellement sous l'expression de " détecter " ou de " détection ". On verra qu'elle est synonyme de " redressement ".

Détecteurs thermiques .

132 _ Une première méthode consiste à faire produire au courant HF un dégagement de chaleur (aussi faible soit-il) et à déceler l'élévation de température qui en résulte .

On peut utiliser pour cela :

1° : l'effet thermo-électrique dans les couples thermo-électriques (fer-constantan , bismuth-antimoine , etc ...) ou le thermo-galvanomètre .

2° : les variations de la résistivité électrique dans les bolomètres .

3° : la dilatation calorifique , dans les ampèremètres thermiques .

Les couples thermo-électriques .

133 _ L'effet "thermo-électrique" consiste en ce que la différence de potentiel qui se manifeste à la soudure de deux métaux différents mis en contact , est une grandeur qui varie avec la température de cette soudure .

Si donc , on constitue (fig. 131) un circuit fermé au moyen de deux métaux différents , celui-ci comprend deux soudures semblables mais orientées en sens inverse ; les différences de potentiel de contact se trouvent en opposition . Si les températures des deux soudures sont égales , les forces électromotrices , ayant même valeur absolue , s'équilibrent exactement et il ne passe aucun courant dans le circuit . Mais si l'on vient à échauffer l'une des soudures, l'équilibre se trouve rompu et un courant se met à circuler .

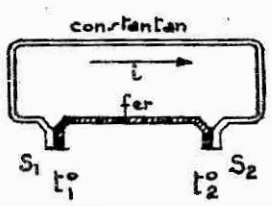


Fig. 131

La mesure de l'intensité de ce courant (c'est-à-dire, en définitive, la mesure de la force électromotrice thermo-électrique) est utilisée dans les pyromètres thermo-électriques comme procédé de mesure de la différence de température des deux soudures.

Dans les couples thermo-électriques destinés, en radio-électricité, à la mesure des faibles courants HF, on provoque l'échauffement de la soudure au moyen du courant à mesurer, et on se sert d'un galvanomètre sensible pour lire l'intensité du courant thermo-électrique produit.

On choisit naturellement des couples de deux métaux présentant le plus grand pouvoir thermo-électrique (bismuth-antimoine fer-constantan, etc ...). Comme le circuit de mesure comprend nécessairement du cuivre, il y a en réalité trois soudures dans le circuit (à moins que l'un des métaux du couple soit le cuivre - comme dans le couple cuivre-constantan). On aura, par exemple les soudures cuivre = fer, fer = constantan, constantan = cuivre. Seule la soudure fer-constantan sera chauffée, les deux autres étant laissées à la température ambiante ; le résultat final n'est d'ailleurs pas modifié.

La sensibilité obtenue est d'autant plus grande que la capacité calorifique et les dimensions du système : soudure + élément chauffant sont plus faibles, et que le galvanomètre utilisé est plus sensible.

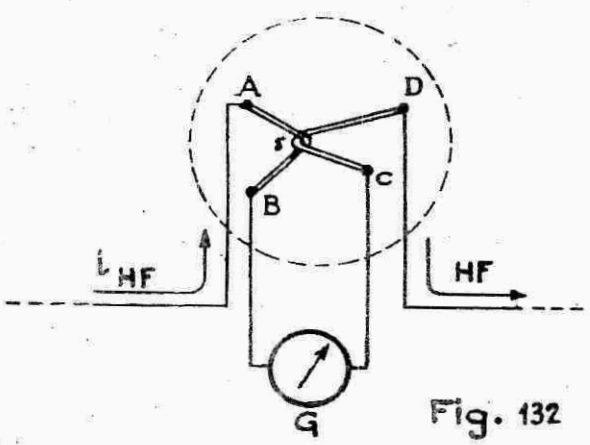


Fig. 132

C'est ainsi qu'on a été amené à réaliser des couples simplement constitués au moyen de deux fils très fins (quelques centièmes de millimètres) de métaux différents simplement croisés et soudés en leur point de contact comme il est représenté par la fig. 132, l'ensemble étant monté dans une ampoule où l'on a fait le vide. Le fil AB est par exemple en constantan, tandis que CD est

en fer . Le courant HF parcourt le trajet A S D , et le galvanomètre est branché entre B et C .

Dans les modèles courants la résistance de la branche ASD varie de 0,5 à 25 ohms suivant la sensibilité désirée ; corrélativement, la force électromotrice thermo-électrique obtenue varie de 10 à 100 microvolts (ordre de grandeur) par milliampère efficace .

Les courants HF que l'on peut ainsi mesurer , dans la pratique industrielle sont de l'ordre du milliampère ; en laboratoire , avec des galvanomètres très sensibles on peut cependant atteindre le dixième de milliampère . Ces instruments sont généralement étalonnés en courant alternatif (50 périodes par exemple) , pour éliminer l'effet de dérivation qui se produit , à la soudure S , entre les deux circuits .

Ces modèles de couples ont , en effet , l'inconvénient de créer un couplage (par résistance commune) entre le circuit HF et celui du galvanomètre .

On s'affranchit de ce défaut en isolant (au point de vue électrique) la soudure de l'élément chauffant . Dans le modèle de la fig. 133 l'échauffement de la soudure BSC est produite par le passage du courant HF dans le fil AD disposé tout près de la soudure S , la rigidité du système étant assurée par une perle de verre P soudée à la fois au fil AD et à la soudure S .

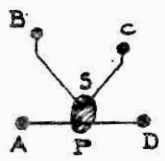


Fig. 133

Ces couples sont en revanche un peu moins sensibles , et aussi un peu plus lents à prendre leur équilibre de température .

Thermo - galvanomètre .

134 – Dans le thermo-galvanomètre de DUDDEL se trouvent réunis en un seul instrument le couple et le galvanomètre (à cadre mobile) . Le couple thermo-électrique AB (fig. 134) , bismuth-antimoine , est porté directement par le cadre du galvanomètre , lequel

ne comporte d'ailleurs qu'une seule spire en fil d'argent. Cet équipage est suspendu par le fil de quartz CD qui porte le miroir de lecture habituel M.

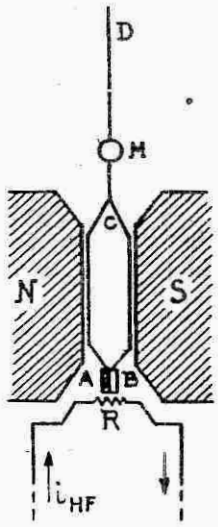


Fig. 134

L'élément chauffant, amovible, est constitué par un fil fin R monté au voisinage immédiat du couple. Suivant la sensibilité désirée, la résistance de l'élément de chauffage utilisé varie de 1 à 1000 ohms.

Grâce au fort pouvoir thermo-électrique du couple bismuth-antimoine, et à sa faible résistance électrique, l'appareil possède une sensibilité égale à celles des meilleurs couples. Malheureusement, sa susceptibilité aux moindres vibrations mécaniques exige l'emploi de socles massifs qui rendent la mise en œuvre laborieuse.

Bolomètre.

135 – Le bolomètre utilise la variation de résistance électrique consécutive à l'échauffement produit par le passage du courant HF à mesurer dans un fil AB enfermés dans une ampoule privée d'air. Cette variation de résistance est employée à déséquilibrer un pont de Wheatstone (fig. 135); la déviation correspondante du galvanomètre G permet de mesurer l'intensité du courant HF, grâce à un étalonnage préalable.

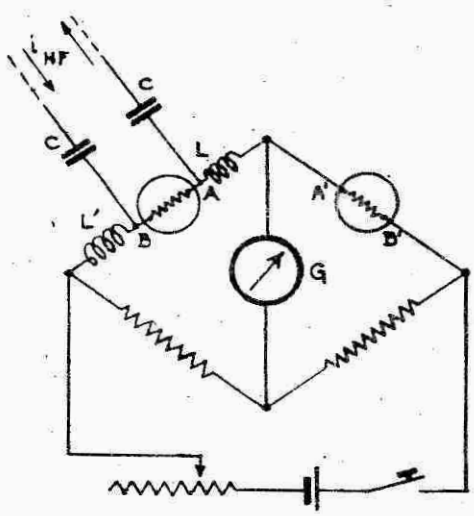


Fig. 135

Des selfs de choc L L' et des capacités C C' convenablement disposées évitent la dérivation du courant

HF vers le pont et réciproquement la dérivation du courant continu du pont vers le circuit HF .

Pour obtenir un équilibre du pont qui soit indépendant de la température ambiante et de la tension de la pile , on constitue la branche A'B' (aboutissant à la même borne du galvanomètre que la branche qui contient le fil fin AB) par une deuxième ampoule identique à celle qui est soumise au courant HF à mesurer .

L'emploi de fils de tungstène d'un centième de millimètre de diamètre permet d'obtenir des sensibilités supérieures à celles des appareils à couples , mais la mise en œuvre de l'appareil est délicate , et demeure du domaine du laboratoire .

136 – Dans les trois cas , la quantité de chaleur dégagée dans l'élément chauffant est RI_{eff}^2 , R étant la résistance de cet élément et I_{eff} l'intensité HF efficace qui le traverse . Comme la quantité de chaleur cédée au milieu ambiant est proportionnelle à l'écart de température existant entre l'élément chaud et le milieu ambiant , l'élévation de température , une fois l'équilibre établi , est elle-même proportionnelle au carré de l'amplitude du courant HF . D'où une déviation de l'instrument de la forme $\delta = KI_{eff}^2$ et une courbe caractéristique , de forme <u>parabolique</u> commune aux trois catégories d'appareils.

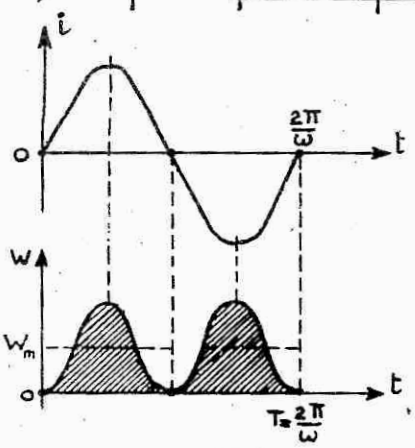


Fig. 136

La quantité de chaleur $dQ = AR\,i^2\,dt$ dégagée par le courant i pendant le temps dt est indépendante du sens du courant ou , si l'on veut , du signe de l'alternance à laquelle appartient ce courant (fig . 136) . Il y a donc une opération de <u>redressement</u> dans le fonctionnement du détecteur thermique .

Ensuite intervient l'inertie calorifique du système, grâce à laquelle la température prise est la même que celle que prendrait le système s'il était parcouru par un courant continu I dissipant une puissance RI égale à la puissance moyenne $\frac{1}{T}\int_0^T R\, i^2\, dt$ fournie par le courant HF.

L'opération de redressement est donc suivie de l'opération qui consiste à prendre la valeur moyenne de l'effet produit, ou, en d'autres termes, à soustraire sa composante continue. Cette opération est une intégration.

137 - D'une manière plus générale, il est bien évident que que tout système "redresseur" (au sens ci-dessus employé) suivi d'un organe susceptible de séparer la valeur moyenne dans l'effet redressé, et actionnant un appareil sensible à ladite valeur moyenne, constitue un détecteur d'oscillations HF.

On remarquera, d'ailleurs, qu'il n'est pas nécessaire que les courants opposés + i et - i produisent des effets exactement égaux et de même sens. Ces effets pourront même être de sens inverses (comme les courants); pourvu qu'ils aient des grandeurs différentes (l'alternance positive ayant, par exemple, une action plus importante que la négative), la valeur moyenne sera différente de zéro et les oscillations HF seront décelées. Il y aura encore un redressement.

Le détecteur sera évidemment d'autant plus sensible que le redressement s'effectuera plus complètement et que l'appareil d'utilisation marquera plus de sensibilité à la valeur moyenne issue du redressement en question.

Emploi des systèmes non-linéaires.

138 - D'après ce qui vient d'être dit, une solution du problème du redressement est évidemment donnée par les systèmes

non-linéaires et en particulier, par les conducteurs ne suivant pas la loi d'ohm.

Ces systèmes ont, en effet, comme on l'a vu au Chap. II § 907, la propriété, quand on leur applique une tension de forme symétrique (ou de valeur moyenne nulle), sinusoïdale par exemple, de fournir un courant de forme dissymétrique ayant, une valeur moyenne non nulle, et par suite, une composante continue non nulle. Cette composante continue, qui est fonction de l'amplitude de la tension HF appliquée, décèle la présence de ces dernières oscillations. C'est là le principe de tous les détecteurs utilisés en T.S.F. à savoir les détecteurs à contact et les tubes à vide.

Cas des oscillations modulées.

139 - Jusqu'à présent, nous n'avons considéré que les tensions HF d'amplitude constante ou lentement variable (quasi-constante). Lorsque la tension HF est modulée en amplitude, il faut considérer qu'on applique au détecteur non seulement la tension sinusoïdale correspondant à l'onde porteuse mais encore toutes les diverses tensions sinusoïdales constituant les bandes latérales engendrées par la modulation. C'est donc un ensemble de tensions sinusoïdales qui se trouvent superposées à l'entrée du détecteur. Considéré de cette façon le problème serait très compliqué. Nous nous bornerons à étudier, plus loin (§ 160) le cas où il y a seulement deux tensions sinusoïdales superposées à l'entrée du détecteur.

140 - Il est plus commode, moyennant l'hypothèse que la modulation soit lente vis-à-vis des oscillations modulées, de considérer la tension HF modulée appliquée à l'entrée du détecteur, comme si elle était constituée par une suite de cycles sinusoïdaux dont l'amplitude varierait d'une toute petite quantité d'un cycle au suivant.

Pour chaque cycle HF, ou pour un petit nombre de cycles consécutifs, on pourra déterminer la valeur moyenne instantanée ("instantanée" par rapport à la modulation). Les variations d'amplitude de la tension HF appliquée se traduiront par des variations de ce courant moyen "instantané", variations qui reproduiront, plus ou moins fidèlement d'ailleurs, la modulation du poste émetteur.

C'est d'ailleurs de cette manière qu'a été faite au Chap. II, l'étude du quadripôle non-linéaire dans le cas où la tension alternative appliquée à l'entrée était modulée, ayant admis préalablement (§ 915) que la modulation était infiniment lente vis-à-vis des oscillations H.F.

Les détecteurs utilisés dans la pratique.

145 - L'étude théorique des détecteurs a été faite au cours du Chap. II (§ 915) où l'on a traité, d'une manière générale le comportement du quadripôle non-linéaire quelconque lorsqu'une tension alternative modulée en amplitude est appliquée à ses bornes d'entrée.

La plupart des détecteurs utilisés dans la pratique est constituée par des conducteurs ne suivant pas la loi d'Ohm. Il existe cependant un certain nombre de détecteurs qui se présentent sous l'aspect du quadripôle non-linéaire général (4 bornes distinctes) du § 905 (Chap. II).

Parmi les détecteurs ne suivant pas la loi d'Ohm, on utilise principalement :

- les détecteurs à contact
- les tubes électroniques du type diode.

Détecteurs à contact.

146 - Cette catégorie de détecteurs comprend surtout des détecteurs à cristaux dont le prototype est le détecteur à galène.

Détecteur à galène.

147 - La galène est un sulfure de plomb naturel PbS. Sur la surface du cristal, on appuie une fine pointe métallique ; l'ensemble ainsi constitué présente une caractéristique statique du genre de celle représentée par la fig. 145. La courbure maximum étant située au voisinage de l'origine des coordonnées ($v' = 0$, $i = 0$)

aucune polarisation initiale n'est nécessaire ($U = 0$) .

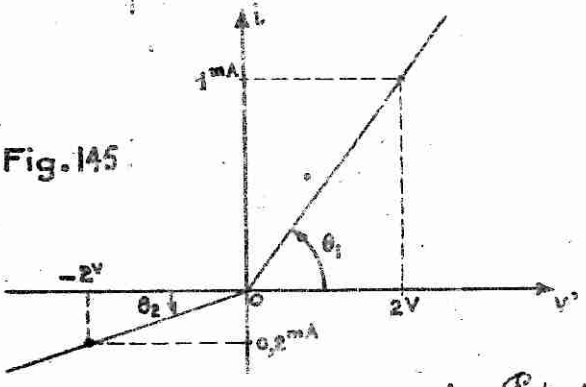


Fig. 145

Dans la fig. 145 , les tensions sont comptées comme positives lorsque le cristal est à un potentiel supérieur à celui de la pointe . En d'autres termes on a posé (fig. 146) :

V' = Potentiel du cristal - Potentiel de la pointe

Pour $V' > 0$, on a sensiblement $R_d = \frac{1}{P_1} = \frac{1}{\text{tg } \theta_1}$ = de 1000 à 2000 Ω .

Pour $V' < 0$, on a sensiblement $R_d = \frac{1}{P_2} = \frac{1}{\text{tg } \theta_2}$ = de 5000 à 20000 Ω .

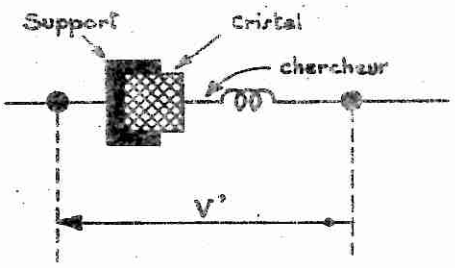


Fig. 146

Tous les points de la surface du cristal ne sont pas équivalents , il faut chercher , par tâtonnements , un point " sensible " et comme la pression de la pointe doit être légère , le réglage est susceptible d'être altéré (ou détruit) au moindre choc .

Autres détecteurs à contact .

148 - Le contact carborandum - acier a aussi été utilisé . Il exige une assez forte pression , et , de ce fait , bénéficie d'une stabilité intéressante . Par contre il exige une polarisation U de l'ordre de 0,6 V ce qui est une complication pour le montage . Sa sensibilité est comparable à celle d'une galène moyenne .

Le système chalcopyrite (Cu Fe S) - Zincite (Zn O) constitue un détecteur aussi stable que le carborandum - acier , mais sa sensibilité est un peu moindre . Enfin , il existe une foule d'autres cristaux susceptibles d'être utilisés comme détecteurs , mais avec des rendements plus ou moins bons .

D'autre part, on a réalisé, industriellement, des éléments redresseurs composés de cellules <u>cuivre - oxyde de cuivre</u> qui sont des réductions en miniature des redresseurs secs industriels (voir Chap. III § 631). La réduction des dimensions est évidemment commandée par la nécessité de diminuer au maximum les capacités internes de ces cellules. En effet, ces capacités se trouvent placées en shunt sur les cellules redresseuses et abaissent le rendement au fur et à mesure que la fréquence de la tension HF appliquée augmente.

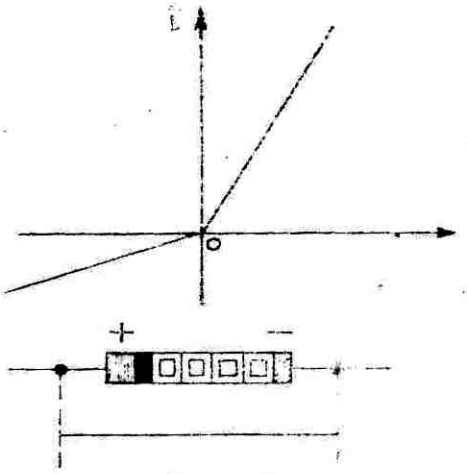


Fig. 148

La caractéristique statique de ces détecteurs a l'aspect donné par la figure 148 où les pentes p_1 et p_2 sont respectivement de l'ordre de 0,5 et 50 micromhos.

Ces détecteurs sont d'un emploi extrêmement commode étant à la fois robustes et indéréglables et ne nécessitant l'emploi d'aucune source auxiliaire d'énergie. Ils permettent, d'une manière particulièrement aisée, la détection des deux alternances ; malheureusement leur rendement baisse aux fréquences très élevées.

<u>Détection par les tubes électroniques</u>.

149 - Comme on l'a vu au Chap. III, les tubes électroniques permettent de constituer des détecteurs de deux manières :

- ou bien on utilise la conductibilité unilatérale de l'espace cathode - plaque de ces tubes, ce qui range les détecteurs ainsi obtenu dans la catégorie des détecteurs constitués par des conducteurs ne suivant pas la loi d'Ohm (Chap. II § 946). C'est le type de la détection <u>par diode</u>.

- ou bien on utilise une région courbe de la caractéristique statique de plaque, courant de plaque en fonction du potentiel appliqué à la grille de commande. Le système se présente sous l'aspect du quadripôle non-linéaire général étudié au § 925 (Chap. II). C'est le type de la détection par la plaque.

- enfin on peut faire usage de la "détection grille" qui est, en fait, une détection par diode suivie d'une amplification.

La détection par diode.

150 - Le fonctionnement de la diode en détectrice a été étudié au Chap. III (§§ 321 à 331). Il se caractérise par le fait que la détection obtenue est pratiquement linéaire dès que l'amplitude de la tension HF appliquée est suffisamment importante pour qu'on puisse négliger le départ parabolique de la caractéristique statique.

On devra cependant retenir que la fidélité de la détection ne peut être obtenue qu'à la condition que l'impédance totale de charge de la diode (résistance R et systèmes de filtrage éventuellement ajoutés pour séparer la composante continue) conserve la même valeur pour les fréquences de modulation que pour la composante continue (Chap. II - § 967). Cette condition impose une limite supérieure à la résistance R, laquelle ne peut généralement dépasser une valeur de l'ordre de grandeur de 500.000 ohms.

151 - Les diodes utilisées dans les récepteurs sont de toutes petites dimensions, la distance cathode-plaque devant être d'autant plus petite que la fréquence des ondes à détecter est plus élevée. Dans les modèles courants la résistance interne ρ est voisine du millier d'ohms.

Comme il a été indiqué au Chap. III (§ 716) ces diodes

sont fréquemment groupées à plusieurs dans la même ampoule (doubles-diodes, triples-diodes) avec des cathodes communes, ou des cathodes indépendantes, ou associées à des éléments amplificateurs (diodes-triodes et diodes pentodes). Les différents montages susceptibles d'être utilisés ont été indiqués au Chap. III (fig. 322 à 330). La figure 150 ci-contre indique une variante du dernier montage, dans le cas où la polarisation est obtenue au moyen d'une résistance de cathode R_K.

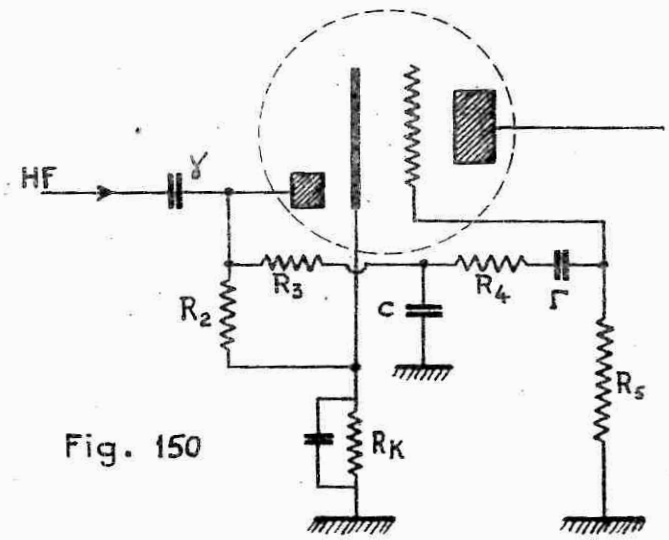


Fig. 150

152 - De par son principe même, la détection par diode introduit une charge appréciable sur la source HF (voir Chap. III - § 313) qui alimente le détecteur. On évite l'amortissement de l'étage en question en faisant usage d'un transformateur abaisseur de tension, comme il est représenté sur la fig. 151 (cas du montage série) ou de la fig. 152 (montage dérivation).

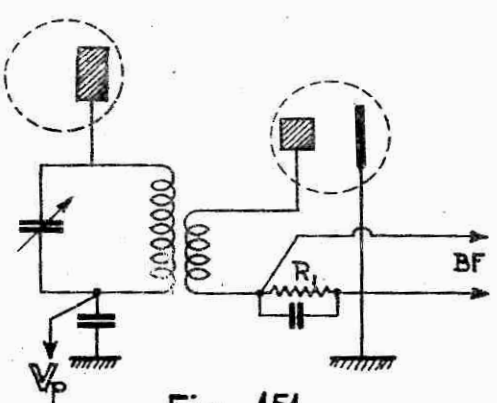


Fig. 151

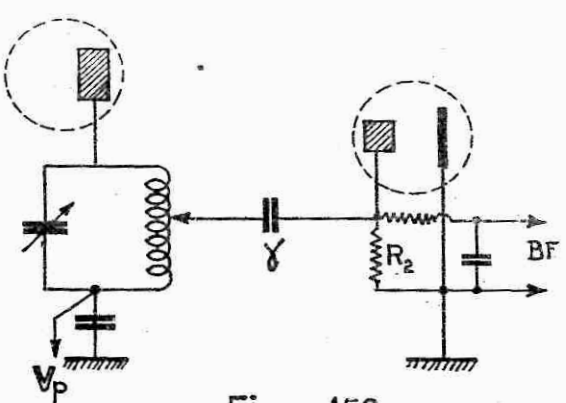


Fig. 152

Quant aux doubles-diodes ou triples-diodes, elles peuvent

être construites, soit avec des cathodes communes soit des cathodes séparées. Elles permettent de réaliser la détection des deux alternances conformément au schéma de la fig. 153, et encore divers dispositifs auxiliaires qui seront étudiés plus loin, tels que la commande automatique de l'amplification (§ 501), le limiteur de parasites (§ 535) etc ....

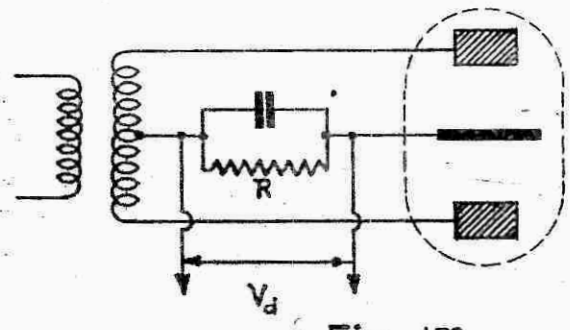


Fig. 153

La détection "plaque".

153 - Ce mode de détection, déjà étudié en détail au Chap. III (§ 403) se caractérise essentiellement :

- par le fait que, fonctionnant sans courant de grille, il n'apporte que le minimum de charge à la source HF qui alimente le détecteur en tension HF modulée.

- par la forme, parabolique sur une grande étendue, de la caractéristique de détection, forme qui peut être mise à profit pour certaines applications particulières, mais rend le montage normalement impropre à fournir une détection fidèle quand le taux de modulation est important.

Les tubes les plus favorables pour la détection par la plaque sont évidemment ceux qui possèdent une caractéristique $i_p = f(v_g)$ rapidement montante dès son origine, c'est-à-dire le contraire de ce qui se passe dans le cas d'une lampe à "pente variable" (Chap. III - § 582).

La détection par la grille .

154 - La détection " par la grille " , ou par " condensateur shunté " était considérée comme le mode normal de détection à l'époque où on ne disposait pas encore de diodes spécialement construites pour la réception (soit sous forme de diodes simples ou multiples, soit sous forme de tubes mixtes , diodes - triodes , diodes - pentodes , etc...).

Comme on l'a vu au Chap. III (§ 401) la détection par la grille se caractérise :

- par une bonne sensibilité , obtenue grâce au facteur d'amplification de la triode (ou de la pentode) utilisée .
- par la faible étendue de la région de la surface caractéristique de détection , dans laquelle le fonctionnement est linéaire .

Cette dernière particularité conduit à rejeter le montage dans tous les cas où il faut obtenir une détection fidèle d'oscillations modulées avec un taux de modulation important ou même avec un faible taux de modulation si l'amplitude de la porteuse subit des variations notables .

Par contre, lorsque la fidélité de la détection n'est pas indispensable , la détection par la grille procure tout au moins l'avantage de diminuer le nombre de types de lampes différentes en service sur un récepteur , et par conséquent de faciliter son ravitaillement en tubes de rechange .

Superposition de deux tensions sinusoïdales dans un détecteur.

. Détection du battement .

160 – On a déjà étudié, au Chap. II (§ 991) ce qui se passait lorsqu'on appliquait à l'entrée d'un quadripôle non-linéaire, une tension $v = v_1 + v_2$ de la forme :

$$v = V_1 \sin \omega_1 t + V_2 \sin \omega_2 t .$$

On a vu, en particulier, que la détection de la tension $v = v_1 + v_2$ avait pour effet de faire apparaître, parmi beaucoup d'autres, une composante de pulsation $\Omega = \omega_2 - \omega_1$.

Cette propriété est mise à profit, dans les récepteurs :

– soit pour opérer le changement de fréquence dont il a déjà été question au Chap. I et qui sera étudié plus en détail aux §§ et suivants ci-après .

– soit pour réaliser la réception au son des ondes entretenues pures (§ 401 ci-après) .

Dans le premier cas, v_1 étant le signal reçu, on règle l'oscillation locale v_2 de façon que $\omega_2 - \omega_1 = \Omega$ soit égal à la pulsation centrale de la bande passante de l'amplificateur de fréquence intermédiaire .

Dans le second cas ω_2 est réglée de manière que Ω soit une pulsation audible, susceptible d'actionner un téléphone .

Mais d'autres phénomènes peuvent encore intervenir, comme la démodulation d'un signal faible par un signal fort.

Démodulation d'un signal faible par un signal fort.

161 – On a vu (Chap II – § 998), que lorsque ω_1 et ω_2

sont voisins l'un de l'autre, et le rapport $\frac{V_2}{V_1} = \alpha$ petit devant l'unité ($V_2 \ll V_1$), la tension :

$$v = v_1 + v_2 = V_1 \sin \omega_1 t + V_2 \sin \omega_2 t$$

se présentait comme une tension sinusoïdale de pulsation ω_1 et d'amplitude V modulée à la pulsation $\Omega = \omega_2 - \omega_1$:

$$V = V_1 \left[1 + \frac{\alpha^2}{4} + \alpha \cos \Omega t \right] .$$

En supposant la détection linéaire, on recueille à la sortie du détecteur un courant détecté de la forme :

$$i_d = k V_1 \left[1 + \frac{\alpha^2}{4} + \alpha \cos \Omega t \right] .$$

Supposons que la composante $k V_1 \alpha \cos \Omega t = k V_2 \cos \Omega t$ est éliminée par le filtre faisant normalement suite au détecteur (condensateur en shunt sur la sortie, par exemple) ; il reste la composante :

$$k V_1 \left[1 + \frac{\alpha^2}{4} \right] .$$

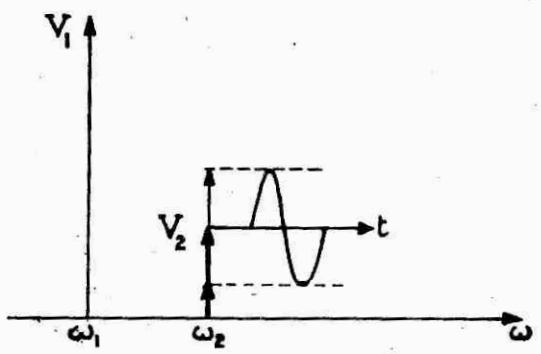


Fig. 161

Imaginons que $V_2 = \alpha V_1$ soit l'amplitude du signal à recevoir, ce signal étant modulé à la pulsation β :

$$V_2 = V_1 \alpha_0 \left(1 + m \sin \beta t \right) ,$$

et que V_1 soit un brouilleur d'amplitude beaucoup plus grande que le signal V_2, la pulsation $\Omega = \omega_2 - \omega_1$ étant, en outre, super audible (fig. 161).

En l'absence du brouilleur, on avait :

$$i_d = k V_2 = k V_1 \alpha_0 \left(1 + \underline{m \sin \beta t} \right)$$

Avec le brouilleur, on a, au contraire, d'après ce que l'on a vu ci-dessus :

$$i_d = k V_1 \left[1 + \frac{\alpha^2}{4} \right] ,$$

c'est-à-dire, en développant $\frac{\alpha^2}{4} = \frac{\alpha_0^2}{4}(1 + m \sin \beta t)^2$,

$$i_d = k V_1 + k V_1 \left(1 + \frac{m^2}{2} + 2m \sin \beta t - \frac{m^2}{2} \cos 2\beta t\right) \frac{\alpha_0^2}{4} .$$

On voit que le terme fondamental (de pulsation β, a été diminué, par le fait de la présence du brouilleur, dans la proportion de 1 à $\frac{\alpha_0}{2}$; par surcroît, il s'est introduit l'harmonique 2 .

La diminution du terme fondamental est d'autant plus grande que le rapport $\frac{V_1}{V_2} = \frac{1}{\alpha}$ est plus grand .

On dit que le brouilleur a <u>démodulé</u> le signal V_2 .

162 - Par contre le phénomène est avantageux lorsque c'est V_2 qui est le brouilleur et V_1 le signal à recevoir, car le brouillage dû à la modulation de V_2 est d'autant plus réduit que le rapport de V_1 à V_2 est plus grand . On obtient ainsi une augmentation de la sélectivité apparente .

<u>Cas d'une détection parabolique</u> .

<u>Application aux transmissions effectuées avec une seule bande latérale</u>

163 - Dans ce qui précède, on a supposé que la détection était linéaire . Considérons maintenant le cas où la détection est parabolique . Le courant détecté est de la forme :

$$i_d = a V^2 .$$

On applique la tension $v = v_1 + v_2 = V_1 \sin \omega_1 t + V_2 \sin \omega_2 t$, avec $\omega_2 - \omega_1 = \Omega$ petit devant ω_1 . Considéré pendant un intervalle de temps petit vis-à-vis de la période du battement $\frac{2\pi}{\Omega}$, l'amplitude résultante est donnée par la grandeur du vecteur résultant OR' (Chap. II . § 998) .

$$V = V_1 \sqrt{1 + \alpha^2 + 2\alpha \cos \Omega t} .$$

On en déduit immédiatement la valeur du courant détecté :

$$i_d = a V_1^2 \left(1 + \alpha^2 + 2\alpha \cos \Omega t\right)$$

On voit que l'on a restitué un courant sinusoïdal de pulsation $\Omega = \omega_2 - \omega_1$ et <u>proportionnel</u> à $\alpha = \frac{V_2}{V_1}$.

Or la tension $v = v_1 + v_2$ peut être regardée comme le résultat de la modulation de la tension V_1 à la fréquence $\frac{\Omega}{2\pi} = \frac{\omega_2 - \omega_1}{2\pi}$, avec la profondeur de modulation $2\frac{V_2}{V_1} = 2\alpha$, après qu'on aurait supprimé l'une des bandes latérales . En effet , on a :

$$V_1 \left(1 + 2\alpha \cos \Omega t\right) \sin \omega_1 t = V_1 \sin \omega_1 t + 2 \frac{\alpha V_1}{2} \left[\sin \left(\omega_1 + \Omega\right) t + \sin \left(\omega_1 - \Omega\right) t\right]$$

$$= V_1 \sin \omega_1 t + V_2 \sin \omega_2 t + V_2 \sin \left(2\omega_1 - \omega_2\right) t$$

Le dernier terme étant supposé éliminé par un filtrage approprié , il reste bien la tension $v = v_1 + v_2$ initialement considérée .

Donc la modulation $2\alpha \cos \Omega t$ se trouve fidèlement reproduite par un détecteur parabolique , à condition que celui - ci ne reçoive , avec la fréquence porteuse , qu'une seule des deux bandes latérales

164 - Il faut toutefois remarquer qu'une modulation complexe , comportant diverses fréquences composantes $\frac{\Omega_1}{2\pi}$, $\frac{\Omega_2}{2\pi}$ etc ... provoque l'apparition de fréquences parasites qui sont les combinaisons par addition et soustraction des fréquences composantes prises deux à deux . Ces fréquences parasites ont d'ailleurs des amplitudes d'autant plus faibles que l'amplitude de l'onde porteuse V_1 est plus grande vis - à - vis des amplitudes des fréquences latérales $V_{2.1}$ $V_{2.2}$ $V_{2.3}$ etc ..... .

Dans la pratique cette onde porteuse est reconstituée au moyen d'un oscillateur local convenablement synchronisé ; on a donc toute possibilité de donner à la tension V_1 l'amplitude qui convient le mieux pour la réception .

V. Le changement de fréquence.

171 — Comme il a été dit au § 160 ci-dessus, un procédé pour opérer le changement de fréquence consistera à superposer, au signal de fréquence f : $v = V \sin \omega t$, une tension auxiliaire $v' = V' \sin \omega' t$, et à appliquer la tension résultante à un système non-linéaire (ou détecteur). On recueillera à la sortie un courant qui contiendra, notamment, une composante de la fréquence intermédiaire $f_i = |f' - f|$, égale à la valeur absolue de la différence des fréquences f et f' appliquées simultanément à l'entrée.

Une impédance adaptée à la fréquence f_i et disposée en série dans le circuit de sortie permettra de recueillir une tension de même fréquence f_i, tension qui sera modulée suivant la même loi que le signal $v = V \sin \omega t$, si celui-ci est lui-même modulé.

172 — Utilisant la détection peu courbure de la caractéristique de plaque (§ 153) cette méthode se traduit par le schéma de la fig. 171.

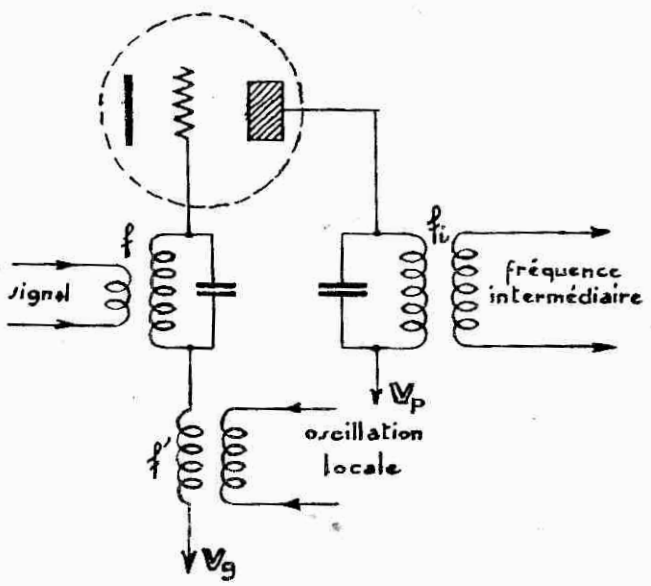


Fig. 171

A la grandeur près de la fréquence f_i obtenue, cette méthode ne se distingue pas, dans son principe, de la méthode "hétérodyne" (§ 404) utilisée pour la réception des signaux télégraphiques transmis en ondes entretenues pures, d'où le nom

de " super - hétérodyne " qui fut, le premier, donné aux appareils à changement de fréquence.

173 - On remarquera que le schéma ci-dessus n'est autre que celui de la modulation par la grille telle qu'elle est utilisée pour l'émission en radiotélégraphie (Chap. IV - § 141).

On a vu, en effet, au Chap. II - § 994, que la superposition, dans un système non-linéaire, de deux oscillations de fréquences f et f', constituait un moyen de moduler l'une de ces oscillations par l'autre. Mais contrairement à ce qui se passait dans la modulation (BF) d'un émetteur par la grille, nous avons cette fois affaire à une modulation à haute fréquence de la tension de haute fréquence incidente.

De là à chercher à réaliser la même modulation par d'autres procédés que celui qui est rappelé au § ci-dessus, il n'y avait qu'un pas. Ce pas fut d'autant plus vite franchi que le fait de mettre en série, comme dans la fig. 171 des circuits parcourus par des oscillations de fréquences f et f', créé, entre ces deux oscillations, des couplages importants qui sont nuisibles à la stabilité de la fréquence de l'oscillation auxiliaire (Phénomène de " l'entraînement " de la fréquence, pouvant aller jusqu'à la synchronisation, lorsque l'amplitude du signal est suffisante).

174 - Ainsi sont apparus les procédés de changement de fréquence à modulation par la plaque (Chap. IV - § 121) et surtout à modulation par les grilles auxiliaires des tubes multigrilles, en commençant par la troisième grille des lampes pentodes (Chap. IV - § 161).

Dans tous ces systèmes, un circuit antirésonnant, ou, mieux, un transformateur à primaire et secondaire accordés est inséré dans le circuit de plaque. Ces circuits accordés servent à sélectionner la fréquence f_i parmi toutes les autres composantes du courant de plaque.

175 - Dans le cas de la modulation plaque, le schéma à employer est celui de la fig. 172 où T est le transformateur accordé sur la fréquence intermédiaire et T' le transformateur par lequel la tension auxiliaire de fréquence f' est introduite dans le circuit de plaque. La fréquence f' est engendrée par un oscillateur à lampe d'un type de ceux qui ont été décrits au Chap. III - § 382. Ce montage ne supprime d'ailleurs pas la réaction de la fréquence du signal sur celle de l'oscillateur local. En effet, le secondaire du transformateur T' est parcouru par la totalité du courant de plaque de la lampe modulatrice,

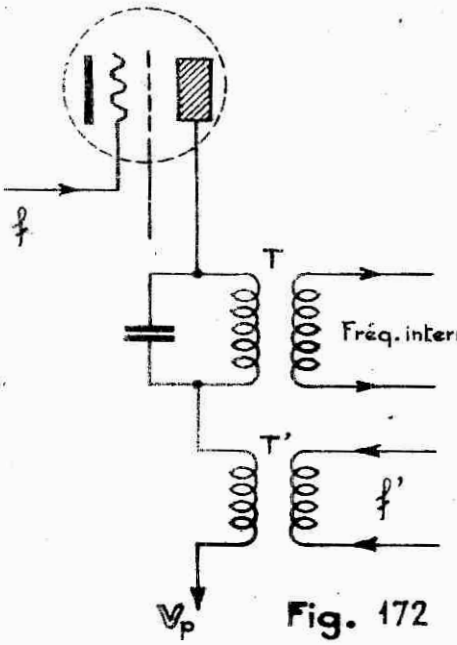


Fig. 172

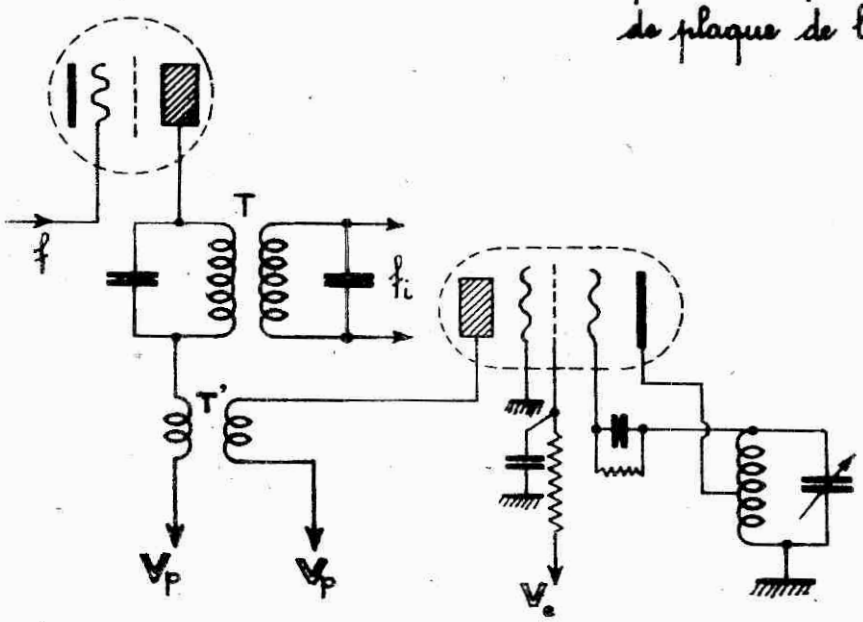


Fig. 173

et, en particulier par une composante de même fréquence que le signal. Par l'intermédiaire du transformateur T' cette composante remonte vers l'oscillateur local. Des précautions doivent donc être prises si l'on veut éviter les phénomènes d'entrainement de fréquence. On peut, par exemple, monter un tube séparateur (voir Chap. IV - § 31) entre le tube oscillateur et le tube modulateur, ou encore, sans faire usage d'un tube supplémentaire, utiliser un montage à couplage électronique (fig. 173).

176 - Par ailleurs la superposition des transformateurs T et T' dans le circuit de plaque a pour effet :

- ou bien (cas de la fig. 172 ci-dessus) de porter tous les points du transformateur de fréquence intermédiaire à un potentiel HF de la fréquence de l'oscillation locale,
- ou bien (dans le cas inverse où T' est placé entre T et le tube modulateur P) de porter tous les points du transformateur T à un potentiel variable à la fréquence intermédiaire f_i.

177 - Les inconvénients ci-dessus disparaissent et la réaction du signal sur la fréquence locale se trouve fortement diminuée quand on opère la modulation au moyen d'une grille auxiliaire du tube modulateur. Dans ce cas, il n'y a plus que le transformateur T' qui soit inséré dans le circuit de plaque, et la composante variable du potentiel instantané de plaque se trouve pratiquement réduite à une tension de la fréquence intermédiaire toute seule.

L'électrode auxiliaire à utiliser pour la modulation peut être soit la troisième grille d'une pentode, ou d'une hexode, ou encore d'une heptode à grille d'arrêt (fig. 174 à 176).

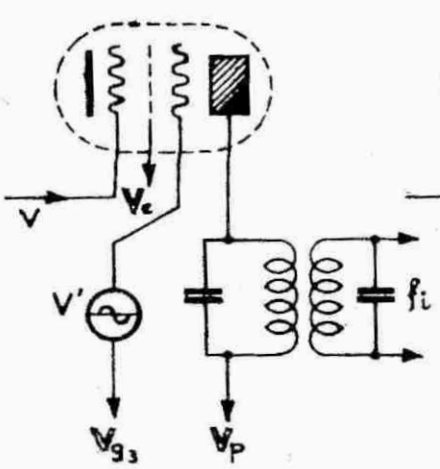


Fig. 174

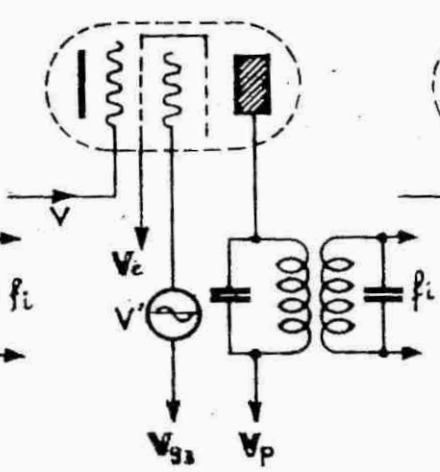


Fig. 175

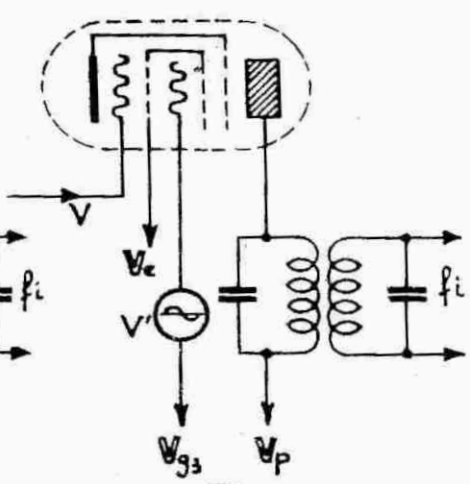


Fig. 176

Dans les montages des fig. 175 et 176 rien n'empêche d'ailleurs de permuter les rôles des grilles 1 et 3 ; selon les types de lampes

utilisées, l'avantage pourra appartenir à l'une ou à l'autre des dispositions adoptées.

178. — L'emploi de la pentode (fig. 174) laisse subsister un certain couplage entre la fréquence auxiliaire et la fréquence intermédiaire, à cause de la capacité existant entre la 3e grille et la plaque.

Ce défaut n'existe pas avec l'hexode ni avec l'heptode à grille d'arrêt. Par contre, dans les trois cas, les couplages directs sont supprimés entre le signal f et la fréquence auxiliaire f' grâce à la présence des grilles écrans interposées entre les grilles 1 et 3.

179 — Ceci ne veut pas dire que tout couplage ait définitivement disparu, dans la lampe mélangeuse, entre les deux fréquences f et f' ; le courant de plaque comprend en effet une composante de la fréquence du signal, composante qui donne, par conséquent, naissance à des variations de même fréquence de la charge d'espace dans tout l'intervalle cathode-plaque, et en particulier, au voisinage de la grille qui reçoit l'oscillation auxiliaire de fréquence f'.

Ces variations de la densité électronique, en provoquant, par induction électrostatique, des déplacements des charges électriques dans le circuit de la grille en question, produisent le même effet qu'un couplage résiduel par capacité.

Ce phénomène se manifeste d'autant plus fortement que la fréquence de l'oscillation incidente est plus élevée. Il se traduit donc pratiquement par un défaut de stabilité dans la réception des ondes courtes. On peut atténuer cet inconvénient au moyen d'une toute petite capacité de neutrodynation (de l'ordre du $\mu\mu F$) disposée, à l'intérieur même du tube, entre les grilles destinées à recevoir respectivement le signal et l'oscillation auxiliaire.

Mécanisme du changement de fréquence dans les tubes mélangeurs.

181 – Pas plus dans le cas de la modulation par la plaque (fig. 172) que dans le cas de la modulation par une grille auxiliaire, les méthodes employées au Chap. IV pour étudier la modulation d'un poste émetteur ne sont utilisables, étant donné qu'on ne peut pas considérer la fréquence modulante comme infiniment lente vis-à-vis de la fréquence modulée, et par suite admettre (comme avec les postes émetteurs) la quasi-constance de l'amplitude pendant plusieurs oscillations consécutives de la fréquence modulée.

182 – Dans le cas des tubes multigrilles, en particulier, il faudrait, cette fois, considérer la caractéristiques dynamique tracée sur une surface à quatre dimensions correspondant aux coordonnées i_p v_g $v_{g'}$ v_p (g et g' désignant les grilles respectivement actionnées par le signal et par l'oscillation auxiliaire).

L'équation de cette surface est $i_p = \varphi(v_p, v_g, v_{g'})$. Les tensions de grille v_g et $v_{g'}$ sont connues :

$$v_g = \mathbb{V}_g + V \sin \omega t$$

$$v_{g'} = \mathbb{V}_{g'} + V' \sin \omega' t \ ,$$

ω et ω' étant les pulsations respectives du signal et de l'oscillation auxiliaire, et $\mathbb{V}_g$ $\mathbb{V}_{g'}$ les polarisations des grilles g et g'.

Quant à la tension de plaque v_p, elle est égale à la somme de la tension $\mathbb{V}_p$ et de la tension variable développée aux bornes du transformateur T, accordé sur la fréquence intermédiaire $f_i = \dfrac{\omega' - \omega}{2\pi}$.

Ce transformateur est, en pratique, suffisamment sélectif pour que l'on puisse considérer comme nulle son impédance pour toutes fréquences autres que la fréquence f_i et les fréquences immédiatement voisines $f_i \pm \Delta f_i$.

Dans ces conditions, le signal étant supposé sinusoïdal et d'amplitude constante, la tension variable de plaque se réduit à une tension sinusoïdale de fréquence f_i et d'amplitude $V_p = |Z_p| I_{pi}$; Z_p étant l'impédance équivalente du transformateur et I_{pi} l'amplitude de la composante de fréquence f_i du courant i_p.

L'accord étant supposé réalisé, cette impédance Z_p se réduit à une résistance pure R_p et on a : $V_p = R_p I_{pi}$.

183 — Théoriquement, le calcul de V_p peut s'effectuer, même dans le cas le plus général, à partir des caractéristiques statiques du tube mélangeur utilisé, caractéristiques qui sont, cette fois, données par une famille de réseaux de courbes puisqu'il y a trois variables v_g $v_{g'}$ et v_p.

La méthode consisterait à se donner V_p a priori, en faisant une hypothèse sur sa phase et son amplitude. On tracerait point par point, au moyen des caractéristiques statiques, la courbe du courant i_p en fonction du temps pendant une période du courant total de plaque, période qui peut d'ailleurs comporter un nombre plus ou moins important de périodes de l'oscillation de fréquence intermédiaire. En multipliant les ordonnées de cette courbe, d'une part par $\sin \omega_i t$ d'autre part par $\cos \omega_i t$ et en mesurant les aires des nouvelles courbes ainsi obtenues, on déterminerait les composantes en phase et en quadrature de la composante de fréquence intermédiaire contenue dans le courant i_p ; d'où l'amplitude et la phase de cette composante $\overrightarrow{I_{pi}}$.

Le quotient de V_p par I_{pi} doit être égal à R_p. En général il n'en sera pas ainsi. On devra donc recommencer les opérations avec d'autres valeurs de $\overrightarrow{V_p}$ (phases et amplitudes), jusqu'à ce que la relation $\overrightarrow{V_p} = R_p \overrightarrow{I_{pi}}$ soit satisfaite. La valeur de V_p qui satisfera à cette condition donnera la phase et l'amplitude de la tension de fréquence intermédiaire délivrée par le tube mélangeur.

Comme point de départ des opérations, on pourrait prendre, par exemple $\overrightarrow{V_p} = 0$, mais de toute manière les tâtonnements risquent d'être très longs.

184 - En pratique, une première simplification se présente immédiatement parce que les tubes mélangeurs multigrilles comprennent toujours des grilles écrans interposées entre les grilles de commande et la plaque. En effet, grâce à la présence de ces grilles écrans, on obtient un courant de plaque i_p pratiquement indépendant des variations du potentiel de plaque v_p, dans un domaine notable de ses variations. On n'aurait donc pas à faire d'hypothèse sur la valeur de $\overrightarrow{V_p}$ (amplitude et phase), et d'ailleurs le courant i_p est défini par la surface caractéristique $i_p = \Phi (v_g, v_{g'})$ où n'intervient plus la tension de plaque v_p. On détermine du premier coup la courbe du courant i_p en fonction du temps. L'analyse graphique donne immédiatement I_{pi} (en phase et en amplitude) et on obtient la tension V_p par la relation $V_p = R_p I_{pi}$.

185 - La simplification est encore plus grande lorsque, au surplus, les fréquences f et f' sont assez voisines pour que la fréquence du battement $f_i = |f' - f|$ soit basse vis-à-vis de f. La phase de f varie alors lentement (voir Chap. III$_a$ - § 61) par rapport à f'. A un moment les deux oscillations peuvent être considérées comme exactement en phase. Cette concordance de phase paraît se maintenir pendant quelques périodes de f', puis disparaît progressivement. Il vient ensuite un moment où les deux oscillations sont en opposition de phase, puis un décalage se manifeste à nouveau et les phénomènes se reproduisent, identiques à eux-mêmes, avec la période de la fréquence intermédiaire f_i ; on peut alors admettre que la période du courant i_p coïncide avec celle de la fréquence intermédiaire f_i.

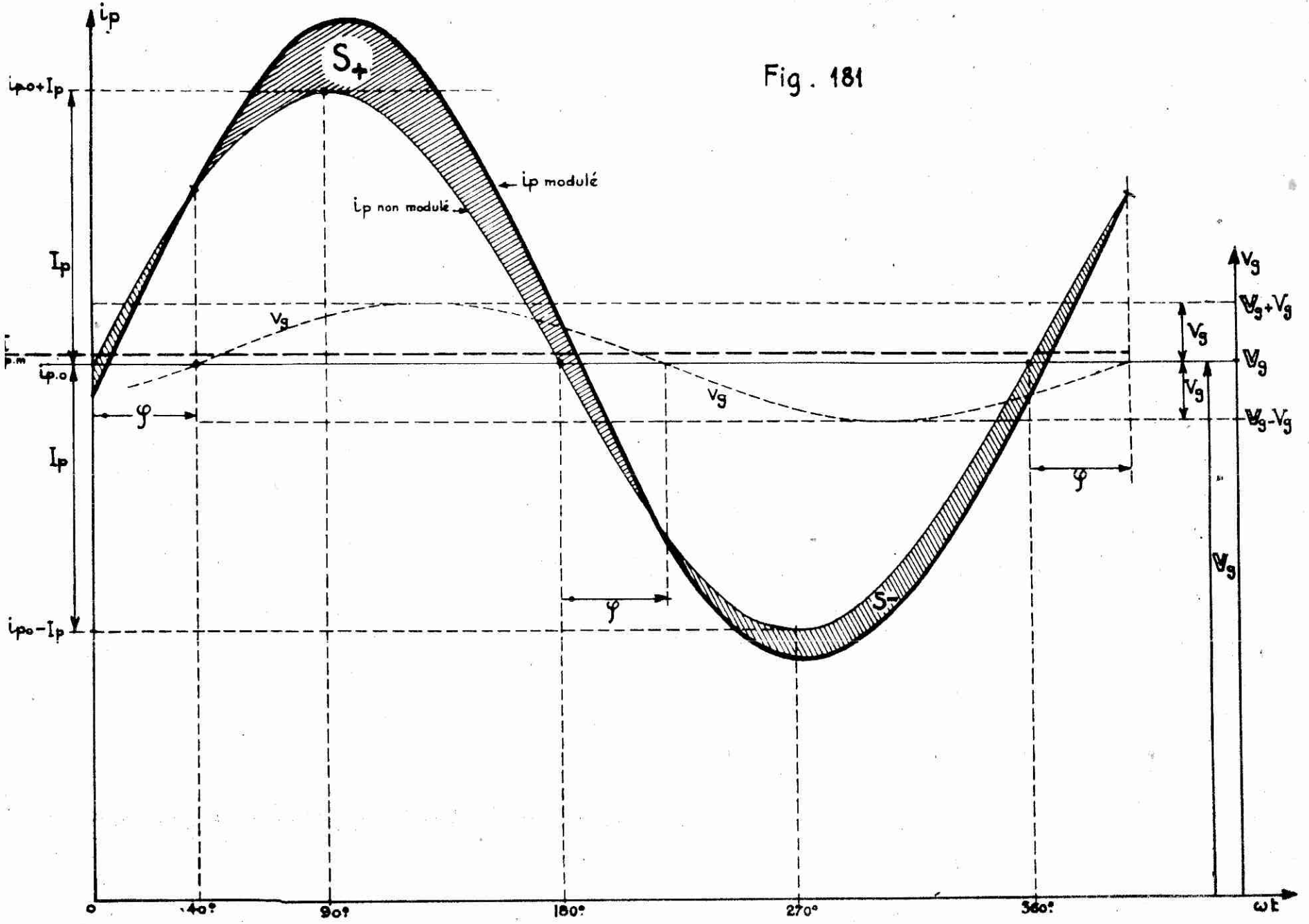

ip
ipo+Ip
S+
ip modulé
ip non modulé
Ip
Vg
Vg
ip.m
ip.o
φ
Ip
Vg
Vg+Vg
Vg
Vg-Vg
Vg
φ
φ
ipo-Ip
S-
0
40°
90°
180°
270°
360°
ωt

Fig . 181

Il est aisé de voir que la valeur moyenne du courant i_p passe par un maximum au moment où v_g et $v_{g'}$ sont en phase et par un minimum quand v_g et $v_{g'}$ sont en opposition. La connaissance de ces valeurs moyennes extrêmes donne, pour la détermination de l'amplitude I_{pi}, une approximation d'autant meilleure que le fonctionnement est plus proche d'un fonctionnement linéaire.

186 _ La fig. 181 indique l'aspect du phénomène lorsque la modulation s'effectue linéairement.

La sinusoïde en trait fin représente la courbe du courant plaque i_p lorsqu'une seule des deux tensions alternatives v ou v' est appliquée ce qui donne, par exemple :

$$\begin{cases} v_g = \mathbf{V}_g \\ v_{g'} = \mathbf{V}_{g'} + V' \sin \omega' t \end{cases} .$$

Ce courant plaque est de la forme :

$$i_p = i_{p.o} + I \sin \omega' t .$$

La courbe en trait fort représente le résultat de la modulation de ce courant par l'autre tension $v_g = \mathbf{V}_g + V \sin (\omega t - \varphi)$. Elle représente donc le courant :

$$i_p = (i_{p.o} + I \sin \omega t)[1 + k \sin (\omega t - \varphi)]$$

où k représente le rapport $k = \dfrac{V}{\mathbf{V}_g}$.

En développant i_p, on trouve :

$$i_p = i_{p.o} + I \sin \omega t + k\, i_{p.o} \sin (\omega t - \varphi) + k\, I \sin \omega t \sin (\omega t - \varphi) .$$

Le dernier terme, en forme de produit, est équivalent à la somme :

$$\frac{k I}{2} \left[\cos \varphi - \cos \left(2 \omega t - \varphi \right) \right] ;$$

on a donc finalement :

$$i_p = i_{p.o} + \frac{k I}{2} \cdot \cos \varphi + k i_{p.o} \sin \left(\omega t - \varphi \right) - \frac{k I}{2} \cos \left(2 \omega - \varphi \right) .$$

Cette expression montre que la valeur moyenne $\bar{\imath}_{p.o}$ du courant de plaque est augmentée de la quantité $\frac{k I}{2} \cos \varphi$. Quant à la forme de la courbe de i_p , on voit que c'est une sinusoïde déformée par une certaine proportion d'harmonique 2 .

Or le déphasage φ n'est autre que $(\omega' - \omega) t$ c'est-à-dire $\omega_i t$. On a donc comme valeur moyenne du courant i_p :

$$\bar{\imath}_p = i_{p.o} + \frac{k I}{2} \cos \omega_i t$$

Le courant moyen varie sinusoïdalement à la pulsation ω_i de la fréquence intermédiaire ; et on voit que l'amplitude de la composante de fréquence intermédiaire contenue dans le courant de plaque a pour valeur :

$$I_{p.i} = \frac{k I}{2} .$$

187 - Quand le fonctionnement n'est pas linéaire, les résultats ci-dessus sont modifiés, mais le principe demeure .

On observera, en particulier, encore un maximum de $\bar{\imath}_p$ quand V_g et V_g' seront en phase (fig. 182) et un minimum quand V_g et V_g' seront en opposition (fig. 183) . La demi-différence $\bar{\imath}_{p.Max} - \bar{\imath}_{p.Min}$ donne approximativement la valeur de l'amplitude de la composante de moyenne fréquence cherchée .

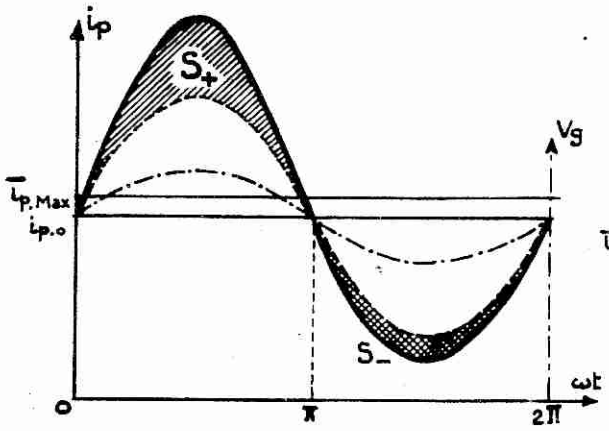


Fig. 182

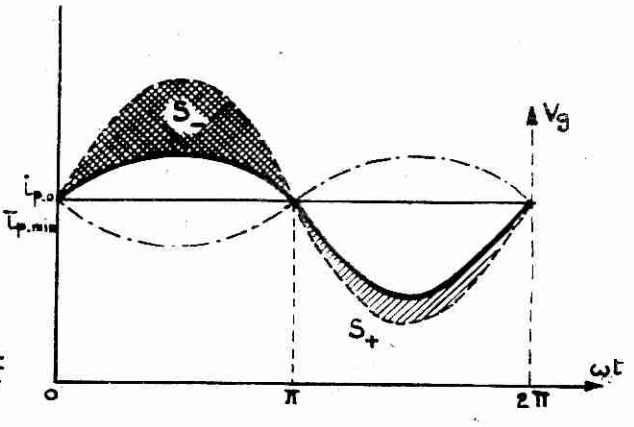


Fig. 183

188 — L'analogie des phénomènes avec ceux de la détection, et aussi ce fait que les premiers changements de fréquence étaient réellement obtenus en appliquant à un détecteur la tension V + V' résultant de la superposition d'une fréquence auxiliaire f' au signal f, a conduit à désigner sous le nom de "<u>première détection</u>" l'opération par laquelle est produite la fréquence intermédiaire, quelle que soit la méthode utilisée.

La "<u>deuxième détection</u>" est celle, qui, portant sur l'oscillation de fréquence intermédiaire, convenablement amplifiée, restitue la modulation du signal initial.

189 — En pratique, l'expérience montre que les meilleurs resultats sont obtenus avec une oscillation auxiliaire de grande amplitude, correspondant à un fonctionnement en bonne classe B (Chap. III . § 102). Il ne subsiste, en ce cas, que la première alternance (d'ailleurs passablement différente de la demi - sinusoïde) des deux figures 181 et 182. Ces nouvelles figures peuvent être réunies en une seule (fig. 184).

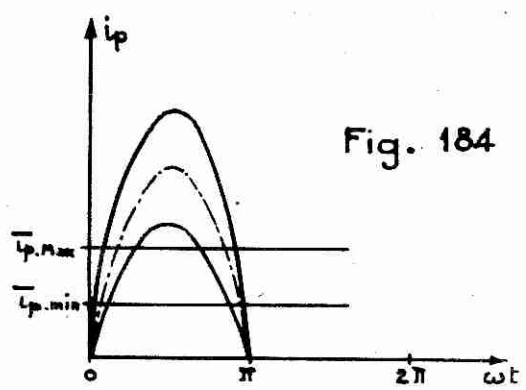


Fig. 184

Pente de conversion - Amplification de conversion

191 - On appelle pente de conversion (S_c) le rapport de l'amplitude de la composante de fréquence intermédiaire du courant de plaque à l'amplitude de la tension du signal, lorsqu'aucune impédance n'est insérée dans le circuit de plaque.

On appelle coefficient d'amplification (μ_c) de conversion le rapport de l'amplitude V_p de la tension de plaque à l'amplitude V_g de la tension du signal, pour une impédance de plaque qui serait infinie pour la fréquence intermédiaire, et nulle pour toutes les autres fréquences.

192 - Ces deux coefficients varient considérablement avec l'amplitude $V_{g'}$ de la tension auxiliaire. Il est évident, en effet, que la pente et le coefficient d'amplification de conversion sont nuls lorsque l'amplitude de l'oscillation auxiliaire est nulle, et que ce sont des fonctions croissantes de $V_{g'}$. On a aussi remarqué que la formule finale du § 186 ci-dessus contient en facteur l'amplitude I de l'oscillation modulée. En fait, on constate que les coefficients S_c et μ_c passent par un maximum quand on donne à $V_{g'}$ des valeurs progressivement croissantes. La fig. 185 donne les variations de la pente de conversion d'un tube de modèle courant en fonction de l'amplitude $V_{g'}$. Dans cet exemple, le maximum, d'ailleurs assez aplati, se présente pour une amplitude de l'ordre de 10 volts.

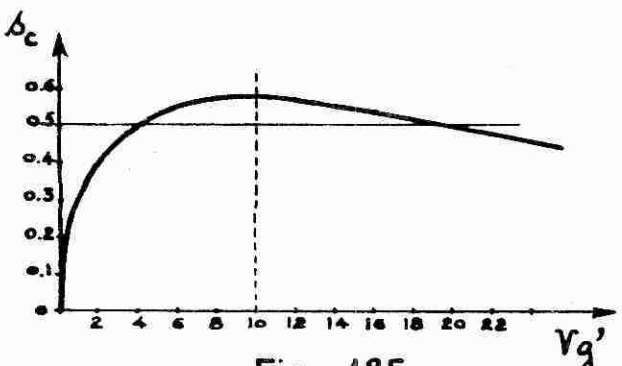


Fig. 185

La théorie et la pratique montrent que la pente de conversion maximum que l'on peut obtenir ne dépasse pas le tiers ou le quart de la pente de la caractéristique

statique relative à la grille qui reçoit le signal .

Calcul de la pente de conversion .

193 – L'examen des courbes caractéristiques des lampes multigrilles montre que le réseau $i_p = f(v_{g'})$ pour diverses valeurs de v_g voisines de la tension de repos $v_g = V_g$, et pour une valeur donnée de la tension de plaque, est composée de courbes dont les ordonnées varient à peu près proportionnellement aux variations du potentiel v_g appliqué à l'autre grille .

Ce courant i_p est donc approximativement de la forme :

$$i_p = (v_g - v_{g.o})\, \varphi(v_p, v_{g'}) ,$$

$v_{g.o}$ étant un certain potentiel initial à partir duquel doivent être comptées les variations du potentiel v_g dont il est question . Comme le montre la formule ci-dessus , $v_{g.o}$ est le potentiel de grille g qui correspondrait à l'annulation du courant i_p si la loi de proportionnalité existait pour toutes valeurs de v_g (fig. 193) .

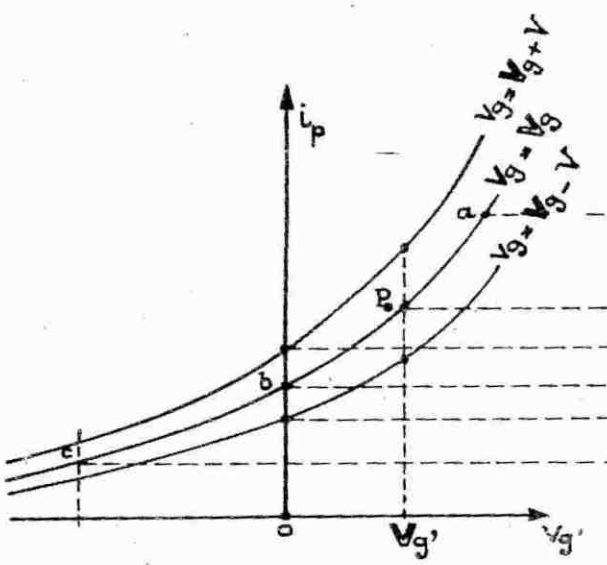


Fig. 193

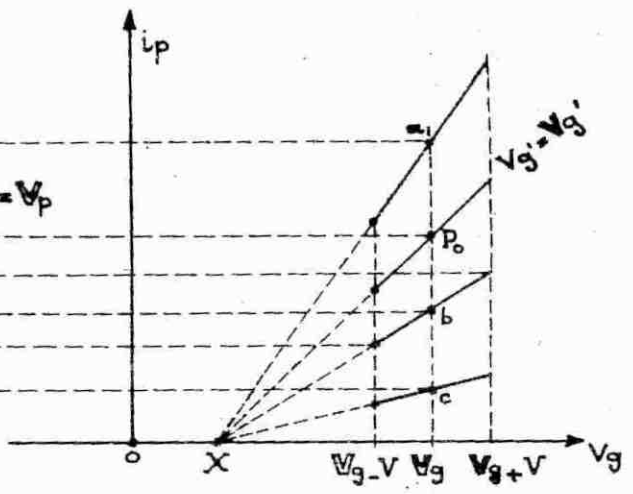


Fig. 194

Dans les coordonnées v_g i_p (fig. 194) , $v_{g.o}$ est l'abscisse

du point de rencontre X avec l'axe des abcisses, des tangentes menées aux différentes courbes caractéristiques en leurs points de rencontre avec l'ordonnée d'abcisse $v_g = \mathbb{V}_g$.

194 – Si, comme c'est normalement le cas, la lampe utilisée est une lampe à grille écran, le courant i_p est pratiquement indépendant de la tension de plaque (tout au moins dans les limites de variation de v_p provoquées par l'impédance d'utilisation) et on peut écrire son expression sous la forme :

$$i_p = (v_g - v_{g.o})\, \varphi\,(v_{g'}) \ .$$

195 – Pour simplifier, nous supposerons d'abord que la variation de potentiel appliquée à la grille <u>auxiliaire</u> est de très faible amplitude en sorte qu'on puisse confondre la fonction $\varphi\,(v_{g'})$ avec sa tangente au point $v_{g'} = \mathbb{V}_{g'}$. En désignant par σ la pente de cette tangente, la fonction $\varphi\,(v_{g'})$ pourra s'écrire :

$$\varphi\,(v_{g'}) = \varphi\,(\mathbb{V}_{g'}) + \sigma\,(v_{g'} - \mathbb{V}_{g'}) \ ,$$

et par conséquent :

$$i_p = (v_g - v_{g.o})\,[\varphi\,(\mathbb{V}_{g'}) + \sigma\,(v_{g'} - \mathbb{V}_{g'})] \ .$$

Dans cette expression, remplaçons v_g et $v_{g'}$ par leurs expressions en fonction du temps :

$$v_g = \mathbb{V}_g + V \sin \omega t$$

$$v_{g'} = \mathbb{V}_{g'} + V' \sin \omega' t$$

Il vient :

$$i_p = (\mathbb{V}_g - v_{g.o} + V \sin \omega t)\,[\varphi'\,(\mathbb{V}_{g'}) + \sigma V' \sin \omega' t]$$

ou, en posant $\mathbb{V}_g - v_{g.o} = \mathbb{V}_{g.o}$,

$$i_p = (V_{g_0} + V \sin \omega t)\left[\varphi(V_{g'}) + \sigma V' \sin \omega' t\right.$$

$$i_p = V_{g_0}\, \varphi(V_{g'})$$
$$+ \sigma V_{g_0} V' \sin \omega' t$$
$$+ V \varphi(V_{g'}) \sin \omega t$$
$$+ \sigma V V' \sin \omega t \sin \omega' t \ .$$

ou bien encore :

$$i_p = V_{g_0}\, \varphi(V_{g'})$$
$$+ \sigma V_{g_0} V' \sin \omega' t$$
$$+ V \varphi(V_{g'}) \sin \omega t$$
$$+ \frac{1}{2} \sigma V V' \cos(\omega' - \omega) t$$
$$- \frac{1}{2} \sigma V V' \cos(\omega' + \omega) t$$

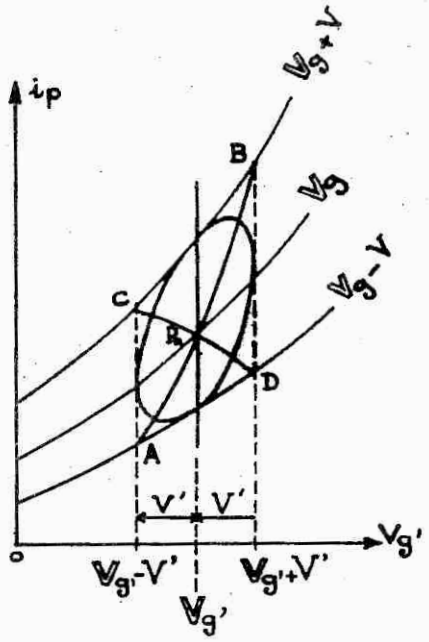


Fig. 195

Cette dernière expression met en évidence la composante de fréquence intermédiaire : $\frac{1}{2} \sigma V V' \cos(\omega' - \omega) t$, et la valeur de la pente de conversion :

$$S_c = \frac{I_{p.i}}{V} = \frac{1}{2} \sigma V' \ .$$

On vérifierait aisément que le coefficient σ qui entre dans cette formule a les dimensions inverses du carré d'une résistance.

196 – On remarquera que le résultat aurait été exactement le même si, inversant les rôles respectifs des grilles g et g', on avait appliqué le signal à la grille g' et l'oscillation auxiliaire à la grille g.

197 – Au cours du fonctionnement, le point $(i_p\ V_{g'})$ de la fig. 193, ou le point $(i_p\ V_g)$ de la fig. 194, décrit une certaine

courbe fermée (caractéristique dynamique) qui se déforme au fur et à mesure que varie la phase relative de v_g par rapport à $v_{g'}$.

Quand v_g et $v_{g'}$ sont en phase, cette caractéristique dynamique est constituée par le segment AB (fig. 195). Quand les deux tensions sont en opposition, la caractéristique dynamique vient en CD ; dans l'intervalle, la phase étant quelconque, on observe une courbe fermée, vaguement elliptique, parcourue dans un sens ou dans l'autre selon que v_g est en avance ou en retard par rapport à $v_{g'}$.

Fonctionnement réel.

198 - La formule obtenue ci-dessus ($S_c = \frac{1}{2} \sigma V'$) donne la pente de conversion comme proportionnelle à l'amplitude de l'oscillation auxiliaire. En pratique, pour avoir une pente de conversion aussi grande que possible, on est en effet conduit à adopter pour V' des valeurs relativement grandes. Il s'en suit que la caractéristique $i_p = \varphi(v_{g'})$ ne peut plus être considérée comme rectiligne et confondue avec sa tangente au point $v_{g'} = V_{g'}$. Le calcul ci-dessus n'est donc plus valable.

Comme il a été dit plus haut au § 192, l'expérience montre qu'il faut adopter pour V' (avec les tubes mélangeurs courants) une amplitude de l'ordre de 10 volts, et une polarisation correspondant à une bonne classe B.

Cherchons ce que devient le courant i_p dans ces conditions. Il faut reprendre son expression générale :

$$i_p = (v_g - v_{g0})\, \varphi(v_{g'}).$$

En l'absence de signal, le point de fonctionnement $(i_p\, v_{g'})$ décrit un arc important AB de la caractéristique $i_p = (V_g - V_{g0})\, \varphi(v_{g'})$.

Dans ces limites, la fonction $\varphi\,(v_{g'})$ peut être remplacée par son développement en série de Taylor à condition de prendre un nombre suffisant de termes.

$$\varphi\,(v_{g'}) = \varphi\,(V_{g'}) + \frac{V'\sin\omega' t}{1}\,\varphi'\,(V_{g'}) + \frac{(V'\sin\omega' t)^2}{2}\,\varphi''\,(V_{g'}) + \ldots$$

d'où :

$$i_p = \left(V_g - v_{g.o} + V\sin\omega t\right)\left[\varphi\,(V_{g'}) + \frac{V'\sin\omega' t}{1}\,\varphi'\,(V_{g'}) + \frac{(V'\sin\omega' t)^2}{2}\,\varphi''\,(V_{g'}) + \ldots\right],$$

$$i_p = \left(V_{g.o} + V\sin\omega t\right)\left[\varphi\,(V_{g'}) + \frac{V'\sin\omega' t}{1}\,\varphi'\,(V_{g'}) + \frac{(V'\sin\omega' t)^2}{2}\,\varphi''\,(V_{g'}) + \ldots\right].$$

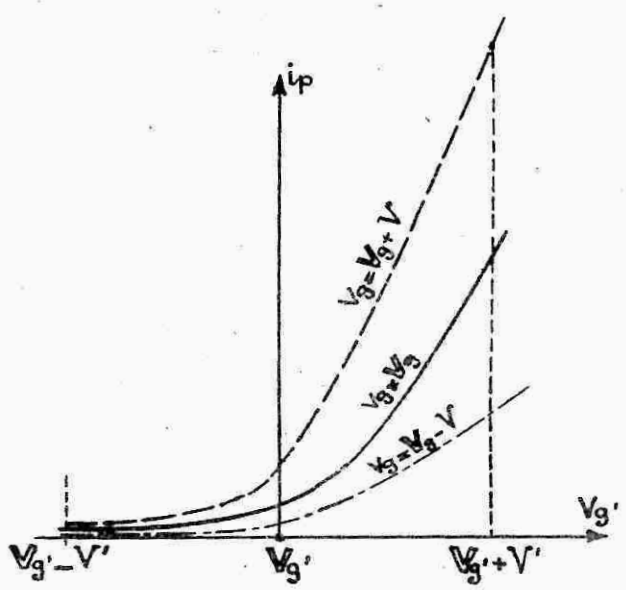


Fig. 196

Le développement de la quantité entre crochets donne un terme constant et des termes en $\omega' t$, $2\,\omega' t$, etc...

En outre, les termes supplémentaires en $\sin\omega t\,\cos 2m\omega' t$ et en $\sin\omega t\,\sin(2p+1)\omega' t$ donnent des termes en sinus et cosinus des arcs $(k\omega' - \omega)$ où k désigne les nombres entiers successifs. Tout se passe comme si l'on avait employé à effectuer le changement de fréquence, non seulement la fréquence $\frac{\omega'}{2\pi}$ de l'oscillation auxiliaire, mais encore ses <u>harmoniques successifs</u>. Comme on le verra plus loin ce résultat est important au point de vue des brouillages à craindre.

199 _ Enfin lorsque l'amplitude du signal n'est plus toute petite, il n'est plus permis d'écrire :

$$i_p = \left(v_g - v_{g.o}\right)\,\varphi\,\left(v_{g'}\right).$$

Si on remplace le premier facteur par un développement faisant

intervenir des puissances successives de $v_g = V_g \sin \omega t$, on constate l'apparition, dans le courant de plaque, de composantes de pulsations $k'\omega' - k\omega$, où k et k' sont des entiers quelconque. Tout se passe comme si le changement de fréquence avait porté non seulement sur le signal lui-même mais encore sur ses harmoniques successifs.

Changement de fréquence en montage symétrique.

201 – Le montage symétrique, en utilisant deux tubes mélangeurs au lieu d'un, permet d'atténuer encore davantage la réaction du signal sur la fréquence de l'oscillation locale.

Ce montage peut se réaliser de deux manières :

– ou bien les grilles de commande sont attaquées symétriquement (donc en opposition de phase) par le signal, et les grilles auxiliaires en phase par l'oscillation auxiliaire (fig. 201).

– ou bien, au contraire, les grilles de commande sont en phase et les grilles auxiliaires en opposition (fig. 202).

Dans un cas comme dans l'autre, l'impédance de fréquence intermédiaire est insérée symétriquement entre les plaques (prise médiane au primaire du transformateur.

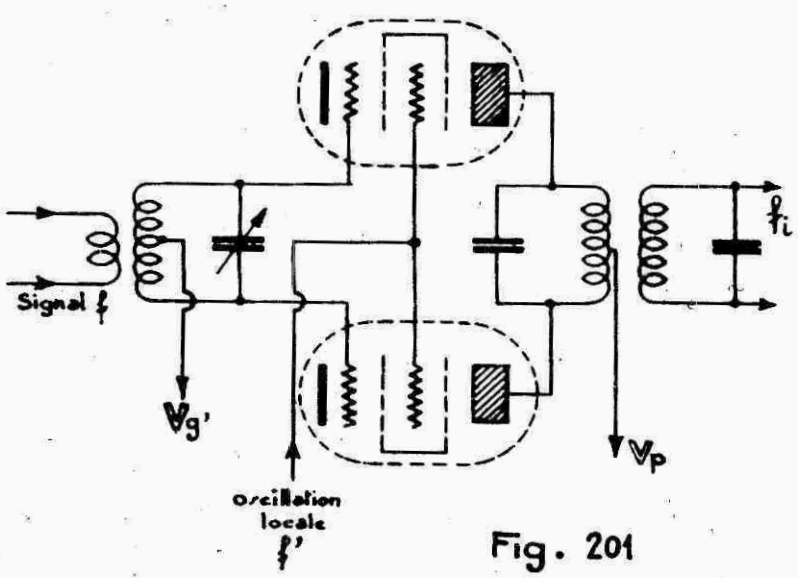


Fig. 201

On remarque immédiatement que, dans le premier cas, la composante de fréquence locale disparait dans le courant de plaque total, fourni par la source V_p, tandis que c'est la fréquence du signal qui est absente dans le second montage indiqué.

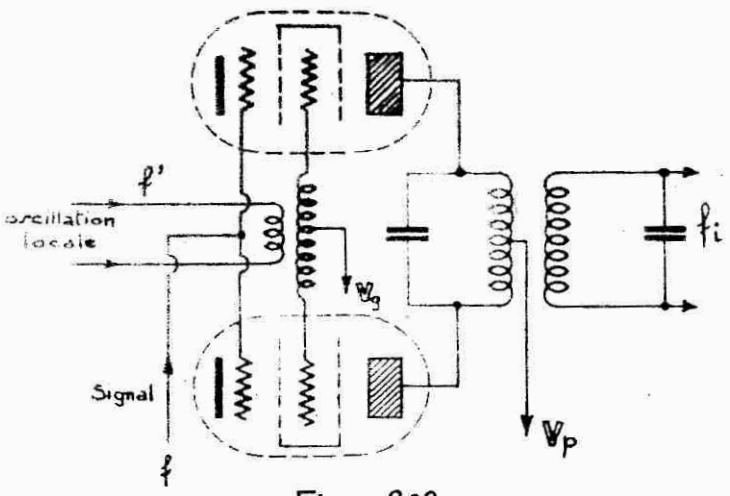


Fig. 202

Ceci n'est d'ailleurs vrai que pour les fréquences f et f' elles-mêmes mais non pour les harmoniques résultant du fonctionnement normal, (en classe B) lequel est, comme on l'a vu, de règle dans l'emploi des lampes mélangeuses.

Changement de fréquence au moyen d'un seul tube.

206 _ Dans le but de réduire le nombre de tubes des récepteurs, on a cherché de bonne heure à opérer le changement de fréquence au moyen d'un seul tube faisant à la fois office d'oscillateur et de mélangeur.

207 _ La figure 203 indique, pour mémoire, le schéma d'un montage qui n'utiliserait qu'une triode. Celle-ci fonctionne en oscillatrice à circuit accordé de grille (voir Chap. III _ § 382) et le signal est injecté en série dans la connexion qui joint le circuit oscillant à cette électrode. La fréquence de l'oscillation auxiliaire est réglée au moyen du circuit oscillant L'C' tandis que LC est

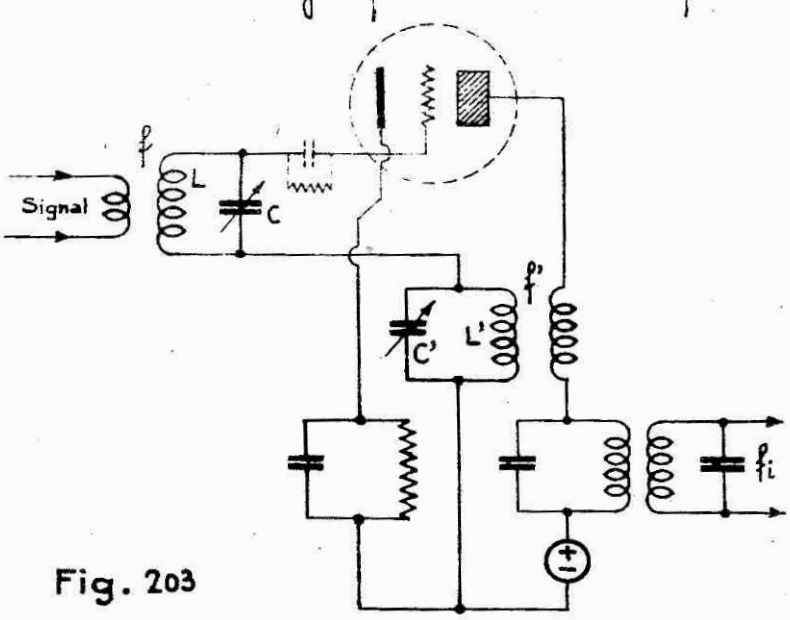


Fig. 203

accordé sur le signal .

Ce montage présente, poussés au maximum, les défauts indiqués précédemment quant à l'entraînement de la fréquence auxiliaire par le signal .

208 - Un moyen encore plus simple consiste à supprimer le circuit oscillant LC et à coupler L'C' le circuit amenant le signal f . L'inconvénient du système est que le circuit L'C' se trouve désaccordé par rapport à la fréquence du signal . Par suite, la tension de fréquence f effectivement appliquée à la grille se trouve diminuée, et d'autant plus que le désaccord est plus grand.

Ce procédé n'est admissible que lorsque le rapport $\frac{f'-f}{f}$ est très petit, comme dans la réception hétérodyne (ou plus exactement "autodyne") de la télégraphie en ondes entretenues pures (la fréquence f_i étant alors une fréquence audible) et à condition, encore, que la longueur d'onde ne soit pas trop longue .

209 - On a d'abord utilisé la trigrille ordinaire

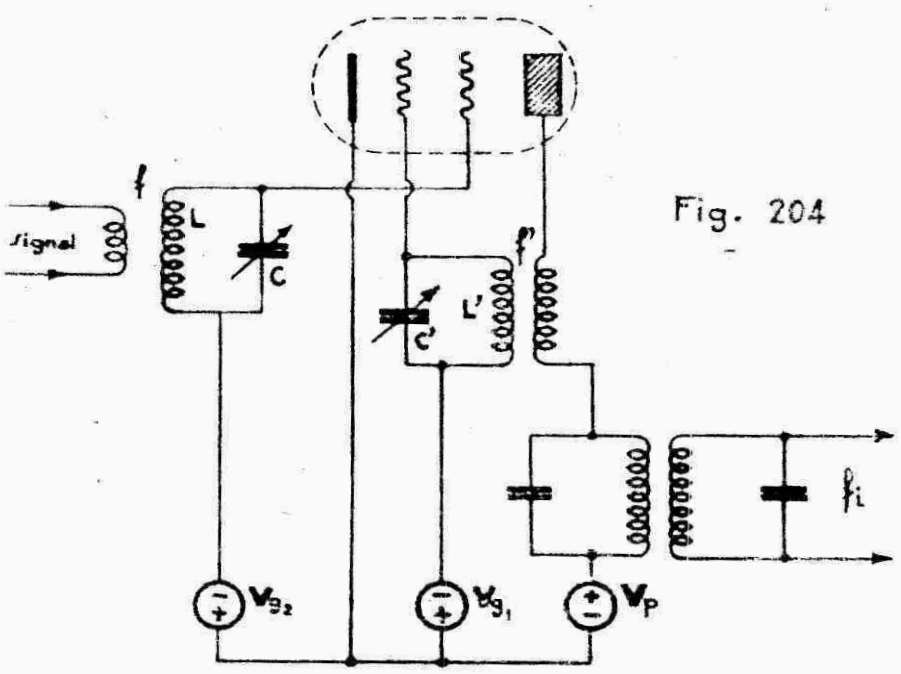


Fig. 204

ou la tétrode à grille de champ (Chap. III - § 672). L'oscillation locale était produite au moyen de la première grille et de la plaque (fig 204) tandis que le signal était appliqué à la seconde grille.

210 - On a aussi employé le montage à une seule lampe à grille écran ou à une pentode.

Dans le schéma représenté par la fig. 205 l'oscillation locale est entretenue entre la grille d'arrêt et la plaque, pendant que le signal actionne la première grille.

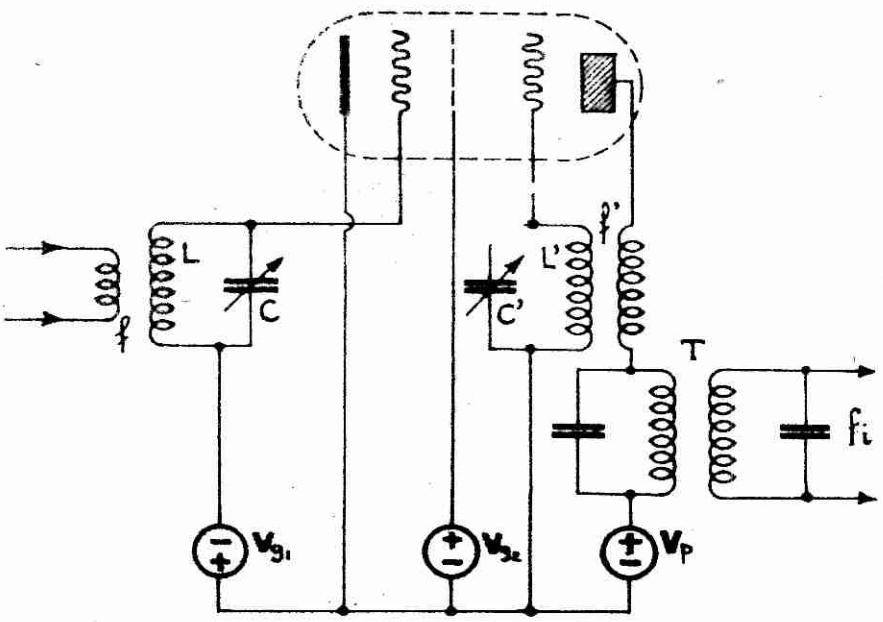


Fig. 205

Montages à lampes heptodes et octodes.

211 – Les schémas ci-dessus possèdent encore, à des degrés variables, le défaut de coupler au moins deux des trois oscillations qui interviennent dans le changement de fréquence (signal, oscillation locale, fréquence intermédiaire). C'est pour remédier à ce défaut qu'ont été créés les pentagrilles (ou heptodes) et les octodes oscillatrices (Chap. III – § 706). Dans ces lampes l'entretien de l'oscillation auxiliaire est obtenu au moyen des grilles g_1 et g_2, tandis que le signal est appliqué à g_4 ; g_3 et g_5 sont des écrans et, dans l'octode, g_6 est une grille d'arrêt des électrons secondaires émis par la plaque (fig. 211).

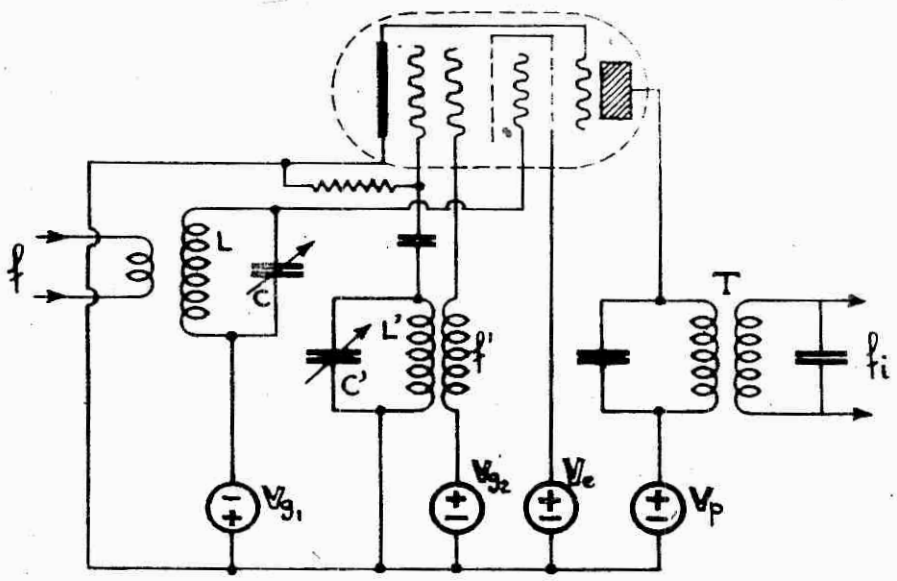


Fig. 211

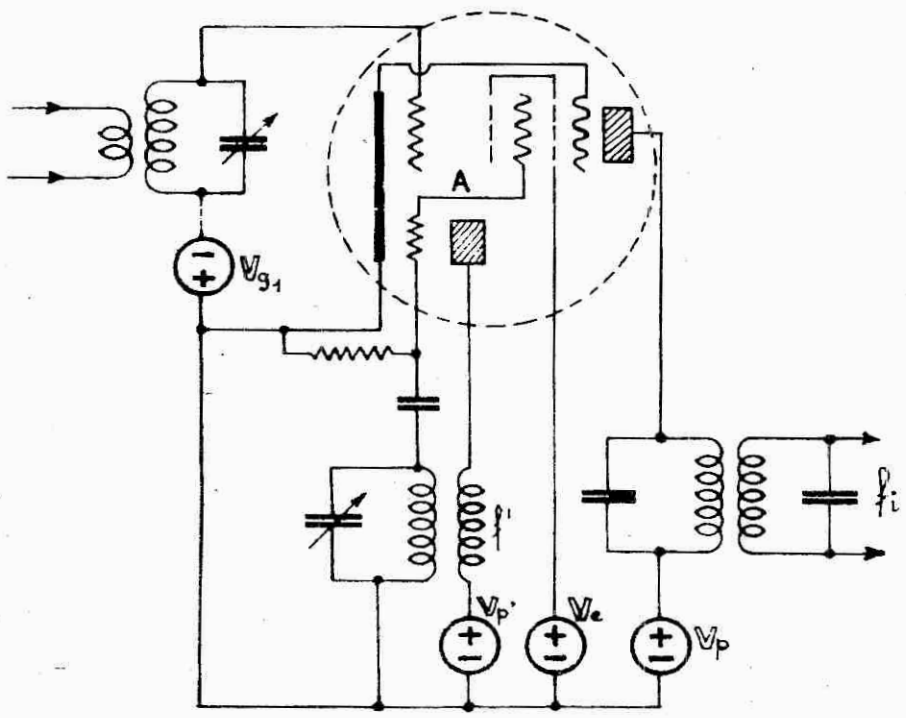


Fig. 212

Comme il a été expliqué au Chap. III (§ 709) à cause du mode de constitution de la grille g_2 (réduite généralement à deux montants verticaux) le fonctionnement de ces lampes s'apparente déjà à celui d'un tube mixte, la triode hexode dont il a déjà été question au Chap. III (§ 716 - 6°).

Emploi de la triode - hexode et de la triode - pentode.

212 - La fig. 212 représente le schéma de montage d'une triode - heptode. La partie triode de ce tube, fonctionnant en oscillateur, engendre l'oscillation locale (f'), laquelle se trouve immédiatement appliquée à la troisième grille de la partie heptode du tube grâce à la connexion A établie à l'intérieur même du tube.

Le signal est appliqué à la première grille de la partie heptode.

La triode hexode ne diffère de la triode heptode que par l'absence de la grille d'arrêt g_5 de la figure 212.

Avantages du changement de fréquence .

221 – Les avantages du procédé de réception par changement de fréquence ont déjà été indiqués au début du présent chapitre (§ 36). Ils proviennent principalement du fait qu'on peut choisir à volonté la fréquence intermédiaire f_i . En prenant, comme on le fait toujours, pour f_i une fréquence fixe, on peut établir, une fois pour toutes, et indépendamment de la fréquence des signaux à recevoir, les étages amplificateurs correspondants . Cela permet de constituer ces étages de la manière la plus avantageuse pour le gain et la sélection sans tenir compte de la difficulté de réglage, puisque celle-ci n'existe qu'une seule fois : lors de la construction du poste .

222 – Les difficultés de l'amplification et de sélection d'un signal étant croissantes avec la fréquence de ce signal, la fréquence intermédiaire f_i est normalement choisie plus basse que celle du signal incident . Mais rien ne s'oppose, en théorie, à ce qu'elle soit choisie plus élevée, et cette solution est fréquemment adoptée pour la gamme ondes longues des appareils construits pour recevoir des plages étendues de longueurs d'ondes .

Réceptions parasites .

223 – Par contre, la méthode du changement de fréquence possède l'inconvénient de favoriser certaines réceptions parasites qui seront étudiées ci-après .

Ces réceptions parasites se produisent lorsqu'il arrive à la grille de commande du tube mélangeur, en plus du signal attendu, (fréquence f et bandes latérales dues à la modulation), un ou plusieurs signaux étrangers d'amplitudes notables, dont les

fréquences ont certains rapports déterminés, soit avec la fréquence de l'oscillation auxiliaire, soit entre elles. Parmi ces fréquences figure celle qu'on appelle la fréquence image.

Fréquence image.

224 – Pour recevoir le signal de fréquence f, on a réglé la fréquence auxiliaire f' de façon que la fréquence de battement (qui est égale à la valeur absolue de la différence $f' - f$) soit précisément égale à la fréquence centrale f_i de la bande passante de l'amplificateur de fréquence intermédiaire faisant suite au tube mélangeur.

On peut donc, à partir du même signal f, obtenir la même fréquence intermédiaire f_i au moyen de deux valeurs de la fréquence auxiliaire f' ; l'une, $f' = f - f_i$, est située au dessous de la fréquence du signal, l'autre, $f' = f + f_i$, est au dessus ; et toutes les deux sont symétriques par rapports à la fréquence f.

225 – Inversement, pour une fréquence donnée f' de l'oscillation locale, il existe deux valeurs de la fréquence du signal qui donnent naissance à la fréquence intermédiaire f_i. Ces deux fréquences f et f_1 sont symétriques par rapport à la fréquence auxiliaire f'. La fréquence f_1 est dite la fréquence image de f.

Si donc, en même temps que le signal de fréquence f qu'on veut recevoir, un signal étranger, de fréquence égale à la fréquence image f_1, est appliqué au tube changeur de fréquence, les deux signaux "passeront" simultanément dans l'amplificateur de fréquence intermédiaire ; ils se trouveront mélangés sans qu'il soit ensuite possible de les séparer par le jeu normal de la sélectivité

Autres fréquences parasites .

226 - Il faut, d'autre part, compter avec les harmoniques $2f'$, $3f'$, etc... de l'oscillation auxiliaire, ainsi qu'on l'a vu au § 198. Ces harmoniques, agissant sur des signaux étrangers de fréquences égales à $2f' \pm f_i$, $3f' \pm f_i$, etc.... vont encore donner naissance à des oscillations de fréquence f_i qui se mélangeront également au signal utile dans l'amplificateur de fréquence intermédiaire.

Si, en particulier les fréquences intermédiaires f_i et $f_{i.1}$ produites par le signal désiré et par l'émission parasite, différents d'une quantité F qui sort une fréquence audible, un nouveau battement se manifeste dans l'amplificateur moyenne fréquence entre les fréquences f_i et $f_{i.1}$, battement dont la fréquence est F et que la deuxième détection transforme en un courant de fréquence F ; cette réception parasite se traduit par un sifflement de hauteur F rendu par le haut-parleur ou le téléphone.

Représentation graphique des phénomènes .

228 - On peut se rendre compte des phénomènes ci-dessus indiqués en représentant graphiquement les variations de la fréquence de battement, en fonction de la fréquence du signal, pour une valeur fixe de la fréquence auxiliaire f'.

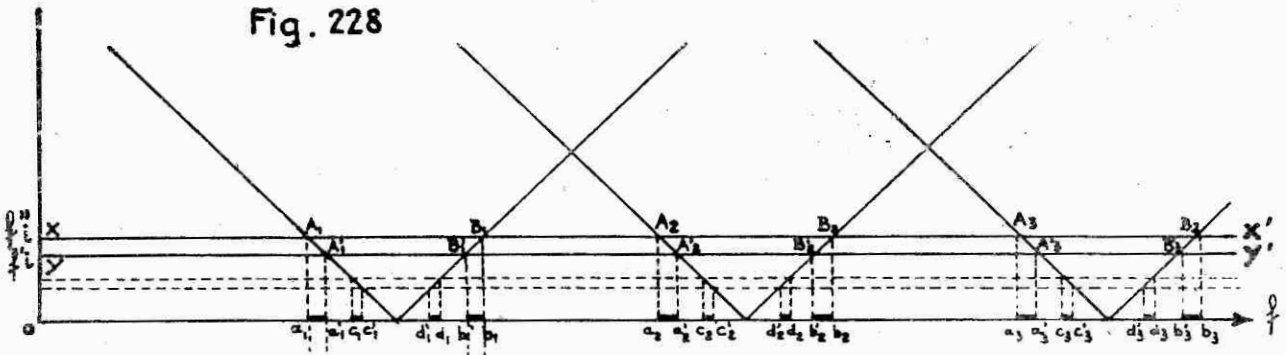
Le diagramme obtenu (fig. 228) est composé de deux segments de droites inclinés à 45° sur l'axe des abscisses et qui viennent se rencontrer sur ce même axe au point d'abscisse égale à f'.

De même pour les battements produits par les harmoniques $2f'$, $3f'$, etc... de l'oscillation locale.

La bande passante de l'amplificateur de fréquence intermédiaire est représentée par l'intervalle compris entre les deux parallèles

XX' et YY' à l'axe des abcisses, d'ordonnées égales aux limites f'_i et

Fig. 228



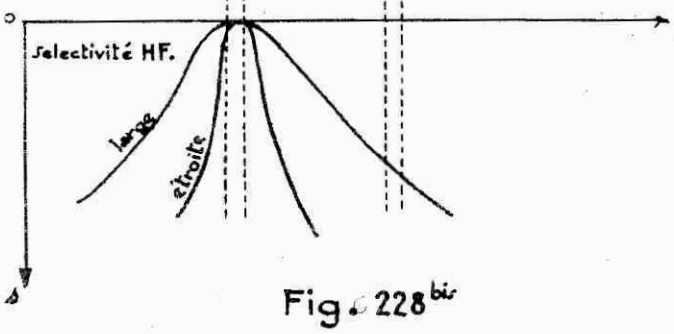


Fig. 228 bis

f''_i de ladite bande passante. Ces deux droites coupent les obliques aux points $A_1 A'_1$, $B_1 B'_1$, $A_2 A'_2$, $B_2 B'_2$, etc... lesquels, rappelés sur l'axe des abcisses, donnent les bandes de fréquences susceptibles de "rentrer" dans l'amplificateur à fréquence intermédiaire.

La première $a_1 a'_1$ de ces bandes correspond au signal à recevoir, la deuxième $b_1 b'_1$ à la fréquence image.

Traçons de même les limites $\frac{f'_i}{2}$ et $\frac{f''_i}{2}$ correspondant à la fréquence moitié de la fréquence intermédiaire f_i ; elles définissent de nouvelles bandes de fréquences $c_1 c'_1$, $d'_1 d_1$, $c_2 c'_2$, $d'_2 d_2$, etc... qui produisent une fréquence de battement dont l'harmonique 2 rentre également dans la bande passante de l'amplificateur de fréquence intermédiaire.

On ferait de même avec les harmoniques suivants du battement f_i d'où encore de nouvelles bandes de signaux parasites susceptibles de s'ajouter aux précédents.

229 - Ces phénomènes ne sont d'ailleurs pas les seuls qui puissent intervenir. Il suffit, en effet, que deux signaux quelconques

aient entr'eux une différence de fréquence dont la valeur soit comprise entre f_i' et f_i'', et que ces signaux arrivent ensemble à la grille de la lampe mélangeuse, pour que la fréquence de battement correspondante pénètre encore dans l'amplificateur moyenne fréquence.

230 — On observera que ce dernier phénomène ne se produirait pas, non plus, d'ailleurs, que n'interviendraient les harmoniques du signal si la modulation dans le tube mélangeur était rigoureusement linéaire (hypothèse du § 195 ci-dessus). En fait, cette linéarité n'existe (à peu près) que pour les toutes petites amplitudes de signaux appliqués à la grille g, et c'est la raison pour laquelle les derniers brouillages signalés ci-dessus ne sont sérieusement à craindre que lorsque les variations du potentiel appliqué à la grille de commande g acquièrent une amplitude notable.

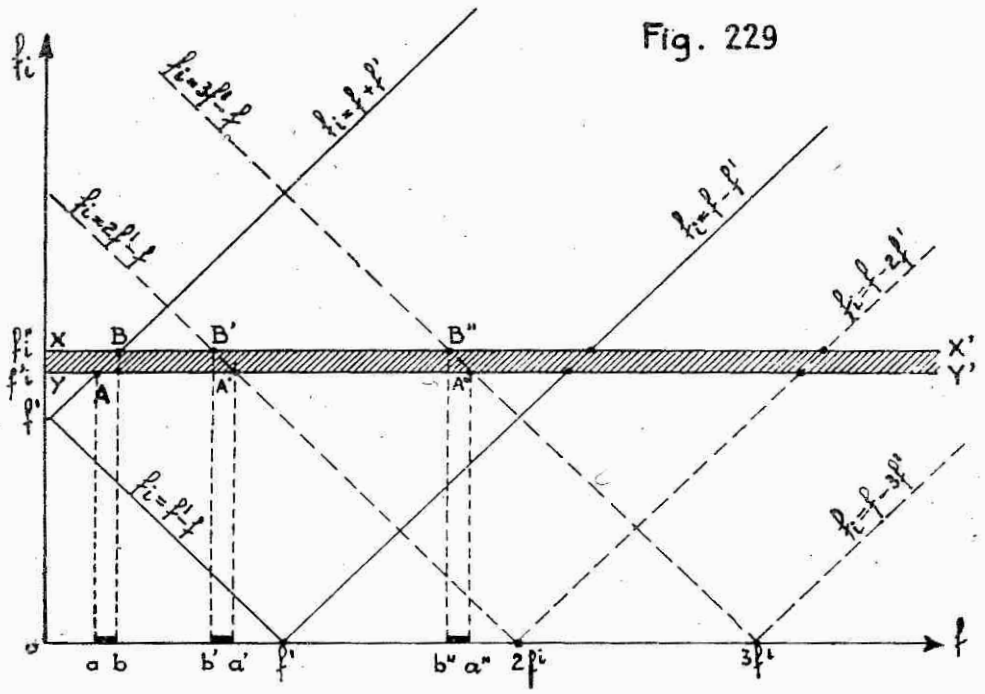
231 — Il peut arriver enfin que les harmoniques de la fréquence intermédiaire, produits par la deuxième détection, soient captés par la partie HF du récepteur, et qu'après changement de fréquence la nouvelle fréquence $f_{i.1}$ produite rentre dans la bande passante de l'amplificateur de fréquence intermédiaire. Il s'en suit un battement à la fréquence $f_{i.1} - f = k f_i - f = k f' - (k+1) f$. On évite ce défaut par un blindage convenable des circuits de la deuxième détection.

Cas particulier où la fréquence intermédiaire est plus élevée que celle du signal H.F.

233 — Dans ce cas, les horizontales XX' et YY' qui représentaient sur la fig. 228 les limites de la bande passante de l'amplificateur de fréquence intermédiaire, se trouvent placées au dessus de l'ordonnée $f_i = f'$; les fréquences passantes sont déterminées par les

segments interceptés, par ces deux droites, sur l'oblique d'équation $f_i = f + f'$.

Fig. 229



La fig. 229 donne immédiatement les risques d'interférences possibles. Ils sont définis par les segments a' b' et a" b" etc ... .
A ces brouillages, il faut encore ajouter ceux qui peuvent provenir :

1° : des harmoniques du signal produits dans la lampe mélangeuse lorsque ces harmoniques tombent dans la bande passante de l'amplificateur de fréquence intermédiaire.

2° : de couples de signaux dont les fréquences f_1 et f_2 auraient une somme égale à la fréquence intermédiaire.

234 _ Il y a lieu enfin d'indiquer le brouillage qui pourrait provenir d'une émission dont la fréquence se trouverait être comprise dans la bande passante de l'amplificateur de fréquence intermédiaire et qui serait assez puissante pour agir directement sur les circuits de cet amplificateur.

Remèdes aux réceptions parasites.

238 - Il n'existe qu'un remède au brouillage par la fréquence image et par les fréquences susceptibles d'être hétérodynées par les harmoniques 2 f', 3 f', etc... de la fréquence auxiliaire f'; c'est d'organiser une sélection à haute fréquence suffisante avant d'appliquer le signal à la lampe mélangeuse. Cette sélection devra d'ailleurs être d'autant plus poussée que la fréquence intermédiaire sera choisie plus basse, ainsi qu'on s'en rend compte sur la fig. 228 complétée par le report de la courbe de sélectivité HF.

239 - Pour que cette sélectivité soit opérante, il faudra, bien entendu, que les circuits soient convenablement blindés. Les étages de l'amplificateur de fréquence intermédiaire seront eux-aussi blindés et surtout l'étage détecteur, afin que les harmoniques de la fréquence intermédiaire ne puissent être captés par les étages HF.

On veillera, d'autre part, à ce que l'amplitude du signal sur la grille de la lampe mélangeuse demeure toujours très faible (beaucoup plus petite qu'un volt).

Enfin la tension engendrée par l'oscillateur local ne devra comporter qu'un pourcentage d'harmoniques aussi réduit que possible, de façon à ne pas augmenter l'importance des fréquences intermédiaires produites par les fréquences 2 f', 3 f' etc ... .

Choix de la fréquence intermédiaire.

242 - L'affaiblissement de la fréquence image par la sélection HF est d'autant plus facile à obtenir que l'écart relatif $\frac{f - f_1}{f} = \frac{2 f_i}{f}$ est plus grand. Ceci conduit à augmenter f_i et d'autant plus que la fréquence des signaux à recevoir est plus élevée.

D'autre part, les risques de réaction de l'oscillation locale sur le circuit d'entrée et sur l'antenne de réception sont d'autant plus réduits que la différence relative $\frac{f'-f}{f} = \frac{f_i}{f}$ est également plus élevée. On aura donc d'autant moins de risques de brouillages dans le voisinage du récepteur que la fréquence intermédiaire sera choisie plus haute.

En même temps se trouve diminué le danger d'entraînement de la fréquence de l'oscillation locale par celle du signal.

Par contre, lorsque f_i augmente, les avantages du changement de fréquence, au point de vue du rendement par étage (gain et sélectivité) vont en diminuant progressivement.

Enfin, on verra plus loin (§ 576) que l'alignement des circuits, pour la "commande unique" est plus facile quand le rapport $\frac{f_i}{f}$ est choisi petit.

243 - En définitive, comme on le voit, la question du choix de la fréquence intermédiaire ne peut être résolue que par un compromis. L'expérience a conduit à normaliser un certain nombre de fréquences telles que 135, 175, 472 et 1400 kilocycles. Les valeurs à adopter dépendent de la gamme attribuée au récepteur.

Par exemple :

1° : pour la gamme comprise entre 0,5 et 1,5 Mcs (600 - 200 mètres), on utilisera la fréquence intermédiaire :

$$f_i = 135 \text{ ou } 175 \text{ kcs}.$$

2° : pour une gamme qui irait de 0,5 à 20 Mcs (600 - 15 mètres) et qui serait à recevoir avec une fréquence unique, on prendrait $f_i = 472$ kcs, avec une présélection spécialement étudiée aux fréquences les plus élevées de la gamme.

3° : pour les ondes courtes seules, ou les fréquences au dessus de 1,5 Mcs, il est commode de faire $f_i = 1400$ kcs.

4° : pour les ondes comprises entre 200 et 500 kcs (1500 à 600 mètres) on pourrait encore prendre f_i = 135 kcs .

5° : enfin, lorsque le récepteur comporte une gamme d'ondes plus longues (f < 200 kcs , par exemple) il est tout indiqué de prendre une fréquence intermédiaire plus élevée que celle des signaux à recevoir (§ 233 ci-dessus) soit : 472 kcs .

D'après ce qui vient d'être dit, on voit qu'un recepteur couvrant d'une manière continue, la gamme de 75 kilocycles à 20 Mégacycles (4000 à 15 mètres) doit être équipé avec la possibilité de fonctionner avec deux valeurs de la fréquence intermédiaire . Par exemple 135 et 472 kcs . La première sera utilisée pour les fréquences allant de 200 à 600 kcs environ , tandis que la seconde (472 kcs) sera utilisée non seulement pour les fréquences supérieures à 600 kcs mais encore pour les fréquences inférieures à 200 kcs , comme il a été indiqué au 5° ci-dessus .

Conditions à observer par l'oscillateur qui engendre la fréquence auxiliaire f' .

244 _ L'oscillation auxiliaire doit satisfaire à deux conditions principales :

1° : être réglée sur une fréquence constamment égale à $f + f_i$, f étant la fréquence du signal et f_i la fréquence centrale de la bande passante de l'amplificateur moyenne fréquence . On verra ultérieurement (§ 575) comment cette condition est réalisée dans les récepteurs à "commande unique".

2° : être aussi stable que possible , c'est-à-dire présenter des variations de fréquence aussi petites que possible , soit qu'il s'agisse :

a) de variations accidentelles dues , par exemple , à des variations de la tension d'alimentation ou au réglage (automatique ou manuel)

du gain (voir § 491 ci-après) ou du volume sonore etc... .

b) de variations lentes dans le temps (dérive due à l'échauffement du matériel récepteur).

3° : fournir une amplitude qui demeure comprise entre deux limites telles que la pente de conversion conserve une valeur sensiblement voisine de son maximum (§ 192 ci-dessus) dans toute la gamme de fréquence couverte par le récepteur.

4° : enfin posséder peu d'harmoniques et être blindée d'une façon suffisamment efficace pour ne pas rayonner d'énergie HF dans l'espace environnant.

VI . Les étages d'amplification à fréquence intermédiaire

251 - Contrairement aux étages d'amplification à haute fréquence, dont les réglages sont à modifier chaque fois que la fréquence du signal à recevoir est changée, les étages d'amplification à fréquence intermédiaire sont caractérisés par le fait que la fréquence à amplifier est immuable et que, par voie de conséquence, les réglages n'ont à être effectués qu'une fois pour toutes, au moment de la mise au point du récepteur.

La complication du montage, et l'augmentation du nombre des circuits oscillants accordés n'est donc plus un obstacle pour obtenir le gain et surtout la sélectivité désirable.

252 - Pour pouvoir agir précisément sur cette sélectivité, la règle générale est d'employer des étages à transformateurs à primaire et secondaire accordés (fig. 251). Ces transformateurs sont utilisés au voisinage du couplage critique en sorte que le gain varie peu lorsque le couplage est modifié (voir § 114 ci-dessus).

En poussant un peu le couplage au delà du couplage critique on a la possibilité de <u>creuser</u> le milieu de la courbe de sélectivité de l'étage et de compenser les courbures des sens inverses qui sont normalement produites par l'emploi de circuits oscillants uniques. La régularité de la courbe de sélectivité résultante du récepteur est améliorée dans la bande passante.

Simultanément on déplace symétriquement les côtés de la

courbe de sélectivité de l'étage, en les conservant sensiblement parallèles à eux-mêmes, en sorte que c'est aussi la largeur de la bande passante du récepteur qui est finalement modifiée.

A condition d'adopter un nombre convenable d'étages et, pour les circuits des transformateurs, des coefficients de surtension tenant compte de la largeur de la bande passante et de la valeur de la fréquence intermédiaire utilisée, on arrive à obtenir des récepteurs dont la courbe de sélectivité se rapproche de la courbe théorique du Chap. I - § 187.

253 - Le montage a donc lieu conformément au schéma représenté par la fig. 251, tout au moins quant au premier étage.

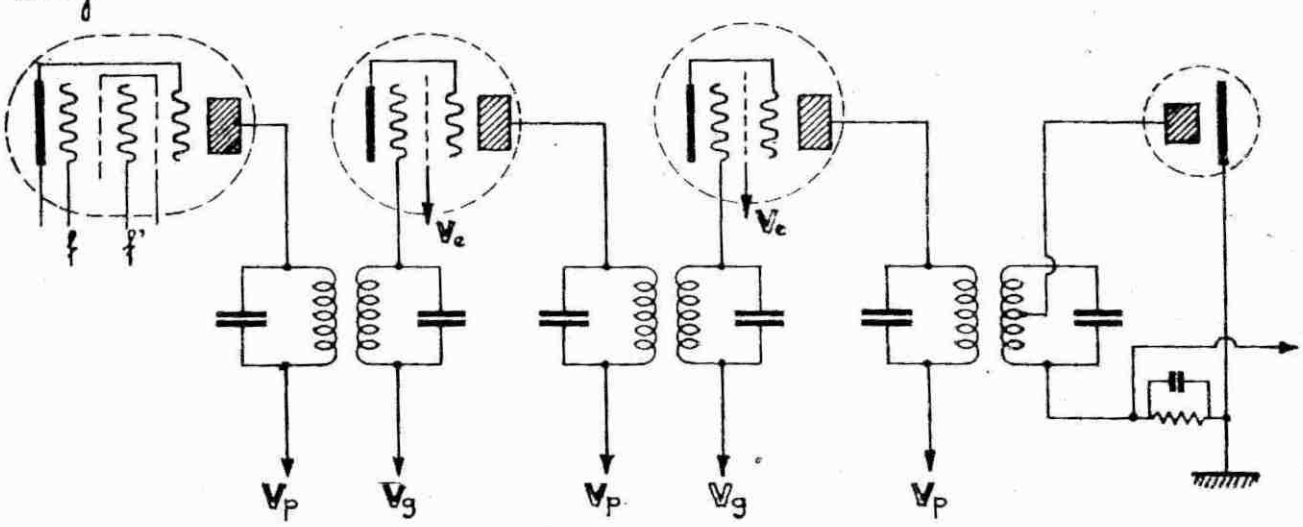


Fig. 251

En ce qui concerne le second étage, qui attaque le détecteur, on a adopté le montage indiqué au § 152 ci-dessus, et qui consiste à "descendre" la prise de la diode le long de la self du circuit secondaire du transformateur, afin d'atténuer l'amortissement provenant de l'étage détecteur.

Grâce aux coefficients élevés de qualité, ou plus précisément aux grandes résistances d'antirésonance qu'il est possible d'obtenir sur les fréquences de 472 et surtout de 135 kcs, les plus couramment employées comme fréquences intermédiaires, les étages d'amplification procurent un gain élevé et les amplifications totales nécessaires peuvent être réalisées avec un nombre généralement réduit d'étages, habituellement deux et quelquefois même un seul.

Bande passante nécessaire.

256 - La largeur de la bande passante à donner à l'amplificateur de fréquence intermédiaire dépend de l'étendue des bandes latérales qu'il est nécessaire de recevoir en même temps que la porteuse.

En théorie, il faudrait prendre de part et d'autre de cette bande essentielle, une certaine marge de sécurité destinée à tenir compte des défauts éventuels de stabilité des fréquences f et f'.

En pratique, la nécessité de se protéger contre les brouillages résultant de la multiplicité des postes d'émission, conduit à resserrer cette sélectivité au maximum compatible avec la condition de conserver la fidélité du récepteur (§ 18). Elle peut même conduire à sacrifier plus ou moins de cette fidélité elle-même. La solution du problème résulte alors d'un compromis entre cette fidélité et la protection contre les brouillages.

Par exemple dans la gamme "moyenne" de radiodiffusion, où les fréquences ont été distribuées avec un espacement de 9 kilocycles les unes des autres (conférence du Caire, plan de Lucerne), certaines stations, ayant de trop puissantes "voisines", exigent pour être reçues des récepteurs ayant des bandes passantes étroites, qui ont pour effet de supprimer toutes composantes aigües de la modulation de ces stations.

257 - Pour recevoir une modulation qui reproduirait tous les sons audibles (30 à 10.000 cycles par seconde) la bande passante nécessaire devrait avoir une largeur totale de 2 × 10.000 = 20.000 cs.

On admet cependant qu'une réception convenable peut être assurée avec une largeur de bande de 10 à 12 kcs, tandis qu'une transmission téléphonique commerciale peut s'accommoder d'une largeur de bande de 5 kcs.

Enfin, les transmissions télégraphiques, surtout lorsqu'elles sont manipulées à cadence lente, peuvent être parfaitement reçues avec des bandes passantes de l'ordre de 1 kcs et moins, à condition, bien entendu, que la fréquence du signal et celle de l'oscillation locale, soient maintenues parfaitement fixes.

Amplificateurs à sélectivité variable.

261 - L'amplificateur de fréquence intermédiaire à sélectivité variable permet précisément d'ajuster la largeur de la bande passante du récepteur à la valeur la plus favorable dans chaque cas particulier.

Cette sélectivité variable est obtenue en agissant sur les transformateurs à fréquence intermédiaire.

Trois méthodes sont principalement employées :

- la variation du couplage des circuits
- la variation de l'amortissement des circuits
- la variation de l'accord des circuits.

1° : Méthode de la variation du couplage.

262 - On a vu au § 252 comment on pouvait agir sur la sélectivité de l'amplificateur en modifiant le couplage des transformateurs.

Dans le cas du couplage par induction mutuelle, le procédé

employé pour faire varier le couplage peut être soit mécanique soit électrique .

Le procédé mécanique consiste à faire varier l'écartement entre primaire et secondaire . Pour éviter de désaccorder les circuits en les déplaçant à l'intérieur des blindages , on peut adopter le montage de la fig. 252 et faire varier seulement le couplage des fractions de self L'_1 et L'_2 , situées du côté " masse " où les tensions MF développées sont relativement réduites .

Le procédé électrique consiste à faire varier par prises les mêmes selfs L'_1 et L'_2 . Il amène simultanément un petit désaccord du circuit primaire et du circuit secondaire , désaccord qui agit aussi sur la sélectivité (§ ci-après) .

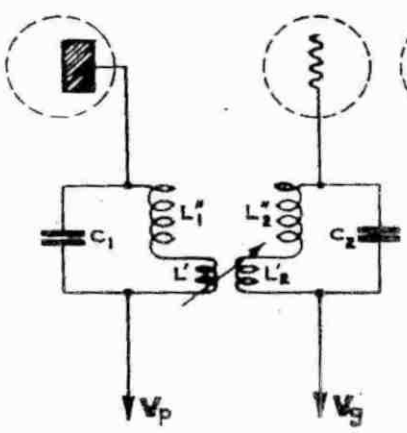


Fig. 252

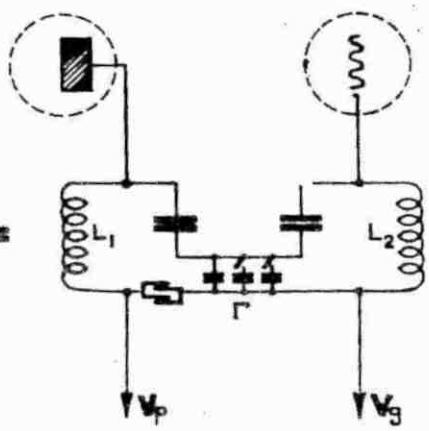


Fig. 253

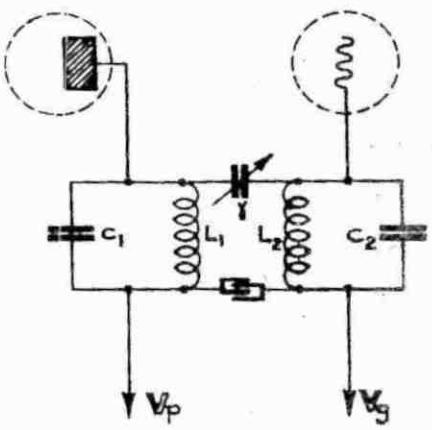


Fig. 254

Dans le cas du couplage par capacité commune (fig. 253) ou capacité de liaison (fig. 254), la méthode mécanique consisterait à faire usage d'un condensateur variable comme condensateur de couplage ; à cause de la grandeur des capacités à réaliser , la méthode n'est praticable que pour le montage à capacité de liaison (fig. 254).

Quant au procédé électrique , il consiste à changer de capacité de couplage au moyen d'un commutateur à plusieurs positions .

2° : Méthode de l'amortissement des circuits.

263 – Ces variations d'amortissement sont obtenues en insérant des résistances dans le circuit primaire et dans le circuit secondaire, au moyen d'un commutateur.

Les coefficients de surtension Q_1 et Q_2 sont diminués et il s'en suit un élargissement de la courbe de sélectivité ; on se rappelle, en effet (Chap. II – § 324) que le coefficient de sélectivité s, est donné au couplage critique par la formule :

$$s = \sqrt{1 + (\sqrt{2}\, Q\, x)^4} \quad , \text{ où } x = \frac{\Delta f}{f} .$$

Le désaccord relatif $\frac{\Delta f}{f}$ correspondant à un affaiblissement donné s est inversement proportionnel au coefficient de surtension Q.

En réalité, en augmentant les résistances R_1 et R_2 du primaire et du secondaire, on diminue en même temps le degré de couplage :

$$n = \frac{M\omega}{\sqrt{R_1 R_2}} = k\sqrt{Q_1 Q_2} \quad , \text{ } k \text{ étant le coefficient de couplage } k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} .$$

Cette diminution du degré de couplage agit en sens inverse sur la sélectivité. Finalement les branches latérales de la courbe de sélectivité se relèvent plus vite que ne s'élargit réellement le sommet de la courbe. Le procédé, employé seul, n'est pas très favorable ; il doit être employé en même temps qu'un autre, par exemple celui de la variation du couplage considéré ci-dessus.

Enfin l'augmentation de R_1 et R_2 provoque une diminution du gain, puisque le courant I_2 dans le secondaire (Chap. II – § 295) demeure proportionnel à $\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \frac{2n}{n^2+1}$, donc finalement à $\frac{2n^2}{n^2+1}$.

Méthode du désaccord des circuits.

264 – Cette méthode consiste à désaccorder, en sens

inverses l'un de l'autre, les deux circuits du transformateur, soit en agissant sur les capacités d'accord C_1 et C_2, soit en agissant sur les selfs L_1 et L_2 au moyen de prises.

Pour se rendre compte de l'effet produit, il faut se reporter à la surface Σ représentative de la fonction $\zeta(\xi_1, \xi_2)$ dont il a été parlé au Chap. II (§). On a vu en effet que l'on obtenait la courbe de sélectivité en relevant les cotes de cette surface aux différents points $\Omega(\xi_1, \xi_2)$ correspondant à différentes valeurs de la fréquence choisies de part et d'autre, au voisinage de la fréquence du signal.

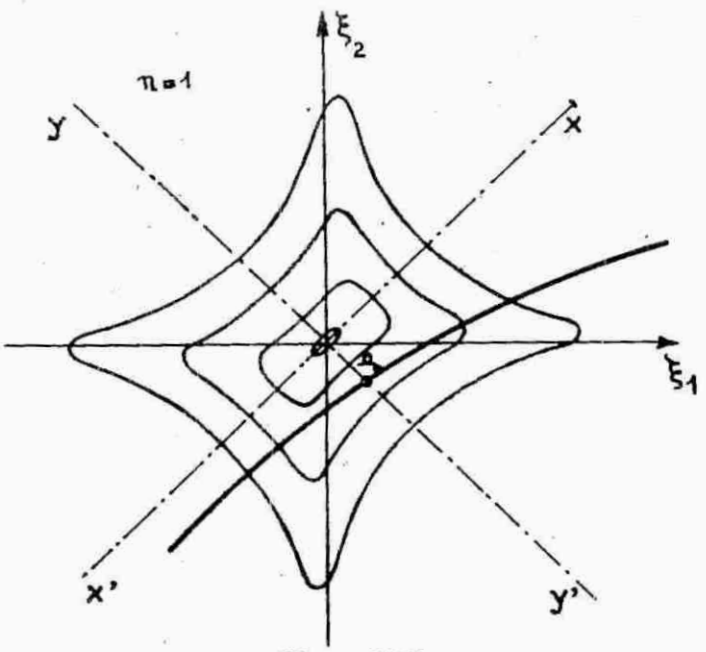


Fig. 255

La surface ζ représentée par la fig. 291 est celle qui correspond au couplage critique ($n = 1$). Le lieu décrit par le point $\Omega(\xi_1 \xi_2)$, lorsque les circuits (supposés de même constante de temps) sont tous deux accordés séparément sur la fréquence du signal, est la bissectrice XX'. Le point $\Omega(\omega)$ correspondant à la fréquence du signal se trouve à l'origine des coordonnées. Le fait de désaccorder, en sens inverses, les circuits, déplace ce point sur la bissectrice YY' des 2e et 4e quadrants, soit par exemple en Ω_0.

Si l'on fait alors varier la pulsation ω, le lieu décrit par Ω est une courbe telle que Γ dont les intersections avec les courbes de niveau de la surface Σ déterminent les ordonnées de la nouvelle courbe de sélectivité. L'examen de la fig. 255 montre que la courbe de sélectivité est élargie et que le gain maximum est diminué.

Filtres à quartz .

267 – Enfin, pour obtenir des sélectivités très aigües, on peut faire usage de cristaux de quartz piézoélectriques (Chap. IV - § 6), ayant précisément la fréquence f comme fréquence propre.

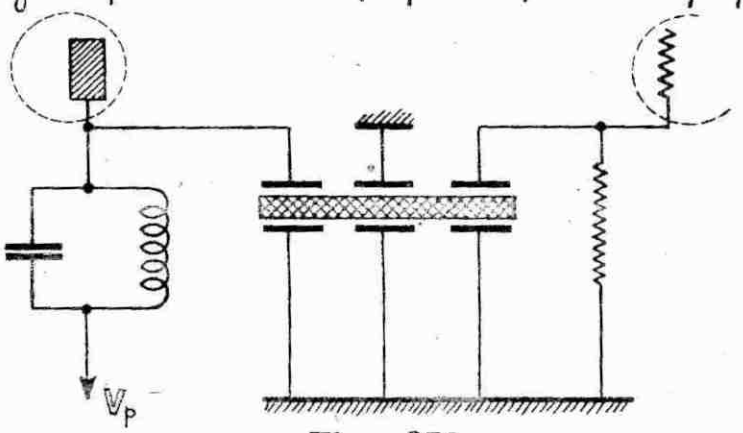


Fig. 256

Un cristal de ce type, muni de trois paires d'armatures (celle du centre étant destinée à être mise à la masse et à servir d'écran) peut tenir lieu d'organe de liaison entre deux lampes de l'amplificateur de la fréquence intermédiaire. Etant donné le haut coefficient de surtension du circuit équivalent au quartz (plusieurs dizaines de mille) la résonance est extrêmement aigüe et la sélection est poussée au maximum.

Dispositifs de compensation de la capacité du support du quartz, et systèmes de réjection de fréquence.

268 – Le cristal de quartz permet de modifier l'allure de l'une ou de l'autre des deux branches tombantes de la courbe de sélectivité en apportant un maximum d'affaiblissement sur une fréquence f_2 brouilleuse, située au voisinage de la bande passante du récepteur et même au voisinage de celle-ci.

269 – Un schéma pratiquement utilisé est donné par la fig. 258 où le compensateur γ (condensateur à 3 armatures) constitue précisément l'organe de réglage de la fréquence f_2 d'affaiblissement maximum (fréquence de réjection). Dans ce schéma, les

fréquences propres du quartz, des circuits $L_1 C_1$ et $L_2 C_2$ sont toutes trois choisies égales à la fréquence intermédiaire f_i. Au point de vue des tensions et des intensités à ses bornes, le cristal de quartz est équivalent au circuit $L_x C_x R_x$ [1] shunté par la capacité statique du système, c'est-à-dire la capacité du condensateur à diélectrique solide constitué par les deux armatures et la lame de quartz, cette capacité étant calculée comme si le quartz utilisé n'était pas piézo-électrique (fig. 259).

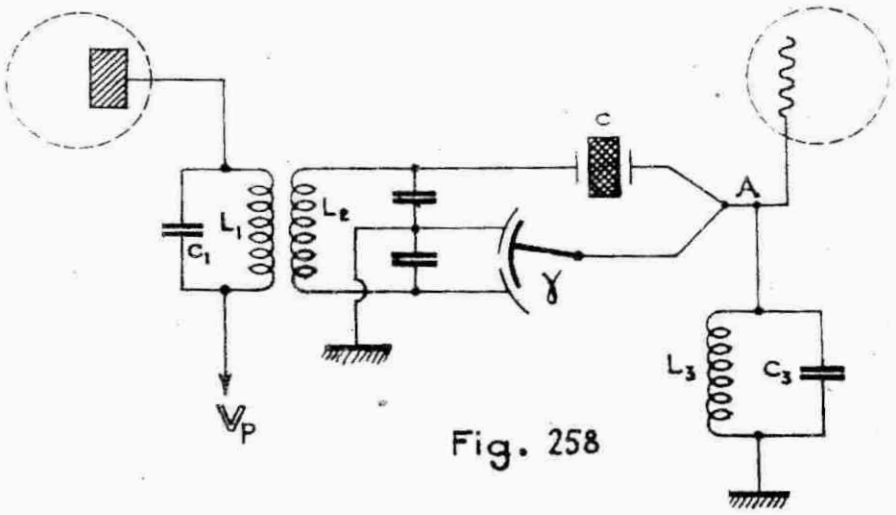


Fig. 258

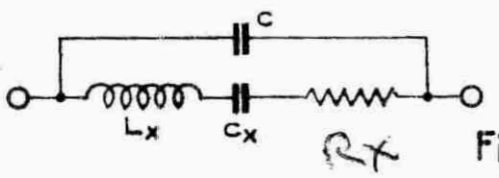


Fig. 259

270 _ Si la capacité C n'existait pas, il suffirait de connecter le quartz comme l'indique la fig. 260, pour réaliser une cellule de filtre passe-bande du type circuit résonnant en série, circuit antirésonnant en dérivation (Chap. II _ § 458).

Le filtrage obtenu au moyen d'une pareille cellule de filtre est très poussé à cause du coefficient de surtension élevé du circuit $L_x C_x R_x$.

La capacité C en shunt sur le circuit $L_x C_x R_x$ vient,

---

(1) Pour un échantillon de quartz donné, résonnant sur 500 kcs, on aurait, par exemple, comme ordre de grandeur :

$L_x = 10$ H, $C_x = 0{,}01$ µµF et $R_x = 1500\ \Omega$,

ce qui correspondrait, d'ailleurs, à un coefficient de surtension $Q = 20000$.

en pratique, modifier ces résultats, mais c'est justement le rôle de la capacité γ de neutraliser cette capacité C, en introduisant en A (fig. 258) un courant HF exactement en opposition avec celui qui passe à travers le condensateur C.

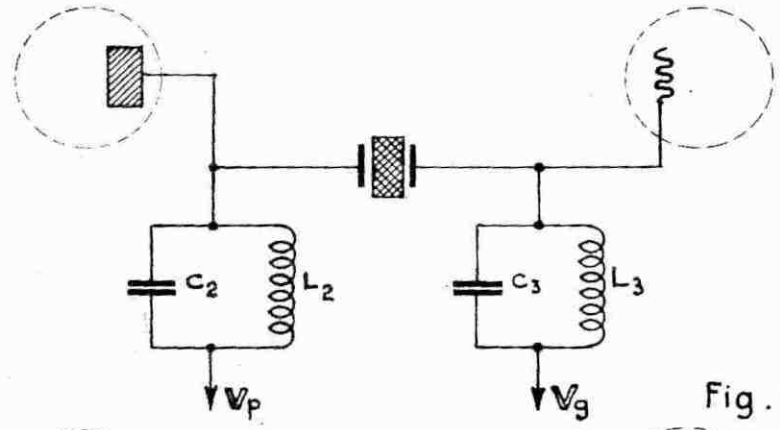


Fig. 260

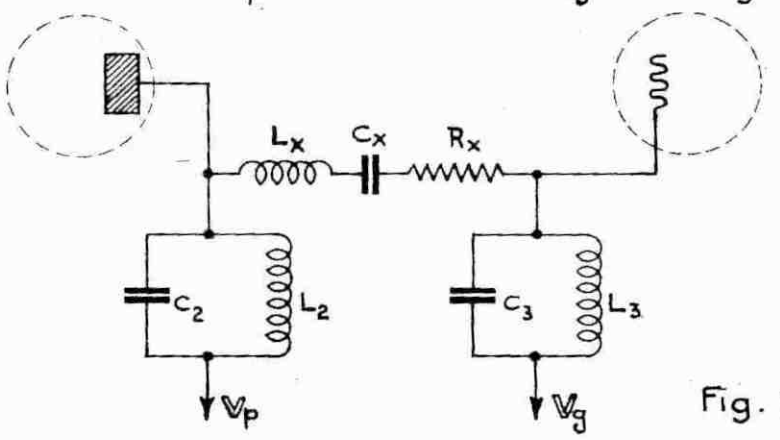


Fig. 261

Le condensateur γ étant ainsi ajusté, on obtient une courbe de sélectivité très aigüe et <u>symétrique</u> par rapport à la fréquence f_i.

271 _ En fait, la sélectivité obtenue dépend de la résistance apparente $R'_3 = \frac{L_3}{R_3 C_3}$ du circuit antirésonnant $L_3 C_3$ ainsi qu'on peut s'en rendre compte aisément.

Pour les pulsations immédiatement voisines de la résonance du quartz, l'impédance du circuit antirésonnant $L_3 C_3$ se réduit sensiblement à la résistance $R'_3 = \frac{L_3}{R_3 C_3}$, de sorte que le schéma du système est équivalent à celui représenté par la fig. 262.

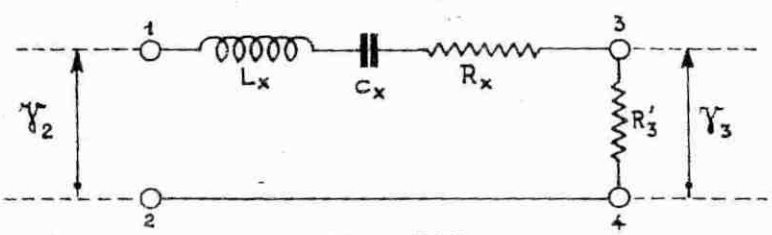


Fig. 262

Nous admettrons que l'amplitude de la tension V_2 appliquée est indé-

pendante du courant absorbé par le système .

L'impédance d'entrée est :

$$\left| R'_3 + R_x + j X_x \right| = \sqrt{(R'_3 + R_x)^2 + X_x^2} .$$

Le gain du système est évidemment :

$$g_\omega = \left| \frac{V_3}{V_2} \right| = \frac{R'_3}{\sqrt{(R'_3 + R_x)^2 + X_x^2}}$$

Le gain maximum , obtenu pour une pulsation égale à la pulsation propre du quartz , est :

$$g_{Max} = \frac{R'_3}{R'_3 + R_x} ,$$

d'où le coefficient de sélectivité :

$$S = \frac{g_{Max}}{g_\omega} = \sqrt{1 + \left(\frac{X_x}{R'_3 + R_x} \right)^2}$$

C'est la sélectivité du circuit équivalent au quartz , dans lequel aurait été insérée une résistance supplémentaire égale à R'_3 .

L'examen du diagramme vectoriel des tensions ou des impédances (fig. 263) conduit aux mêmes conclusions .

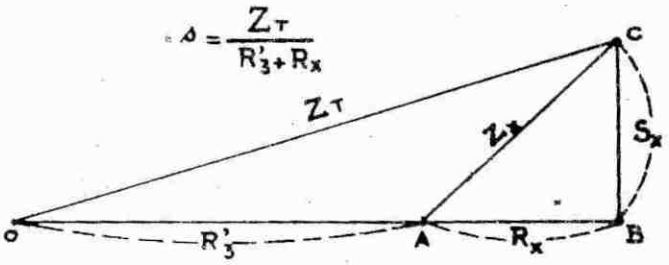


Fig. 263

On peut diminuer R'_3 en intercalant des résistances additionnelles en série dans le circuit $L_3 C_3$ et augmenter ainsi la sélectivité du système .

Le maximum de sélectivité est à peu près obtenu lorsque R'_3 est devenu comparable à R_x , et la sélectivité correspondante est sensiblement celle du circuit équivalent au quartz lui-même .

Il est visible que , simultanément , le gain diminue quelque peu (même dans l'hypothèse où l'amplitude V_2 ne serait pas diminuée par l'abaissement de l'impédance à laquelle elle est appliquée) .

272 – La fig. 264 représente différentes courbes de sélectivité correspondant à diverses valeurs de la résistance additionnelle dans le circuit $L_3 C_3$ de 25 à 2.400 Ω, avec $C_3 = 85\ \mu\mu F$ et $L_3 = 1.140\ \mu H$.

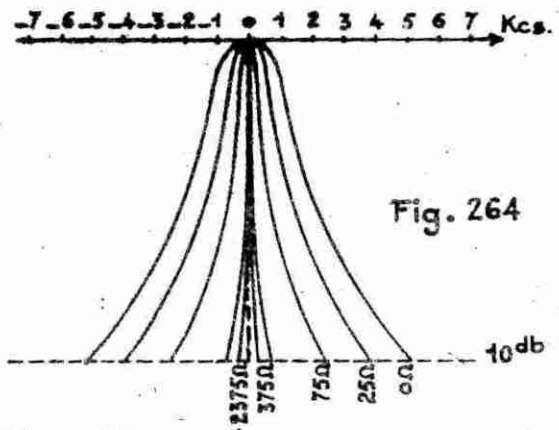


Fig. 264

Utilisation du compensateur γ.

273 – Modifions maintenant le réglage du compensateur γ ; cette opération revient à remettre une petite capacité C (ou plus exactement une réactance, puisqu'elle peut être positive ou négative) aux bornes du circuit $L_x C_x R_x$.

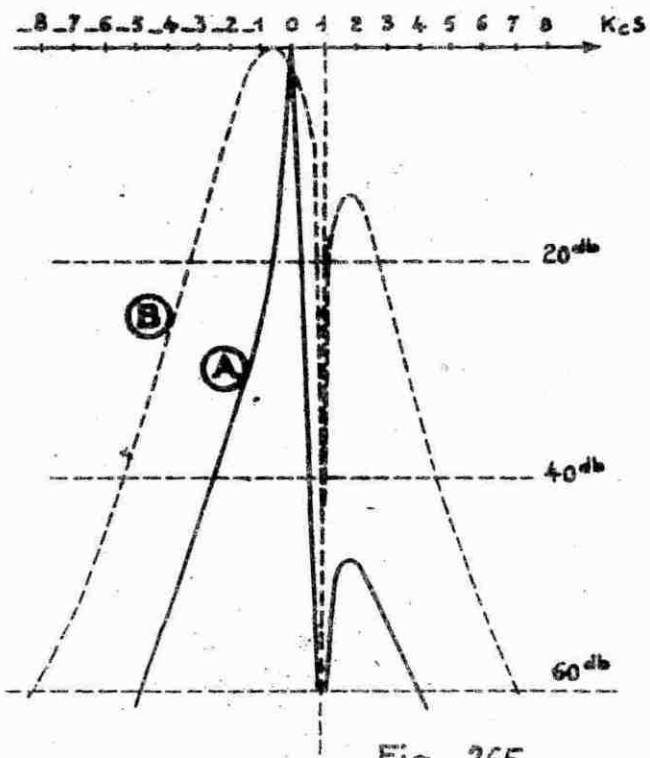


Fig. 265

Or au voisinage de la fréquence de résonance f_i du quartz, la réactance $X_x = L_x \omega = \frac{1}{C_x \omega}$ du circuit $L_x C_x R_x$ est une grandeur positive ou négative qui varie très vite en fonction de la fréquence.

Lorsque cette réactance est égale et opposée à celle provenant du déréglage du compensateur γ, l'ensemble de cette dernière réactance et de X_x, en dérivation, est équivalent à un circuit antirésonnant, d'impédance $\frac{X_x^2}{R_x}$ très élevée puisque le coefficient de qualité du circuit $L_x C_x R_x$ est très élevé. A ce moment, au lieu d'avoir une fréquence passante, on a une fréquence affaiblie, et d'autant

plus affaiblie que le rapport de l'impédance série à l'impédance dérivation $L_3 C_3$ est plus grand.

Finalement, la courbe de sélectivité prend l'aspect de la fig. 265, et il suffit de modifier la valeur de γ, de part et d'autre de la valeur donnant la neutrodynation exacte, pour amener sur telle valeur que l'on veut, la fréquence d'affaiblissement maximum.

La courbe de sélectivité (A) de la fig. 265 correspond au maximum de sélectivité du système, la fréquence de réjection étant réglée à 1 kilocycle au dessus de l'accord.

Pour des sélectivités moins aigües, obtenues en <u>diminuant</u> la grandeur des résistances insérées dans le circuit $L_3 C_3$, on aurait obtenu des courbes plus larges, telles que la courbe (B) de la même figure 265.

VII. Les étages d'amplification à basse fréquence.

281 - Comme on l'a déjà vu au § 35 ci-dessus, le détecteur ne donne généralement pas le niveau de tension BF, ni, en tous cas, la puissance suffisante pour actionner l'appareil d'utilisation. Il est donc encore nécessaire d'amplifier. Cette amplification à basse fréquence peut être une amplification sélective, soit une amplification apériodique.

Amplification sélective.

282 - Quand la modulation du signal est une modulation sinusoïdale pure, ou ne comprenant qu'une bande étroite de fréquences BF autour d'une fréquence principale $\frac{\Omega}{2\pi}$, comme c'est le cas avec une transmission télégraphique en ondes modulées à la fréquence $\frac{\Omega}{2\pi}$, ou entretenues pures reçues par la méthode hétérodyne avec une note de battement de hauteur $\frac{\Omega}{2\pi}$, on se trouve dans un cas analogue à celui de l'amplification HF ou MF précédemment étudiée. La seule différence réside dans la grandeur des fréquences mises en jeu.

Amplification en tension.

283 - Pour l'amplification en tension, on peut, en particulier, faire usage :

1° : d'étages d'amplification par circuits antirésonnants de plaque (Chap. III - § 125)

L'amplification par étage est alors :

$$g = \frac{s R''}{1 + \frac{R''}{\rho}} ,$$

s étant la pente du tube, ρ sa résistance interne et R'' la résistance d'antirésonance du circuit oscillant utilisé.

La sélectivité est celle du circuit oscillant supposé amorti par la résistance interne ρ en dérivation sur le circuit.

2° : <u>d'un transformateur à primaire apériodique et secondaire accordé</u> (Chap. III _ § 146).

Au couplage optimum ($M\omega = \sqrt{R_2 \rho}$) l'amplification par étage est :

$$g = \frac{\mu}{2} \sqrt{\frac{R''_2}{\rho}} = \frac{s}{2} \sqrt{R''_2 \rho} .$$

Dans le cas où le couplage optimum ne peut être atteint (lampes à très fortes résistances internes) on a sensiblement :

$$g = s R''_2 \times \frac{M}{L_2} ,$$

L_2 R_2 et R''_2 étant respectivement la self, la résistance série et la résistance d'antirésonance du circuit secondaire. M est le coefficient d'induction mutuelle entre les selfs primaire et secondaire.

La sélectivité est celle du circuit secondaire amorti par le primaire supposé fermé sur la résistance interne du tube utilisé (Chap. III _ § 147).

3° : <u>d'un transformateur à primaire et secondaire accordés</u>

Pour deux circuits identiques ayant un degré de couplage égal à n, le gain est :

$$g = \frac{s}{2} R'' \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\rho}{R''}}} \frac{2n}{n^2 + 1} .$$

Quant à la sélectivité du système, on a vu, notamment au § 262 ci-dessus, qu'on avait la possibilité de lui faire subir des modifications importantes en agissant sur le couplage du circuit primaire

avec le secondaire .

Amplification de puissance .

284 _ Le problème de l'étage de sortie consiste à adapter l'impédance d'utilisation $Z = R + jX$ à la lampe utilisée . Cette impédance est d'ailleurs une grandeur fixe , puisque la pulsation Ω elle-même est fixe . On se trouve donc dans le même cas que celui de l'étage de puissance d'un émetteur HF . Ce problème a été complètement traité au Chap. III (§ 201 à 292) .

Amplification apériodique fidèle .

285 _ Les conditions du problème de l'amplification basse fréquence sont beaucoup plus difficiles lorsqu'il s'agit d'amplifier un courant complexe comportant des composantes de fréquences très différentes les unes des autres .

Dans le cas d'une modulation quelconque , où la tension v à amplifier serait une fonction quelconque $v(t)$ du temps , l'intégrale de Fourier (Chap. I_a - § 181) montre que cette fonction peut être regardée comme la somme d'un très grand nombre de composantes sinusoïdales pures de fréquences diverses réparties de zéro à $+\infty$.

Toutes ces composantes ne se retrouvent pas dans le courant détecté fourni par l'étage détecteur , et cela pour beaucoup de raisons :

_ d'abord , une partie importante de ces composantes se trouve déjà éliminée par les dispositifs du poste d'émission ainsi qu'il résulte du Chap. IV .

_ ensuite la sélectivité des organes HF et MF qui précèdent le détecteur a pour effet d'affaiblir et , pratiquement , de supprimer les composantes supérieures à une certaine limite correspondant à la demi-largeur de la bande passante .

- enfin, la constante de temps du détecteur et, plus spécialement, du système de filtrage chargé de dégager la composante détectée, intervient pour affaiblir ou supprimer encore certaines composantes de la modulation.

286 _ Dans le cas d'une modulation téléphonique, l'expérience montre qu'il est nécessaire de conserver et de reproduire uniformément toutes les composantes comprises dans la bande qui va de 50 à 10.000 cycles par seconde.

Dans ce qui va suivre, nous supposerons que ces composantes sont intégralement conservées dans la tension appliquée à l'entrée de l'amplificateur BF, et nous étudierons les dispositions à prendre pour que celles-ci soient fidèlement amplifiées par l'amplificateur BF. Cette fidélité, comme il a été dit au § 18 ci-dessus, est la qualité d'une amplification qui serait dénuée :

- de distorsion non-uniforme
- de distorsion d'harmoniques
- de distorsion non-linéaire.

Amplification en tension.

287 _ Deux modes de liaisons entre étages sont utilisés concurremment pour l'amplification basse fréquence en tension :

- l'amplification à résistances
- l'amplification à transformateurs (apériodiques).

Comme on le rappellera plus loin, pour obtenir une amplification qui ne tombe pas trop vite dans le domaine des fréquences graves, il est nécessaire que les transformateurs BF soient employés avec des lampes de résistances internes relativement basses (10.000 Ω, par exemple). Ceci conduit à utiliser des lampes présentant des capacités grille = plaque non négligeables. Il s'en suit, d'après ce que l'on a vu au Chap. III

(§ 351) des risques d'amorçages d'oscillations, surtout si l'amplification à réaliser est importante.

L'amplification à résistances, au contraire, s'adapte particulièrement bien à des lampes de très fortes résistances internes (pentodes HF par exemple). L'inconvénient est que ces lampes amènent de la distorsion non-linéaire (ou d'amplitude) dès que l'amplitude des oscillations amplifiées devient un peu notable.

Enfin, au point de vue des prix de revient, le montage à résistances est évidemment beaucoup plus économique que le montage à transformateur.

a) Amplification à résistances.

288 - Ce qui a été dit au § 164 à propos de l'amplification HF à résistances s'applique à l'amplification BF ; en particulier, l'expression du gain obtenu par étage est encore :

$$g = s \frac{Z_p}{\left| 1 + \frac{Z_p}{\rho} \right|}$$

Z_p étant l'impédance résultante de la résistance de plaque R_p et des capacités parasites en dérivation (capacités de la plaque de la première lampe et de la grille de la seconde vis-à-vis de la masse, capacités des connexions, etc ...). On a donc, en désignant par C cette capacité résultante :

$$\frac{1}{Z_p} = \frac{1}{R_p} + j C \omega .$$

d'où, finalement, l'expression de l'amplification de l'étage :

$$g = \mu \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{\rho}{R_p}\right)^2 + \left(\rho C \omega\right)^2}} = s \frac{R_p}{\sqrt{\left(1 + \frac{R_p}{\rho}\right)^2 + \left(R_p C \omega\right)^2}}$$

qui se ramène, dans le cas d'une lampe à résistance interne ρ beaucoup plus élevée que $|Z_p|$, à :

$$g = s R_p \frac{1}{\sqrt{1 + R_p^2 C^2 \omega^2}} .$$

L'amplification maximum est obtenue vers les basses fréquences, le deuxième carré sous le radical étant alors négligeable devant le premier. On a :

$$g_1 = s R_p \frac{1}{1 + \frac{R_p}{\rho}} ,$$

Au contraire, le gain est minimum pour la fréquence la plus élevée, en sorte que le rapport du gain maximum g_1 au gain minimum g_2 est dans la formule :

$$\frac{g_1}{g_2} = \sqrt{1 + \left(\frac{R_p C \omega}{1 + \frac{R_p}{\rho}} \right)^2} ,$$

qui devient, lorsque l'on a $\rho \gg R_p$:

$$\frac{g_1}{g_2} = \sqrt{1 + (R_p C \omega)^2} .$$

L'une ou l'autre de ces deux dernières équations, selon le cas, détermine le maximum admissible pour R_p quand C et ρ sont connus, pour un rapport $\frac{g_1}{g_2}$ donné des gains extrêmes.

Valeur de la capacité de liaison.

289 - On doit aussi veiller à donner une valeur suffisante à la capacité de liaison γ dont la réactance $\frac{1}{\gamma \omega}$ doit être faible devant l'impédance constituée par la résistance de fuite r et la capacité grille - masse de la seconde lampe ; d'où la condition :

$$\frac{1}{\gamma \omega} \ll \frac{1}{\left| \frac{1}{r} + j C \omega \right|} \quad \text{c'est-à-dire} \quad \gamma \omega \gg \sqrt{C^2 \omega^2 + \frac{1}{r^2}}$$

Amplification par transformateurs apériodiques.

291 - L'amplification BF en tension par transformateurs a été étudiée au Chap. III (§ 175). On a vu, en particulier, que ces transformateurs étaient toujours des transformateurs à noyaux ferro-magnétiques ; afin d'obtenir des forces électromotrices d'induction $M\omega I$ suffisantes, il est en effet nécessaire d'augmenter M au fur et à mesure que ω décroît.

Par ailleurs la présence du fer risque d'introduire des difficultés qui n'existent pas avec les transformateurs sans fer :

- d'une part, le fer est le siège de pertes supplémentaires -

- d'autre part, il est une cause de distorsion d'harmoniques et de distorsion d'amplitude.

292 - On a vu (Chap. III - § 178) que la courbe de réponse de l'étage $V_2 = f(\omega)$ présentait en principe deux maxima, l'un, correspondant à la résonance parallèle (pulsation ω_p) l'autre, à la résonance série ou résonance de fuite (ω_s) du transformateur.

On atténue le premier maximum (ω_p) jusqu'à le rendre pratiquement insensible en faisant usage de tubes à faibles résistances internes ($\rho = 10.000\ \Omega$ par exemple) ; en même temps est améliorée la réponse dans la partie la plus basse de la bande de fréquences à amplifier.

D'autre part, on repousse la résonance série à l'autre extrémité de la bande en réduisant convenablement le coefficient de fuite σ du transformateur. On a en effet : $\omega_s = \frac{n}{\sqrt{\sigma L_1 C_2}}$, n étant le rapport du transformateur ($n = \frac{n_1}{n_2}$), L_1 la self-induction primaire et C_2 la capacité secondaire.

Enfin, on limite l'ampleur du maximum dû à la

résonance série en augmentant la résistance R_2 du circuit secondaire. On prendra, par exemple, un coefficient de surtension égal à l'unité :

$$\frac{\sigma L_1 \omega_s}{\rho + R_1 + n^2 R_2} = 1 \quad .$$

Si on adopte pour la bande utile du transformateur, la bande ω_1 ω_2,

- où ω_1 est la pulsation pour laquelle la réactance primaire $L_1 \omega_1$ est égale à la résistance primaire $R_1 + \rho$ (le gain correspondant est alors $\frac{\mu}{n} \times \frac{1}{\sqrt{2}} = 0{,}7 \frac{\mu}{n}$),

- et ω_2 est la pulsation de la résonance série $\omega_2 = \omega_s$, on a la relation $\frac{\omega_1}{\omega_2} = \sigma$, dans l'hypothèse où le coefficient de surtension correspondant à la résonance série a été réglé de manière à être égal à 1.

Le coefficient de fuite mesure le rapport des fréquences extrêmes de la bande utile du transformateur.

293 - Dans la capacité C_2 apparente aux bornes du secondaire il faut faire entrer non seulement la capacité d'entrée de la lampe attaquée par le transformateur, et la capacité propre de l'enroulement secondaire, mais encore l'effet de la capacité C existant entre le primaire et le secondaire ; en d'autres termes, il faut remplacer la capacité C_2 (capacité propre de l'enroulement secondaire + capacité d'entrée de la lampe) par :

$$C'_2 = C_2 + \frac{1}{2}(1 + n)^2 C \ ,$$

n est le rapport $\frac{n_1}{n_2}$ compté avec le signe + si le coefficient d'induction mutuelle M entre primaire et secondaire est positif, et avec le signe - si M est négatif.

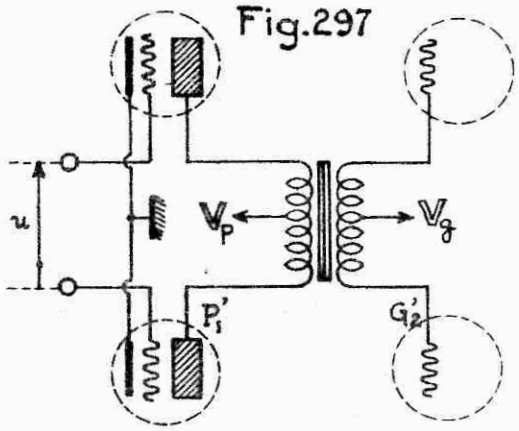
294 - En ce qui concerne les pertes dans le fer on a

vu au Chap. III (§ 187) que ces pertes étaient maxima pour les plus basses fréquences de la bande transmise mais qu'il suffisait, en pratique, pour en tenir compte, avec de bons transformateurs, de majorer un peu les coefficients de sécurité adoptés dans la détermination du poste.

Emploi du montage symétrique.

297 – Le mode d'amplification par transformateurs s'adapte immédiatement au montage symétrique. Il suffit, en effet, d'utiliser un transformateur comportant une prise médiane au primaire et une autre au secondaire (fig. 297). Dans ces conditions, les ampères-tours, continus produits par les courants moyens de plaque des deux premières lampes (ou les courants de repos puisque l'on est en classe A) neutralisent leur action dans le circuit magnétique du transformateur ; celui-ci travaille donc avec sa perméabilité maxima (Chap. III – § 188). A condition que les deux enroulements (primaire et secondaire) soient symétriquement construits, par exemple selon le schéma de la fig. 298, les capacités réparties et mutuelles sont égales pour les deux lampes et les tensions recueillies aux bornes des deux demi-secondaires sont exactement opposées, quelle que soit la fréquence.

Fig.297



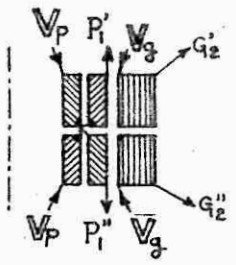


Fig.298

Passage du montage non-symétrique au montage symétrique.

298 - Le transformateur BF est tout indiqué pour passer du montage non-symétrique au montage symétrique, puisqu'il suffit d'un secondaire à prise médiane. Mais on n'a évidemment pas le bénéfice de la neutralisation des ampères-tours continus dans le fer du transformateur.

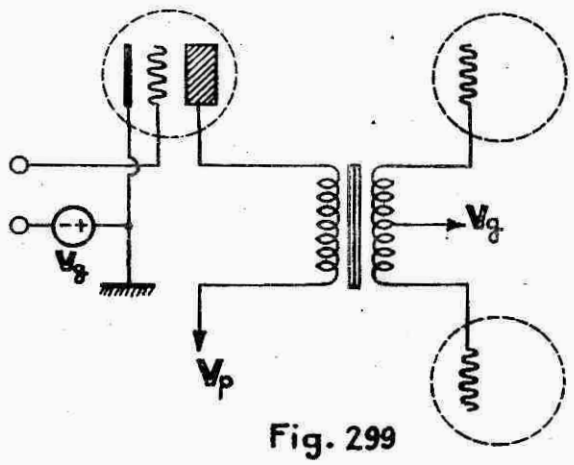


Fig. 299

Montages utilisant seulement des résistances.

Dans les montages d'amplification à résistances, deux solutions sont possibles :

299 - ou bien on fait usage d'une lampe supplémentaire L, dite lampe de déphasage (fig. 300) dont la résistance R est réglée de telle façon que le gain de l'étage déphaseur soit égal à 1.

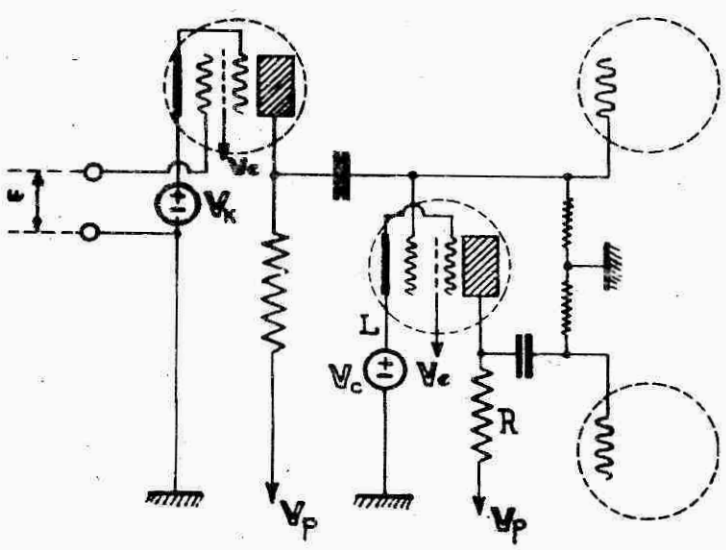


Fig. 300

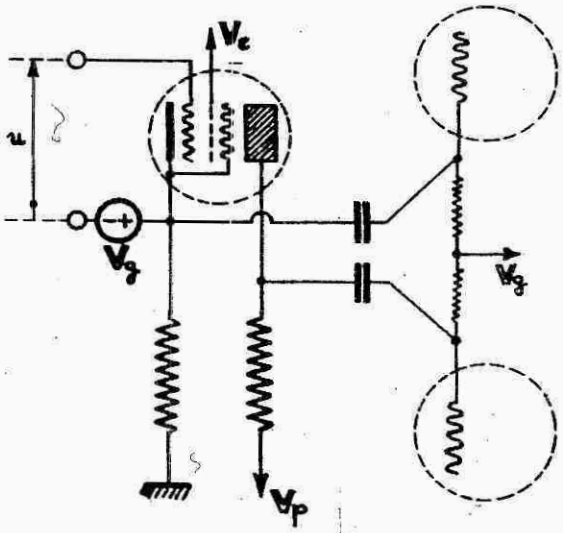


Fig. 301

300 - - ou bien on utilise le montage dit cathodyne (fig. 301), dans lequel la résistance de charge de la lampe amplificatrice est partagée en deux parties égales, dont l'une est insérée entre la masse et la cathode, l'autre entre la tension anodique et la plaque. La tension d'entrée est appliquée entre la grille et la cathode avec interposition de la polarisation V_g de grille nécessaire. Cette disposition a l'inconvénient de porter l'ensemble de la source qui fournit la tension d'entrée au potentiel variable à basse fréquence de la cathode. Il faut donc que la source puisse s'adapter à cette condition. On peut encore connecter la source entre la masse et la grille, l'amplification est alors notablement réduite à cause de l'effet de contre-réaction d'intensité qui intervient alors (voir § 375 ci-après).

Amplification de puissance .

311 - Il s'agit maintenant d'alimenter l'appareil d'utilisation en lui fournissant la puissance nécessaire à son fonctionnement.

Pratiquement le problème consiste à obtenir une puissance utile aussi grande et surtout aussi constante que possible pour une amplitude constante de l'excitation de grille, quand la fréquence varie d'une extrémité à l'autre de la bande de fréquences à amplifier.

En raison de la condition de fidélité à respecter, et, en particulier, afin de ne pas introduire de distorsion non-linéaire ou d'amplitude, les deux seuls fonctionnements possibles sont la classe A linéaire (Chap. III - § 201) et la classe B symétrique (Chap. III - § 465).

Le problème est, en général, rendu compliqué par le fait que l'impédance d'utilisation est une grandeur $Z = R + jX$ qui varie dans des proportions appréciables avec la fréquence. Nous le simplifierons en supposant, pour commencer, que l'impédance d'utilisation demeure constante et égale à une résistance pure R. On se trouve alors ramené au cas du Chap. III - § 201 à 236, où l'on a traité la question de l'adaptation à une résistance pure R.

Fonctionnement en classe A linéaire .

312 - On a vu, en particulier, au § 203 du Chap. III que lorsque la résistance d'utilisation R était du même ordre de grandeur que la résistance ρ du tube utilisé, il suffisait, en régime A, d'embrocher l'appareil d'utilisation directement dans le circuit de plaque, en prenant, le cas échéant, les précautions nécessaires pour dériver, hors de cet appareil, la composante continue du courant de plaque. Dans la mesure où ce filtrage (filtre passe-haut) ne vient pas affaiblir les composantes les plus basses de la bande à passer, l'intensité I, et par suite la puissance $\frac{RI^2}{2}$ délivrée à l'appareil

d'utilisation, sont indépendantes de la fréquence pour une amplitude donnée de l'excitation de grille.

313 – Lorsque les résistances R et ρ sont très différentes, un organe d'adaptation est indispensable, sous peine de ne recueillir qu'une puissance minime dans l'appareil d'utilisation ; cet organe d'adaptation ne peut être qu'un transformateur (ou un auto-transformateur) apériodique, étant donné qu'il s'agit d'amplifier aussi uniformément que possible une bande étendue de fréquences.

Comme le transformateur utilisé comporte toujours des fuites magnétiques et une admittance primaire (à vide) non négligeables, l'amplification obtenue pratiquement n'est pas constante tout au long de la bande.

On a vu au Chap. III (§ 212) qu'à excitation de grille d'amplitude constante, cette amplification était maximum pour une certaine pulsation ω_{Max} définie par la relation :

$$\omega_{Max}^2 = \frac{n^2 R \rho}{\sigma L_1^2}$$

où n est le rapport $\frac{n_1}{n_2}$ du transformateur, σ son coefficient de fuite, et L_1 la self-induction du primaire.

D'autre part, si on désire que l'affaiblissement soit le même aux deux pulsations extrêmes ω_1 et ω_2 de la bande à amplifier, on a vu que ces deux pulsations devaient avoir pour moyenne géométrique la pulsation ω_{Max} d'amplification maximum : $\omega_1 \omega_2 = \omega_{Max}^2$.

Enfin, la valeur de l'affaiblissement aux extrémités de la bande (pulsation ω_1 ou ω_2) est :

$$\frac{I_{2\,Max}}{I_{2\,Min}} = \sqrt{1 + \sigma \frac{\omega_2}{\omega_1} \frac{n^2 R \rho}{n^2 R + \rho}} .$$

314 – Dans le cas habituel, on recherchera à obtenir non pas le maximum de puissance pour un minimum d'excitation de

grille, mais le maximum de puissance susceptible d'être délivrée pour une lampe donnée, quitte à augmenter l'excitation de grille indispensable, ce qui n'a aucune importance puisque c'est là une simple question d'amplification préalable " en tension ".

Comme on l'a vu au Chap. III (§ 231) ce maximum de puissance est obtenu lorsque l'impédance de charge de la lampe (c'est-à-dire l'impédance apparente aux bornes d'entrée du système d'adaptation quand il est relié à l'appareil d'utilisation) est une résistance R_p égale à deux fois la résistance interne de la lampe :

$$R_p = 2\rho .$$

315 – Dans le cas de l'adaptation par transformateur de rapport $n = \frac{n_1}{n_2}$, la condition ci-dessus s'écrit :

$$n^2 R = 2\rho ;$$

la formule du § 212 donnant la valeur de la self-induction primaire L_1 de ce transformateur

$$L_1 = \frac{n\sqrt{R\rho}}{\omega_{Max}\sqrt{\sigma}}$$

devient :

$$L_1 = \frac{\rho\sqrt{2}}{\omega_{Max}\sqrt{\sigma}}$$

et l'affaiblissement aux extrémités de la bande :

$$\frac{I_{2\,Max}}{I_{2\,Min}} = \sqrt{1 + \sigma\,\frac{\omega_2}{\omega_1}\,\frac{n^2 R\rho}{(n^2 R + \rho)^2}}$$

devient, de même :

$$\frac{I_{2\,Max}}{I_{2\,Min}} = \sqrt{1 + \frac{2}{9}\,\sigma\,\frac{\omega_2}{\omega_1}} .$$

Supposons, par exemple, que la bande de fréquence s'étende de 30 à 10.000 périodes par seconde ;

$$\omega_1 = 2\pi \times 30 \quad , \quad \omega_2 = 2\pi \times 10000 \ .$$

On a :

$$\frac{\omega_2}{\omega_1} = \frac{f_2}{f_1} = \frac{10.000}{30} = 333$$

et $\omega_{Max} = \sqrt{\omega_1 \omega_2} = 2\pi \sqrt{f_1 f_2} = 2\pi \times 550 = 3450$ radians par seconde.

Il s'en suit que :

$$L_1 = \frac{\rho\sqrt{2}}{3450\sqrt{\sigma}} = \frac{\rho}{2450\sqrt{\sigma}}$$

et :

$$\frac{I_{2\,Max}}{I_{2\,Min}} = \sqrt{1 + \frac{2}{9} \times 333\,\sigma} = \sqrt{1 + 75\,\sigma}$$

La régularité sera d'autant meilleure que σ sera plus faible: Avec $\sigma = 10^{-2}$, on aura, par exemple :

$$\frac{I_{2\,Max}}{I_{2\,Min}} = \sqrt{1{,}75} = 1{,}32 \quad \text{et, } (\text{pour } \rho = 2000^{\Omega})\ L_1 = \frac{2000}{245} = 8{,}2^{\text{Henrys}}$$

avec $\sigma = 10^{-3}$, on aurait, au contraire :

$$\frac{I_{2\,Max}}{I_{2\,Min}} = \sqrt{1{,}075} = 1{,}037 \text{, mais } (\rho = 2000^{\Omega}) : L_1 = \frac{2000\sqrt{10}}{245} = 26^{\text{Henrys}}$$

Cas où l'étage de puissance est constitué au moyen d'une pentode.

318 – La condition de la résistance de charge R_p égale à 2ρ ne s'applique qu'au cas des triodes. On a vu, en effet, au Chapitre III que dans le cas des pentodes il n'est généralement plus possible de placer sur le réseau de caractéristiques statiques de la lampe (fig. 318) une caractéristique dynamique $\alpha\beta$ de pente $\frac{-1}{2\rho}$ qui rencontre les limites [3] et [6] dans limites pratiques admissibles ($0 < v_p < v_{p\,Max}$). La caractéristique dynamique donnant le maximum

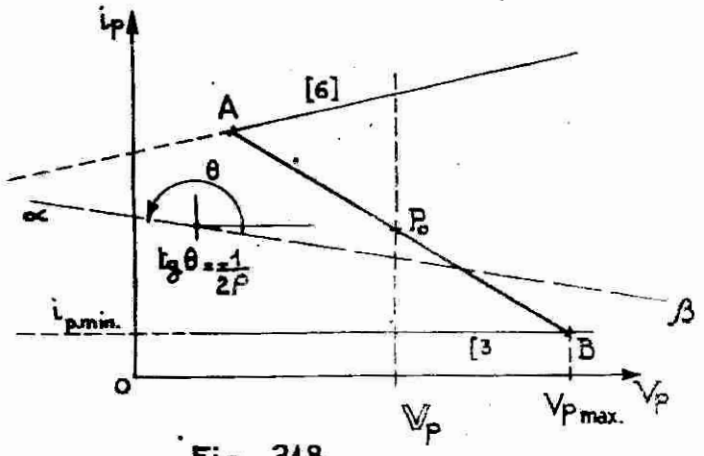


Fig. 318

de puissance est une certaine droite AB partant du point $V_{p\,Max}$, $i_{p\,Min}$ et allant jusqu'à la rencontre d'une des limites [4][5] ou [6] .

Pour que la linéarité soit respectée , il faut que cette droite AB soit coupée à des intervalles égaux par les différentes caractéristiques statiques correspondant à des tensions de grilles choisies en progression arithmétique .

319 _ Quelle que soit sa position , cette droite de puissance maximum définit la résistance de charge optima R_p . Cette résistance est toujours inférieure à ρ ; souvent même , le rapport R_p est très élevé . En ce cas , comme on l'a vu au Chap. III _ § f le courant I_2 dans l'appareil d'utilisation est donné par l'expression simplifiée :

$$I_2 = \frac{n\,s\,U}{\sqrt{1 + \left(\frac{n^2 R}{L_1 \omega} - \frac{\sigma L_1 \omega}{\rho}\right)^2}}$$

ω_1 étant la pulsation la plus basse de la bande à amplifier , et ω_2 la plus , on déterminera L_1 de manière que la quantité $\frac{n^2 R}{L_1 \omega_1}$ soit petite tout en conservant à $\frac{\sigma L_1 \omega_2}{\rho}$ une valeur négligeable .

L'expression ci_dessus de I_2 montre que , dans l'hypothèse considérée ($n^2 R \ll \rho$ et $\frac{n^2 R}{L_1 \omega} \ll 1$), l'amplitude I_2 est sensiblement indépendante de la résistance de charge $R_p = n^2 R$.

Vis_à_vis d'une résistance de charge variable, la penthode se comporte comme une source d'<u>intensité</u> d'<u>amplitude constante</u> . Par

contre l'amplitude de la tension aux bornes est variable puisqu'elle est proportionnelle à la résistance elle-même.

En pratique, avec les pentodes BF courantes, de puissance intermédiaire, le rapport $\frac{\rho}{n^2 R}$ n'est pas très considérable, et le fonctionnement est entre celui de la triode et de la pentode à haute résistance interne.

On reviendra ultérieurement, à l'occasion de l'étude des appareils d'utilisation, sur le fonctionnement de l'étage de puissance lorsque l'impédance de charge est variable avec la fréquence.

Fonctionnement en grilles positives.

321 – On a vu au Chap. III (§ 232) que le fonctionnement en classe A linéaire, à puissance maximum pour une tension de plaque donnée et sans courant de grille procurait un rendement au plus égal à 25 %.

On peut augmenter le rendement et en même temps la puissance utile fournie par la lampe, toujours dans le régime linéaire, en ne limitant pas le fonctionnement à la caractéristique statique correspondant à la tension de grille $V_g = 0$, mais en laissant, au contraire, le point de fonctionnement pénétrer dans le domaine des tensions de grille positives jusqu'à la limite de linéarité des caractéristiques (limites [5] de la fig. 217 du Chap. III).

La particularité de ce régime, appelé régime A_2 [par opposition au régime A_1 qui désigne spécialement le fonctionnement sans courant de grille] est qu'il provoque, par suite du courant de grille, une charge très appréciable de la source fournissant l'excitation de grille de la lampe. Au surplus, comme on l'a vu au Chap. III – § 345, cette charge a le défaut capital de ne pas demeurer constante au cours d'un cycle de l'excitation. On est donc obligé de prendre des précautions particulières pour éviter une déformation de la

courbe de la tension d'excitation en fonction du temps, et l'apparition d'une distorsion d'harmoniques. Par ailleurs, la charge moyenne au cours d'un cycle est elle-même très variable avec l'amplitude. La déformation de la courbe de v_g tend donc à s'accentuer quand l'amplitude croît. De la distorsion non-linéaire risque de s'ajouter à la distorsion d'harmoniques.

La méthode employée pour éviter ces distorsions consiste à shunter le circuit qui fournit l'excitation de grille, par une résistance pure déterminée de telle façon qu'elle consomme à elle seule une puissance notablement supérieure à la puissance de pointe consommée par la grille.

Emploi du montage symétrique en classe A.

325 _ Pour une puissance utile, à fournir à l'appareil d'utilisation, donnée, il y a avantage à utiliser deux tubes identiques de puissance unitaire moitié, au lieu d'un seul, et à les monter en symétrique conformément au schéma de la fig. 325.

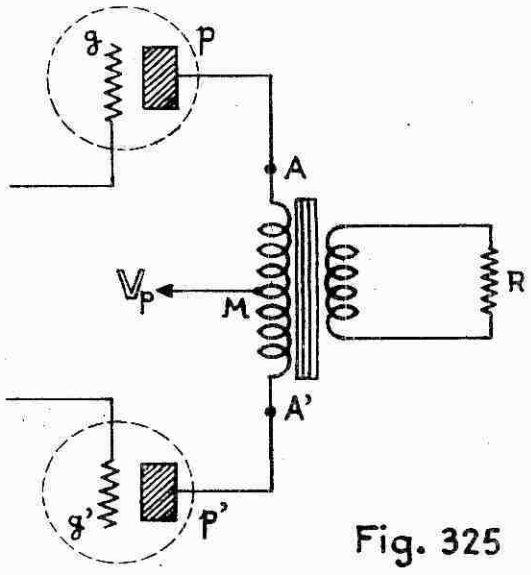


Fig. 325

Les grilles g et g' des deux lampes sont alimentées en opposition de phase (par exemple au moyen d'un transformateur à secondaire symétrique comportant une prise médiane), et le transformateur d'adaptation est un transformateur à primaire symétrique dont la prise médiane est reliée à la borne positive de la source de tension anodique V_p.

Comme on l'a vu au § 458 du Chap. III, le rapport total du transformateur $n = \frac{n_1}{n_2}$ doit être tel que l'on ait : $n^2 R = 2 R_p$.

R_p étant la résistance de charge optimum d'une lampe, et R la valeur de la résistance d'utilisation.

326 _ Comme dans l'amplification en tension, le montage symétrique procure l'avantage important de faire disparaître l'effet défavorable de la composante continue du courant de plaque dans le circuit magnétique du transformateur. Ces transformateurs travaillant avec une perméabité effective maximum peuvent donc être établis sous un volume et un encombrement moindre que les transformateurs destinés à fonctionner en montage non-symétrique.

327 _ Enfin, dans le cas où la linéarité du fonctionnement n'est pas complètement respectée (elle ne l'est jamais absolument, en pratique) le montage symétrique possède la propriété d'éliminer automatiquement tous les harmoniques d'ordre pair résultant du fonctionnement non-linéaire des lampes.

Evidemment, il reste les harmoniques impairs dont l'effet est beaucoup plus sensible sur l'oreille.

Montage symétrique en classe B.

331 _ Le véritable avantage du montage symétrique est qu'il permet d'obtenir, <u>en classe B</u>, <u>un fonctionnement linéaire</u>, donc exempt de distorsion d'amplitude, et d'harmoniques, et par conséquent d'améliorer le rendement dans des proportions appréciables (Chap. III - § 465).

Le rapport à donner au transformateur est, en ce cas, défini par la relation $R_p = \left(\frac{n}{2}\right)^2 R$ ou $n^2 R = 4 R_p$. On voit que ce rapport $n = \frac{n_1}{n_2}$ est <u>$\sqrt{2}$ fois plus grand</u> que le rapport nécessaire dans le fonctionnement en classe A symétrique.

Quant à la valeur du rendement elle peut atteindre 65% pour l'amplitude maxima. Pour une amplitude $I_p < I_{p\,Max}$, le rendement maximum est :

$$n = 0,65 \times \frac{I_p}{I_{p\,Max}} .$$

332 - Dans la pratique, pour éviter les distorsions qui résulteraient de la courbure des caractéristiques statiques dans leur partie inférieure, si on adoptait un point de fonctionnement initial situé sur l'axe des v_p (avec un courant de repos $i_{p.o} = 0$), on est conduit à adopter en réalité le régime AB, c'est-à-dire un fonctionnement mixte passant progressivement du régime A pour les faibles amplitudes, au régime B pour les grandes amplitudes (Chap. III - § 481).

Pour étudier le fonctionnement des lampes dans de telles conditions, on est amené à tracer le réseau des caractéristiques statiques différentielles, parmi lesquelles vient s'inscrire la caractéristique dynamique différentielle du système des deux lampes montées en opposition. De cette dernière courbe on remonte aisément aux caractéristiques dynamiques ordinaires de chacune des deux lampes considérées isolément (Chap. III - § 481). Comme il fallait s'y attendre, on constate que la résistance de charge instantanée (ou la pente de la caractéristique dynamique) passe d'une façon continue de la valeur $\frac{n^2 R}{4}$ (la lampe considérée étant seule en débit) à $\frac{n^2 R}{2}$ quand les deux lampes débitent également, et enfin à $+\infty$ quand le courant de plaque s'est annulé.

Distorsion d'harmoniques produite par l'amplification de puissance.

336 - Le fonctionnement "linéaire", en pratique, n'est

jamais réalisé que d'une façon approximative quand l'amplitude I_p est notable, aussi une certaine distorsion non-linéaire et d'harmoniques plus ou moins importante est-elle toujours introduite dans l'amplification de puissance. Il y a donc lieu de s'assurer que cette distorsion ne dépasse pas certains taux limites établis en fonction du degré de fidelité exigé.

On pourra déterminer :

– soit le taux des harmoniques successifs $\frac{I_{p.2}}{I_{p.1}}$, $\frac{I_{p.3}}{I_{p.1}}$, etc... qui pourront être chiffrés en % de l'amplitude I_{p1} fondamentale $I_{p.1}$.

– soit le taux de distorsion global :

$$D = \frac{\sqrt{I_{p.2}^2 + I_{p.3}^2 + \cdots I_{p.n}^2 + \cdots}}{I_{p.1}}.$$

Trois méthodes pourront être employées :

1° : mesurer directement les amplitudes I_{p1} I_{p2} etc... et même $\sqrt{I_{p.2}^2 + I_{p.3}^2 + \cdots}$ au moyen de systèmes de filtrage appropriés ;

2° : analyser graphiquement la courbe du courant i_p en fonction du temps (voir Chap. I_a § 173) ;

3° : sans avoir à tracer la courbe $i_p = f(t)$, utiliser les intersections de la caractéristique dynamique avec certaines caractéristiques statiques correspondant à des tensions de grille symétriques par rapport à la tension de repos.

Utilisons la 3e méthode en prenant les caractéristiques statiques cotées : V_g, $V_g \pm V_g \frac{\sqrt{2}}{2}$ et $V_g \pm V_g$ (Chap. III – § 490) on se rappelle que l'on a (fig. 336) en particulier :

$$\frac{I_{p2}}{I_{p1}} = \frac{MA + MB - 2MP}{2AB}$$

et

$$\frac{I_{p.3}}{I_{p.1}} = \frac{AB - CD\sqrt{2}}{AB + CD\sqrt{2}}.$$

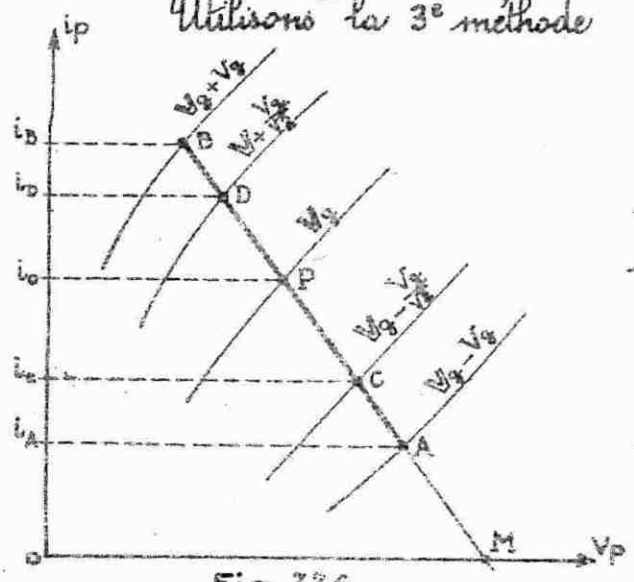


Fig. 336

VIII . L'emploi de la réaction dans les amplificateurs .

351 – Considérons un amplificateur linéaire, dont la lampe d'entrée fonctionne sans courant de grille et appliquons à l'entrée une tension sinusoïdale V_1 de fréquence $f = \frac{\omega}{2\pi}$.

Cet amplificateur débite un courant I_2 sous une tension V_2 dans une certaine impédance d'utilisation .

Puisque le fonctionnement est linéaire , V_2 et I_2 sont liés à V_1 par une relation du premier degré telle que :

$$\mathcal{A}\, V_1 = V_2 + Z\, I_2 \ .$$

Dans cette expression :

1° : $\mathcal{A}$ est le <u>coefficient d'amplification complexe</u> de l'appareil . C'est le rapport des tensions imaginaires $\frac{V_2}{V_1}$ pour une impédance d'utilisation infinie $(I_2 = 0)$.

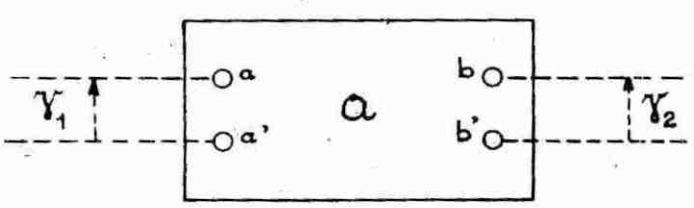


Fig. 351

Le module de $\mathcal{A}$ est égal au rapport correspondant $\frac{V_2}{V_1}$ des amplitudes , quant à son argument , il mesure le décalage de phase de V_2 par rapport à V_1

2° : Z est l'impédance interne de l'amplificateur , c'est-à-dire :

– le rapport $\frac{V_2}{I_2}$ changé de signe , pour V_1 supposé nul (V_2 étant une tension appliquée de l'extérieur) ;

_ ou bien, le rapport $\frac{\text{tension à vide } V_{2,0} = a V_1}{\text{courant de circuit } I_{2,cc} = \frac{a V_1}{Z}}$ à la sortie, pour une même valeur V de la tension appliquée à l'entrée ;

_ ou encore, l'impédance qu'il faut ajouter à l'impédance d'utilisation (Z_2) pour obtenir l'impédance totale $\frac{a V_1}{I_2}$ du circuit équivalent ; en effet $a V_1 = (Z + Z_2) I_2 = \ldots\ldots Z I_2 + V_2$.

La tension de sortie V_2 a pour valeur :

$$V_2 = a V_1 \frac{Z_2}{Z + Z_2} = a V_1 \frac{1}{1 + \frac{Z}{Z_2}} .$$

Dans ce qui va suivre, nous supposerons que cette impédance interne se réduit à une résistance pure $Z = \rho$, comme cela a d'ailleurs lieu généralement (les bornes de sortie bb' désignant par exemple une coupure sur le circuit de plaque de la lampe finale de l'amplificateur ; en ce cas la résistance interne de l'amplificateur se confond avec celle du tube en question).

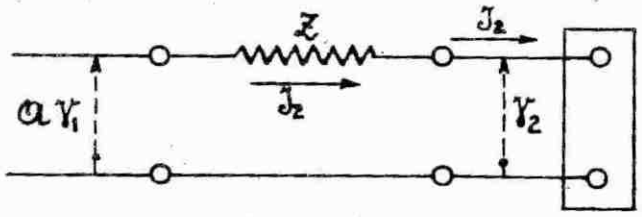


Fig. 352

Lorsque l'amplificateur débite sur une résistance de charge R, la tension V_2 devient :

$$V_2 = \frac{a V_1}{1 + \frac{\rho}{R}} .$$

352 _ Faire de la réaction, c'est ajouter <u>en série</u> avec la tension V_1 une tension auxiliaire V_R ramenée des bornes bb' et proportionnelle :

- soit à V_2 (<u>réaction de tension</u> - fig. 353) ;
- soit à I_2 (<u>réaction d'intensité</u> - fig. 354) ;

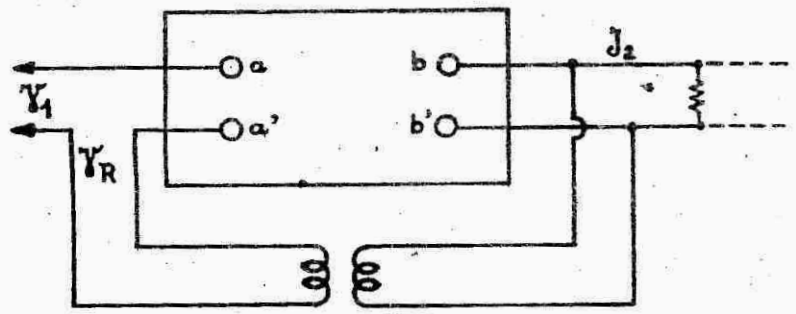


Fig. 353

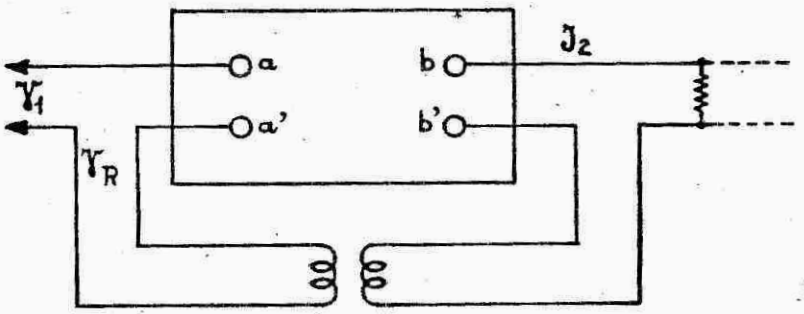


Fig. 354

On utilise, à cet effet, un transformateur, un potentiomètre, etc... $\mathcal{K}$ et $\mathcal{R}$ étant des nombres complexes, on aura, par exemple :
$V_R = \mathcal{K} V_2$ (réaction de tension),
ou $V_R = \mathcal{R} J_2$ (réaction d'intensité).

Dans le cas de la réaction de tension, la tension appliquée à l'entrée de l'amplificateur sera :

$$V_1' = V_1 + V_R = V_1 + \mathcal{K} V_2$$

et l'on aura :

$$V_2 = \left(V_1 + \mathcal{K} V_2 \right) \frac{a}{1 + \frac{\rho}{R}},$$

d'où :

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{a}{1 + \frac{\rho}{R} - \mathcal{K} a} \qquad (1)$$

Dans le cas de la réaction d'intensité, on aura, au contraire :

$$V_2 = R J_2 = \left(V_1 + \mathcal{R} J_2 \right) \frac{a}{1 + \frac{\rho}{R}}$$

d'où l'on tirera :

$$\frac{J_2}{V_1} = \frac{a}{R + \rho - a \mathcal{R}} \qquad (2)$$

En divisant en haut et en bas par ρ, il vient :

$$\frac{J_2}{V_1} = \frac{\frac{\mathcal{A}}{\rho}}{1 + \frac{R}{\rho} - \frac{\mathcal{A}}{\rho}\mathcal{R}} ,$$

ou encore, en désignant par S la pente imaginaire de l'amplificateur :

$$\frac{J_2}{V_1} = \frac{S}{1 + \frac{R}{\rho} - S\mathcal{R}} \qquad (2^{bis})$$

Cette dernière formule est exactement de même forme que la formule (1) relative à la réaction en tension, mais on observera que, dans la formule (2^{bis}), la pente S joue le même rôle que le coefficient d'amplification $\mathcal{A}$ dans la formule (1) et que les conductances $\frac{1}{R}$ et $\frac{1}{\rho}$ y remplacent respectivement les résistances correspondantes R et ρ.

Cette remarque est intéressante car elle permettra, dans ce qui va suivre, de traiter plus spécialement le cas de la réaction en tension, et d'étendre au cas de la réaction d'intensité les résultats obtenus, sous réserve que soient opérées les substitutions nécessaires : $\mathcal{A}$ par S, R par $\frac{1}{R}$, ρ par $\frac{1}{\rho}$, $\mathcal{H}$ par $\mathcal{R}$, $\frac{V_2}{V_1}$ par $\frac{J_2}{J_1}$.

Exemple : Réaction par potentiomètre.

353 - La fig. 355 représente le schéma d'un amplificateur à réaction de tension par potentiomètre.

Si la résistance totale $R_1 + R_2$ du potentiomètre est très grande devant la résistance de charge R de l'amplificateur, le coefficient de réaction $\mathcal{H}$ est donné par l'expression :

$$\mathcal{H} = \pm \frac{R_1}{R_1 + R_2} .$$

C'est un nombre réel dont le signe dépend du sens des

nnexions .

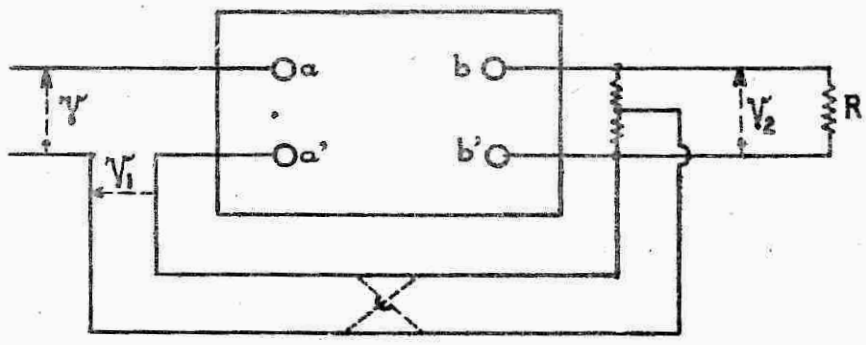


Fig. 355

Au contraire, lorsque la conductance $\frac{1}{R_1 + R_2}$ n'est pas négligeable devant $\frac{1}{R}$, il faut tenir compte de la modification portée à la résistance de charge, laquelle devient R' définie par :

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R} + \frac{1}{R_1 + R_2} .$$

Appelons V_2 la tension aux bornes de la résistance R. On a :

$$V_2 = \frac{V_1 a}{1 + \frac{\rho}{R'} - \mathcal{K} a}$$

$$V_2 = \frac{V_1 a}{1 + \rho \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R_1 + R_2} \right) \pm \frac{R_1 a}{R_1 + R_2}}$$

ou bien : $$V_2 = \frac{V_1 a}{1 + \frac{\rho}{R} + \frac{\rho \pm a R_1}{R_1 + R_2}} .$$

Gain ou affaiblissement dû en propre à la réaction.

354 – La formule (1) du § 352 ci-dessus donne le gain d'un amplificateur avec réaction de tension :

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{a}{1 + \frac{\rho}{R} - \mathcal{K} a} .$$

En l'absence de réaction on aurait obtenu :

$$\frac{V'_2}{V'_1} = \frac{a}{1 + \frac{\rho}{R}}$$

Le gain procuré par la réaction est donc :

$$g_R = \left| \frac{\frac{V_2}{V_1}}{\frac{V'_2}{V'_1}} \right| = \left| \frac{1 + \frac{\rho}{R}}{1 + \frac{\rho}{R} - \mathcal{K} a} \right| = \frac{1}{\left| 1 - \frac{\mathcal{K} a}{1 + \frac{\rho}{R}} \right|} .$$

ou, en posant : $$a' = \frac{a}{1 + \frac{\rho}{R}} ,$$

$$g_R = \left| \frac{1}{1 - \mathcal{K} a'} \right| .$$

Avec une réaction d'intensité, on aurait, de même, obtenu la relation

$$g_R = \left| \frac{\frac{J_2}{V_1}}{\frac{J'_2}{V'_1}} \right| = \left| \frac{1}{1 - R S'} \right| ,$$

en posant :

$$S' = \frac{S}{1 + \frac{R}{\rho}} .$$

Représentons dans le plan x o y le nombre complexe $\mathcal{K} a'$ (fig. 356) : soit M ce point. Le vecteur qui joint le point M au nombre réel +1 représente le dénominateur $1 - \mathcal{K} a'$ de la fraction ci-dessus.

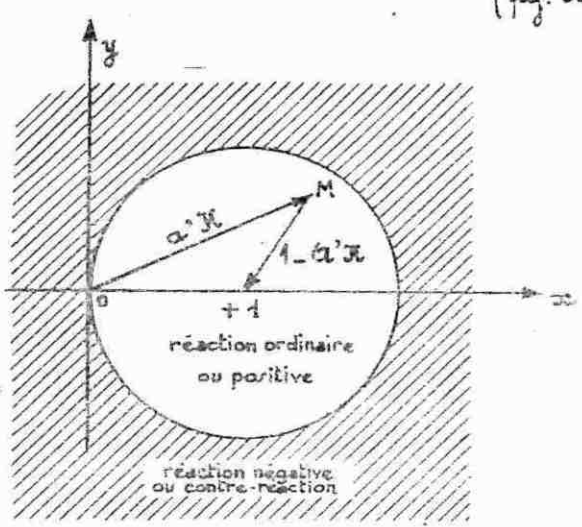


Fig. 356

Le gain g_R sera supérieur à l'unité quand la longueur M 1 sera inférieure à 1, c'est-à-dire quand le point M sera à l'intérieur du cercle de rayon unité ayant son centre en +1.

On dit alors qu'on a une réaction positive (ou réaction ordinaire).

Le gain réalisé est d'autant plus grand que le point M est plus rapproché de 1. Si M vient en 1, l'amplification devient infinie, l'amplificateur "accroche".

Nous avons là une condition suffisante à l'entretien d'oscillations dans l'amplificateur ; mais il faut toutefois bien se garder d'en déduire qu'elle est nécessaire. Cette dernière condition sera donnée plus loin (critérium de Nyquist - § 355).

Si, au contraire, le point K A' tombe à l'extérieur du cercle, la réaction se traduit par une diminution de l'amplification réalisée. On dit que la réaction est négative ou qu'on fait de la contre-réaction.

L'affaiblissement réalisé est d'autant plus grand que le point M ou A'K est plus éloigné du cercle tracé sur la fig. 356.

Le raisonnement est analogue dans le cas de la réaction d'intensité.

Amorçage d'oscillations. Critérium de Nyquist.

355 – Dans ce qui précède, nous avons étudié le comportement de l'amplificateur pour une tension sinusoïdale pure de pulsation ω fixée appliquée à ses bornes d'entrée, sans nous préoccuper de ce qui se passe pour les autres pulsations.

Or, dans la réalité, l'amplificateur ne se trouve pas seulement soumis à une force électromotrice de pulsation ω, il reçoit également des forces électromotrices de fréquences diverses différant de ω, dont l'amplitude est petite mais non nulle (période transitoire d'établissement de la tension V_1, bruits parasites auxquels l'amplificateur peut être soumis ou qui prennent naissance dans celui-ci).

D'autre part, la position du point A K dans le plan x o y (fig. 356) dépend généralement de la pulsation ω de la tension

appliquée, en sorte que, lorsque la pulsation ω varie de 0 à $+\infty$, ce point décrit une certaine courbe (Γ) dans le plan.

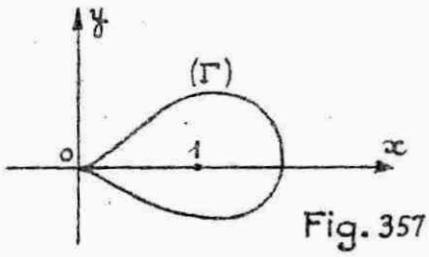


Fig. 357

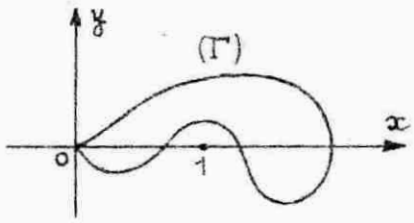


Fig. 358

Etudiant l'action d'une force électromotrice complexe, comportant un spectre continu de fréquence, Nyquist a démontré que la condition pour que des oscillations s'entretiennent dans l'amplificateur était que le point 1 fût compris à l'intérieur de la courbe Γ (fig. 357). Si le point 1 est à l'extérieur de la courbe, l'accrochage ne se produit pas (fig. 358).

Limites pratiques du gain maximum susceptible d'être fourni par la réaction.

356 - Nous avons vu que le gain était maximum lorsque le point $A'K$ était le plus rapproché possible du point +1 (fig. 356). D'après ce que nous venons de voir, il faut encore que le point 1 soit extérieur à la courbe Γ.

Cette condition étant remplie, il semblerait que l'on puisse obtenir un gain aussi grand que l'on veut puisqu'il suffit de rapprocher la courbe Γ du point +1.

En réalité, on est limité par l'instabilité plus ou moins prononcée de l'amplificateur, instabilité qui se traduit par certaines fluctuations du coefficient d'amplification A'. Ces fluctuations se traduisent par des déformations de la courbe Γ qui risque, alors, de traverser le point +1, ce qui provoque l'amorçage d'oscillations.

Un cercle de sécurité doit donc être ménagé autour du point +1, dont le rayon doit être d'autant plus grand que l'amplificateur est moins stable.

En laboratoire, moyennant beaucoup de précautions, on est arrivé à atteindre des gains de réaction très importants (de l'ordre de 1000). Mais dans la pratique courante le chiffre de 20, ou même quelquefois de 10, peut difficilement être dépassé.

Même réduits à cet ordre de grandeur, la réaction positive est susceptible de rendre des services importants dans les récepteurs à petit nombre de lampes, surtout pour les courtes longueurs d'onde. où, comme on l'a vu, le rendement par étage va, progressivement, en diminuant.

Utilisation du critérium de Nyquist pour la correction des amorçages involontaires.

357 — Le critérium de Nyquist fournit un moyen pratique pour corriger les amorçages involontaires dans les amplificateurs à réaction. On coupe le circuit de réaction quelque part (en p p' sur la fig. 359) et on ferme (fig. 360) les deux tronçons obtenus sur deux impédances Z et Z' égales à celles des ensembles situés respectivement à gauche et à droite de la coupure.

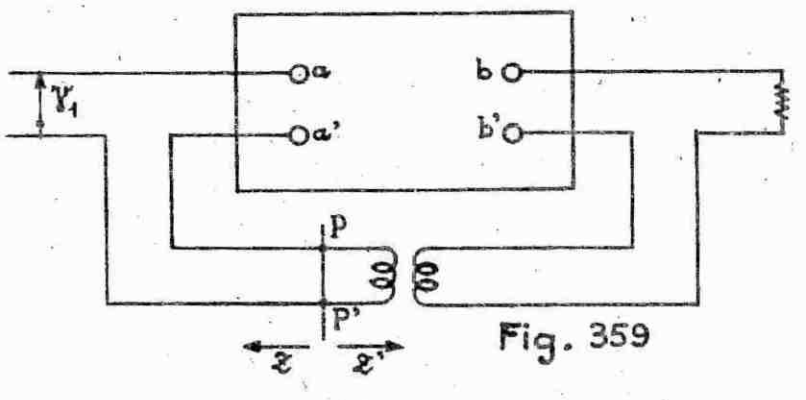


Fig. 359

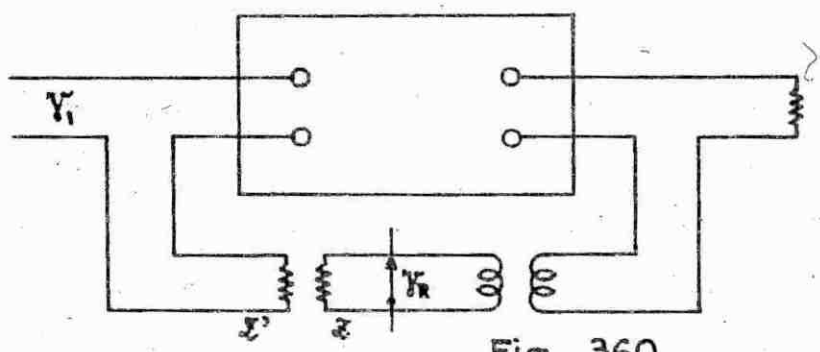


Fig. 360

On excite alors l'appareil ainsi modifié au moyen d'une tension V_1 appliquée à l'entrée, et on mesure, aux bornes de l'impédance Z, la tension V_R.

On a :

$$V_R = V_1 \frac{a\mathcal{H}}{1+\frac{\rho}{R}} = V_1 \times a'\mathcal{H}$$

Le rapport $\frac{V_R}{V_1}$ donne la quantité complexe $a'\mathcal{H}$ dont on trace le lieu Γ dans le plan $x\,o\,y$ lorsque ω varie. Puisque l'amplificateur accroche, c'est que cette courbe enferme le point $+1$.

Ayant retouché un élément donné de l'amplificateur, on recommence le tracé et on regarde comment s'est modifiée la courbe Γ. L'appareil doit être retouché jusqu'à ce que le point 1 soit passé à l'extérieur de la courbe Γ. L'intérêt de la méthode est que l'on est renseigné, chaque fois que l'on a fait une retouche, sur le sens et la grandeur de l'effet produit. On peut ainsi diminuer le nombre des tâtonnements et conduire plus rationnellement la mise au point de l'amplificateur.

Application du critérium de Nyquist à la lampe amplificatrice.

358 - Comme application du critérium de Nyquist, traitons le cas de la lampe amplificatrice à circuit antirésonnant de plaque avec réaction magnétique par bobine de grille (fig. 361).

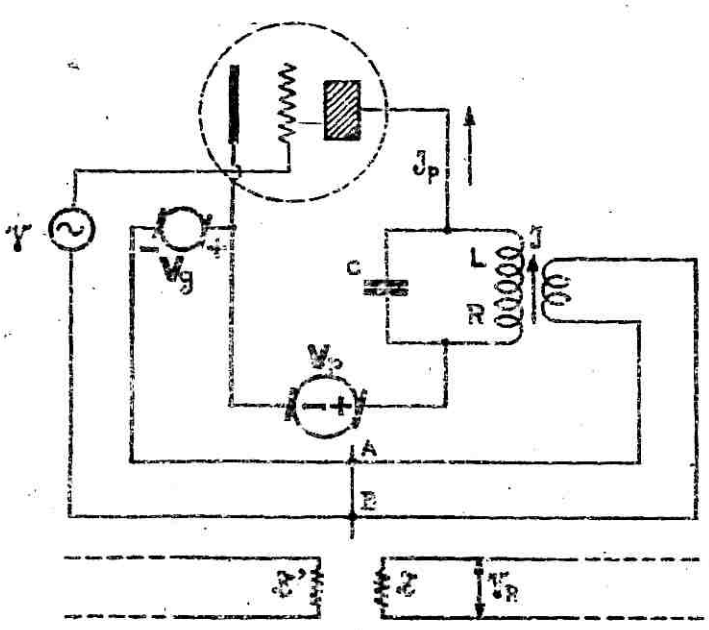


Fig. 361

Nous supposerons la polarisation de grille suffisante pour que l'appareil travaille constamment en potentiel de grille négatif.

Coupons le circuit de réaction en AB. L'impédance à gauche est

infinie . L'impédance à droite est sans importance puisqu'elle se trouve en série avec la résistance infinie de l'espace filament - grille .

La tension de réaction V_R est : $V_R = j M \omega J$, J désignant l'intensité dans le circuit oscillant .

D'autre part , si on appelle J_p le courant de plaque et Z_p l'impédance du circuit antirésonnant , on a :

$$(R + j L \omega) J = Z_p J_p .$$

Enfin la tension V_1 est liée au courant J_p par la relation :

$$\mu V_1 = (\rho + Z_p) J_p .$$

Les équations ci-dessus permettent de tirer l'expression de V_R :

$$V_R = j M \omega \frac{Z_p}{R + j L \omega} \quad \frac{\mu V_1}{\rho + Z_p}$$

or :

$$\frac{1}{Z_p} = \frac{1}{R + j L \omega} + j C \omega$$

donc :

$$\frac{V_R}{V_1} = \frac{1}{\frac{R \rho C + 1}{\mu M} - j \frac{R + \rho (1 - L C \omega^2)}{\mu M \omega}}$$

Le dénominateur de cette fraction est représenté dans le plan $x o y$ par un vecteur OB dont l'extrémité décrit , quand ω varie , la droite DD' parallèle à oy et menée par le point d'abscisse $x = \frac{R \rho C + L}{\mu L}$

Le lieu décrit par le vecteur OA , représentant le nombre inverse $\frac{V_R}{V_1}$, sera la figure inverse de la droite précédente DD', avec un rapport d'inversion égal à 1 et l'origine comme d'inversion (fig. 362) .

Cette figure est le cercle C de diamètre OA égal à :

$$\frac{1}{\frac{R \rho C + L}{\mu M}} = \frac{\mu M}{R \rho C + L} .$$

Pour que l'amplificateur accroche, d'après le critérium de Nyquist, il faut que ce cercle contienne le point $z = +1$, c'est-à-dire que l'on ait :

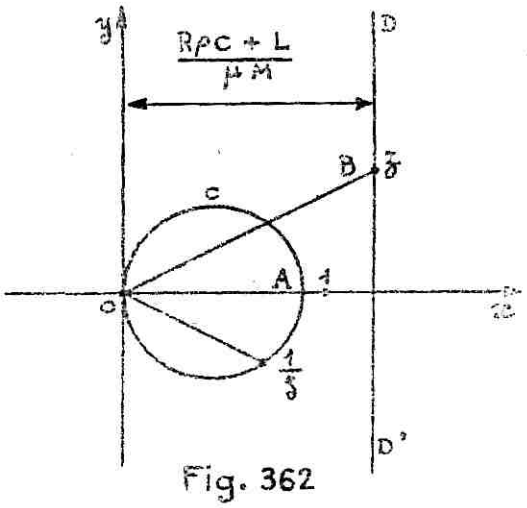


Fig. 362

$$\frac{\mu M}{R\rho C + L} > 1$$

ou encore $$\frac{\mu M - L}{\rho C} > R$$

C'est bien là, en effet, la condition d'accrochage dans l'oscillateur à lampe.

Contre-réaction ou réaction négative.

359 – Si, au lieu de chercher à rendre le plus petit possible le module du dénominateur de l'expression du gain propre dû à la réaction, dans le cas de la réaction en tension : $\frac{1}{1 - \frac{a\mathcal{K}}{1 + \frac{\rho}{R}}}$, on augmente ce module au-dessus de l'unité, l'amplification est diminuée au lieu d'être augmentée, et on fait en réalité de la contre-réaction (voir § 354 ci-dessus).

En particulier, si l'on a : $|a\mathcal{K}|$ beaucoup plus grand que $1 + \frac{\rho}{R}$ ou $a\mathcal{K} \gg 1$, l'expression du gain (avec réaction de tension) :

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{a}{1 + \frac{\rho}{R} - a\mathcal{K}} = \frac{a'}{1 - a'\mathcal{K}}$$

devient sensiblement égale à $-\frac{1}{\mathcal{K}}$.

L'amplification est devenue indépendante des constantes de l'amplificateur : a, ρ et même de la résistance de charge R ; elle ne dépend plus que des constantes du seul circuit de réaction. Or ces constantes sont celles d'un circuit passif que l'on peut facilement obtenir plus stable que l'amplificateur lui-même, lequel est, en effet, influencé par les variations des tensions d'alimentation, d'amplitude, etc...

Donc, ce que l'on perd en amplification, on le gagne en <u>stabilité</u> ; il faut naturellement disposer d'un excès de gain.

On verra plus loin (§ 361 et suivants) que la distorsion et que les bruits propres de l'amplificateur sont, en outre, diminués.

360 – <u>Dans le cas d'une réaction d'intensité</u>, on a (§ 352) :

$$\frac{J_2}{V_1} = \frac{\mathcal{A}}{R + \rho - \mathcal{A}\mathfrak{R}},$$

et lorsque $|\mathcal{A}\mathfrak{R}| \gg R + \rho$, le gain d'intensité $\frac{J_2}{V_1}$ devient sensiblement :

$$\frac{J_2}{V_1} = -\frac{1}{\mathfrak{R}} \quad \text{d'où} \quad J_2 = -V_1 \mathfrak{R}.$$

Cette fois, c'est <u>le courant J_2 qui est indépendant</u> des constantes de l'amplificateur et de l'impédance de charge.

<u>Réduction de la distorsion non-linéaire et des bruits par la contre-réaction</u>.

361 – La contre-réaction (en intensité comme en tension) produit une atténuation très importante de la distorsion non-linéaire. On peut s'en rendre compte par le raisonnement suivant :

Considérons d'abord l'amplificateur sans réaction. Soit $\mathcal{U}_\omega$ la tension (de pulsation ω) appliquée à l'entrée, elle produit à la sortie une tension $V_\omega = \mathcal{A}' \mathcal{U}_\omega$ de la fréquence fondamentale $\frac{\omega}{2\pi}$ à laquelle se superposent des harmoniques $V_{2\omega}$, $V_{3\omega}$, etc...

Pour un amplificateur donné, ces tensions $V_{2\omega}$, $V_{3\omega}$, etc... ne dépendent que de la tension V_ω de la composante fondamentale.

Branchons le circuit de contre-réaction et réglons la tension appliquée à l'entrée $\mathcal{U}$ de façon à obtenir la même tension fondamentale $V'_\omega = V_\omega$ à la sortie. Les tensions des harmoniques

sont modifiées ; nous désignerons par $V'_{2\omega}$, $V'_{3\omega}$, etc ... leurs nouvelles valeurs . Par le jeu du circuit de réaction , les fractions $\mathcal{H} V'_{2\omega}$, $\mathcal{H} V'_{3\omega}$, etc...(1) , se trouvent ramenées à l'entrée de l'amplificateur , et à nouveau amplifiées dans le rapport $\mathcal{A}'$ (1) .

Si nous considérons , par exemple , l'harmonique de rang 2, la tension $V'_{2\omega}$ à la sortie est égale à la somme géométrique de la tension $V_{2\omega}$ qui existerait sans réaction et de la tension de réaction $V_{R2\omega} = \mathcal{H} V'_{2\omega}$ réamplifiée dans le rapport $\mathcal{A}'$:

$$V'_{2\omega} = V_{2\omega} + \mathcal{A}' \mathcal{H} V'_{2\omega} .$$

On a donc :

$$V'_{2\omega} = \frac{V_{2\omega}}{1 - \mathcal{A}' \mathcal{H}} .$$

Cette relation montre que <u>la tension de l'harmonique considéré se trouve réduite dans le même rapports que l'amplification elle-même</u> .

Ainsi , un amplificateur qui , pour une amplitude de sortie donnée fournit , par exemple , un taux de distorsion de 5% sans contre-réaction , voit ce taux réduits à 5 ‰ lorsque une contre-réaction abaissant l'amplification dans le rapport de 1 à 10 est appliquée à l'amplificateur .

Le résultat et la démonstration sont analogues dans le cas de la réaction d'intensité .

Réduction des bruits propres à l'amplificateur .

362 - Ce qui vient d'être dit au sujet des harmoniques produits par la distorsion non-linéaire s'applique évidemment

---

(1) Nous supposons , pour simplifier que les coefficients $\mathcal{A}'$ et $\mathcal{H}$ conservent la même valeur pour la pulsation ω et ses harmoniques 2ω , 3ω ...

à toute force électromotrice parasite prenant naissance dans l'amplificateur et dont la valeur est uniquement fonction du niveau de sortie. La contre-réaction intervient donc pour réduire le niveau des bruits engendrés par l'amplificateur lui-même.

Variations de l'impédance interne apparente.

364 – L'effet est différent selon qu'il s'agit d'une réaction en tension ou en intensité.

a) Réaction de tension.

365 – Considérons l'amplificateur de coefficient d'amplification $\mathcal{A}$ et de résistance interne ρ représenté sur la fig.

V_2 étant la tension aux bornes de l'organe d'utilisation, on fournit à l'entrée de l'amplificateur une tension de réaction $V_r = \mathcal{K} V_2$.

En supposant négligeable, vis-à-vis du courant total I_r

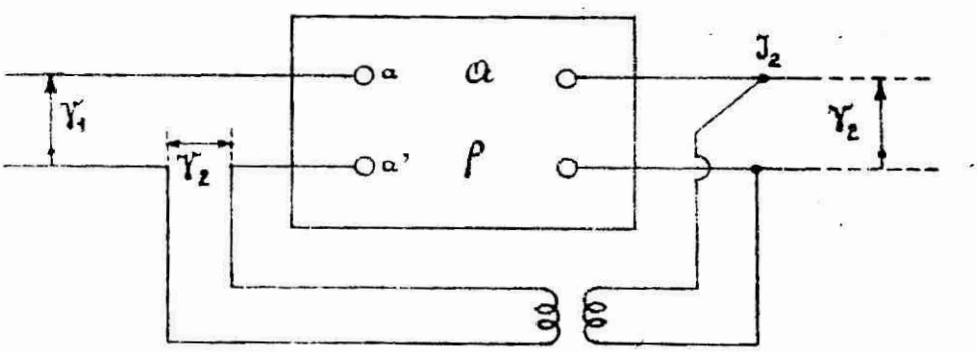


Fig. 363

fourni par l'amplificateur à l'organe d'utilisation, le courant I'_2 passant dans la dérivation, on a :

$$\mathcal{A}\left(V_1 + \mathcal{K} V_2\right) = \rho J_2 + V_2$$

D'après ce qui a été dit au §351-2° ci-dessus, on obtient l'impédance interne en prenant le rapport $\frac{V_2}{J_2}$ changé de signe de la

tension V_2 au courant I_2 à la sortie pour une tension V_1 supposée nulle à l'entrée de l'amplificateur . Dans cette hypothèse , on a :

$$\mathcal{A}\,\mathcal{K}\,V_2 = \rho\,I_2 + V_2$$

d'où l'on tire : $$Z_i = -\frac{V_2}{I_2} = \frac{\rho}{1-\mathcal{A}\mathcal{K}} .$$

366 - On serait d'ailleurs arrivé à la même expression en partant de celle du gain (formule (1) du § 352) :

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{\mathcal{A}}{1+\frac{\rho}{R}-\mathcal{A}\mathcal{K}}$$

(où R désigne la résistance de l'organe d'utilisation , supposé être une résistance pure) .

$\frac{V_2}{V_1}$ peut s'écrire en effet :

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{\frac{\mathcal{A}}{1-\mathcal{A}\mathcal{K}}}{1+\frac{\rho}{1-\mathcal{A}\mathcal{K}}\times\frac{1}{R}}$$

Cette expression est de même forme que la formule finale du § 351 relative au gain de l'amplificateur sans réaction , mais on voit que le coefficient d'amplification $\mathcal{A}$ y est remplacé par le coefficient $\frac{\mathcal{A}}{1-\mathcal{A}\mathcal{K}} = \mathcal{A}''$ et la résistance interne ρ par l'impédance $\frac{\rho}{1-\mathcal{A}\mathcal{K}} = Z_i$, c'est-à-dire par l'impédance interne apparente déjà trouvée ci-dessus . Quant au coefficient $\mathcal{A}''$, c'est , en quelque sorte , le coefficient d'amplification de l'appareil avec réaction puisqu'il est égal au rapport $\frac{V_2}{V_1}$ pour une résistance de charge infinie .

On voit , d'après les formules qui précèdent , qu'il y a proportionnalité entre l'impédance interne apparente Z_i et le coefficient d'amplification imaginaire avec réaction $\mathcal{A}''$.

$$\frac{Z_i}{\rho} = \frac{a''}{a} \quad \text{d'où} \quad Z_i = \rho \frac{a''}{a}$$

et $$Z_i = |Z_i| = \rho \left|\frac{a''}{a}\right| = \rho \frac{A''}{A} \quad .$$

Le module de l'impédance interne est augmenté dans le même rapport que le coefficient d'amplification de l'appareil.

367 - *Quand* a *et* k *sont des grandeurs réelles* μ *et* k, Z_i *devient une résistance pure* R_i :

$$R_i = \frac{\rho}{1 - \mu k}$$

tandis que l'expression du gain est :

$$g = \frac{V_2}{V_1} = \frac{\mu}{1 + \frac{\rho}{R} - k\mu}$$

ou :

$$g = \frac{\frac{\mu}{1 - k\mu}}{1 - \frac{\rho}{1 - k\mu} \times \frac{1}{R}} = \frac{\mu''}{1 - \frac{R_i}{R}}$$

avec : $\mu'' = \dfrac{\mu}{1 - k\mu}$ *et* $R_i = \dfrac{\rho}{1 - k\mu}$.

Dans le cas d'une <u>*réaction positive*</u>, *on a* $1 - k\mu' < 1$, *ou* $k\mu' > 0$, *et par conséquent* $k\mu > 0$, *d'où* $1 - k\mu < 1$.

On voit que la résistance interne apparente R_i *est plus grande que* ρ. <u>*La réaction positive en tension augmente l'impédance interne apparente*</u>.

Inversement, <u>*la réaction négative, ou contre-réaction,*</u> <u>*diminue la résistance interne apparente de l'amplificateur*</u>.

368 - *Prenons le cas particulier de la* <u>*réaction par potentiomètre*</u> *déjà examinée au § 353 ci-dessus. Un calcul analogue*

à celui qui vient d'être fait, mais tenant compte de la dérivation J_2' de courant par le potentiomètre $R_1 + R_2$, conduit au résultat :

$$Z_i = \frac{\rho}{1 + \frac{\rho \pm \mu R_1}{R_1 + R_2}} ,$$

tandis que le gain déjà trouvé était :

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{\mu}{1 + \frac{\rho}{Z_2} + \frac{\rho \pm \mu R_1}{R_1 + R_2}} .$$

Le signe (–) devant le produit μR_1 correspond à une réaction positive. Il fournit une augmentation de gain en même temps qu'une augmentation de résistance interne apparente.

Inversement, le signe (+), qui correspond à une contre-réaction, provoque une diminution de la résistance interne.

Influence de la contre-réaction en tension quant à l'effet des variations de la résistance d'utilisation.

369 – La diminution de la résistance interne produite par la contre-réaction en tension a pour conséquence de rendre le gain en tension $\left| \frac{V_2}{V_1} \right|$ moins dépendant de la valeur de la résistance de l'organe d'utilisation, ainsi que le montre la formule :

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{a''}{1 + \frac{R_i}{R}} .$$

La régularité de l'amplification sur un appareil d'utilisation présentant une impédance variable avec la fréquence est ainsi élevée.

C'est le même fait qu'on exprime, en d'autres termes, quand on dit que la faible résistance interne résultante amortit les oscillations propres de l'organe d'utilisation (résonances dues à la suspension

de la membrane des hauts-parleurs, etc ...).

Montages utilisés pratiquement.

370 – La fig. 364 représente, à titre d'exemple, le schéma de montage d'un étage de sortie d'amplificateur basse fréquence utilisant la contre-réaction en tension.

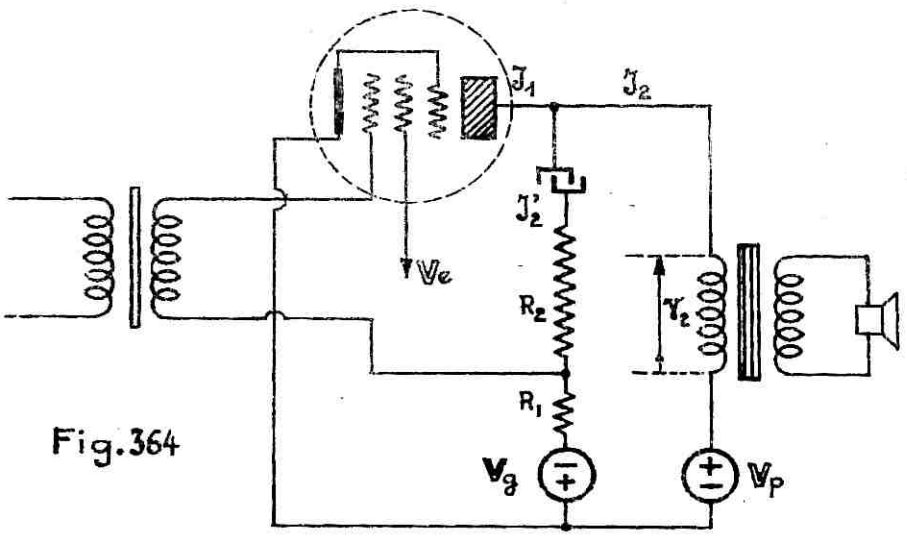


Fig.364

Les valeurs suivantes:

$\mu = 650$
$\rho = 83.000\ \Omega$
$R_1 = 5.000\ \Omega$
$R_2 = 30.000\ \Omega$

conduisent à une résistance interne apparente : $Z_i = 930\ \Omega$

Avec une impédance d'utilisation $Z_2 = 4400\ \Omega$ (valeur indiquée par le constructeur de la lampe), le coefficient d'amplification $\frac{V_2}{V_1}$ tombe à 5,56 alors qu'en l'absence de réaction il était de 30,4.

371 – Dans le cas d'une lampe attaquée par condensateur de liaison γ et résistance de fuite r, on peut adopter le montage particulièrement simple de la fig. 365. Il consiste à relier la plaque à la grille de commande par une forte résistance R en série avec une grosse capa-

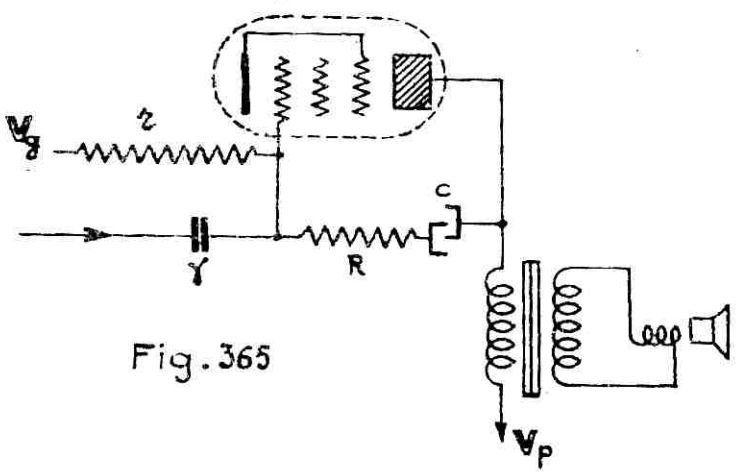


Fig.365

cité C . En choisissant la capacité C plus petite on a, en outre, la possibilité de faire une contre-réaction sélective (voir plus loin au § 380) plus importante aux fréquences aigües qu'aux fréquences graves. Lorsque l'étage précédent est constitué par une lampe amplificatrice utilisant la même tension de plaque que la lampe finale, on peut même supprimer la capacité C et placer la résistance R directement entre les plaques des lampes considérées (fig. 366).

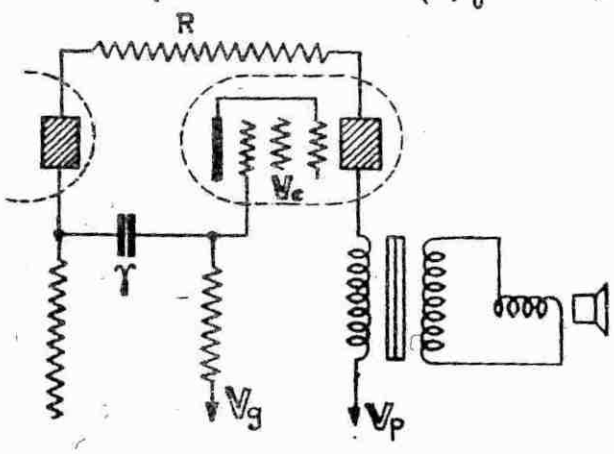


Fig. 366

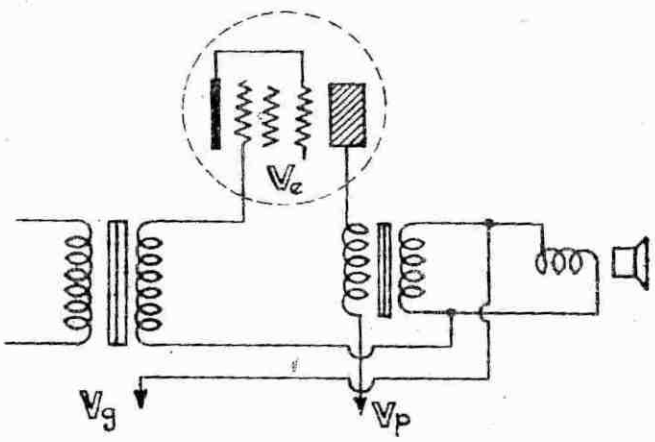


Fig. 367

On peut aussi utiliser un transformateur de sortie muni d'un 3e enroulement aux bornes duquel est prise la tension de réaction V_r, ou encore prendre cette tension aux bornes du secondaire du dit transformateur (fig. 367).

b) Réaction d'intensité .

372 – Dans le cas d'un amplificateur à réaction d'intensité, la tension de réaction V_R est proportionnelle à l'intensité I_2 :

$$V_R = R I_2$$

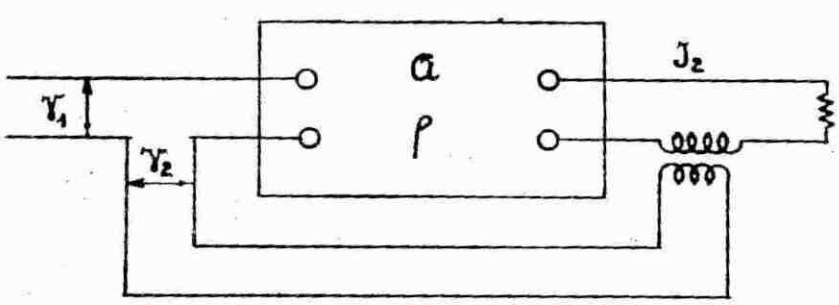


Fig. 368

on a la relation :

$$\mathcal{A}\left(V_1 + \mathcal{R} J_2\right) = \rho J_2 + V_2$$

Le même raisonnement ($V_1 = 0$) que celui qui a été fait à propos de la réaction de tension, donne la valeur de l'impédance interne apparente :

$$Z_i' = -\frac{V_2}{J_2} = \rho - \mathcal{A}\mathcal{R}$$

et $Z_i' = \rho - \mu r$, lorsque $\mathcal{A}$ et $\mathcal{R}$ sont des grandeurs réelles respectivement égales à μ et r .

On serait d'ailleurs parvenu immédiatement aux mêmes résultats en appliquant la remarque finale du § 352 ci-dessus .

En effet, dans le cas de la réaction en tension, nous avons trouvé que l'impédance interne apparente était égale à la résistance ρ multipliée par le rapport $\frac{1}{1 - \mathcal{A}\mathcal{K}}$. D'après la remarque ci-dessus rappelée, dans le cas de la réaction d'intensité, c'est l'admittance interne $\frac{1}{Z_i'}$ qui se trouvera égale à la conductance $\frac{1}{\rho}$ multipliée par le rapport $\frac{1}{1 - S\mathcal{R}}$, S étant la pente imaginaire de l'amplificateur :

$$\frac{1}{Z_i'} = \frac{1}{\rho} \times \frac{1}{1 - S\mathcal{R}}$$

d'où :

$$Z_i' = \rho\left(1 - S\mathcal{R}\right) = \rho - \mathcal{A}\mathcal{R} .$$

D'autre part, le gain d'intensité $\frac{J_2}{V_1}$ peut s'écrire :

$$\frac{J_2}{V_1} = \frac{S}{1 + \frac{R}{\rho} - S\mathcal{R}} = \frac{S''}{1 + \frac{R}{Z_i'}} ,$$

en désignant par S'' la pente imaginaire de l'amplificateur avec réaction :

$$S'' = \frac{S}{1 - S\mathcal{R}} .$$

On voit qu'il y a proportionnalité entre <u>l'admittance interne apparente</u> $\frac{1}{Z_i'}$ et la pente imaginaire S'' avec réaction :

$$\frac{\rho}{Z'_i} = \frac{S}{S''} \quad \text{d'où} \quad Z'_i = \rho \frac{S}{S''}$$

et par suite :

$$Z'_i = |Z'_i| = \rho \left| \frac{S}{S''} \right| = \rho \frac{S}{S''}$$

Le module de l'impédance interne varie en raison inverse de la "pente" de l'amplificateur.

373 – Quand S et $\mathcal{R}$ sont des grandeurs réelles s et r, Z'_i devient une résistance pure R'_i :

$$R'_i = \rho (1 - sr) .$$

tandis que l'expression du gain en intensité est :

$$\frac{I_2}{V_1} = \frac{s}{1 + \frac{R}{\rho} - sr} = \frac{s''}{1 + \frac{R}{R'_i}} \quad , \text{ avec } s'' = \frac{s}{1 - sr}$$

Dans le cas d'une réaction positive, on a $1 - s'r < 1$, ou $s'r > 0$ et par suite : $sr > 0$ et $1 - sr < 1$.

On voit que la résistance interne apparente R'_i est plus petite que ρ. La réaction positive en intensité diminue la résistance interne apparente.

Inversement, la réaction négative, ou contre-réaction, augmente la résistance interne apparente de l'amplificateur.

Influence de la contre-réaction en intensité quant à l'effet des variations de la résistance d'utilisation.

374 – L'augmentation de résistance interne produite par la contre-réaction en intensité a pour conséquence de rendre le gain en intensité $\left| \frac{I_2}{V_1} \right|$ moins dépendant de la valeur de la résistance d'utilisation R_2, ainsi que le montre la formule :

$$\frac{J_2}{V_2} = \frac{s''}{1 + \frac{R}{R'_i}} .$$

La régularité du gain en intensité sur un appareil d'utilisation présentant une impédance variable avec la fréquence se trouve donc ainsi améliorée .

Il revient au même de dire que la grande résistance interne de l'appareil amortit les résonances série de l'impédance d'utilisation .

Contre-réaction par résistance de cathode .

375 - Dans le cas d'une lampe amplificatrice fonctionnant avec polarisation par résistance de cathode et où la tension d'entrée est appliquée entre la grille et la masse (fig. 369), il suffit de supprimer le condensateur qui est normalement aux bornes de cette résistance, pour obtenir un effet de contre-réaction d'intensité . Le coefficient $\mathcal{R}$ est alors égal à R, valeur de la résistance de cathode (tandis que le coefficient d'amplification de l'ampli doit toujours être considéré comme étant égal à $-\mu$). Il peut arriver que la valeur de R convenable pour obtenir le taux de contre-réaction désiré ne soit pas celle qui fournisse la polarisation nécessaire à la lampe ; on fait alors usage de variantes au montage de principe (shunt d'une partie de la résistance R par une grosse capacité, par exemple) .

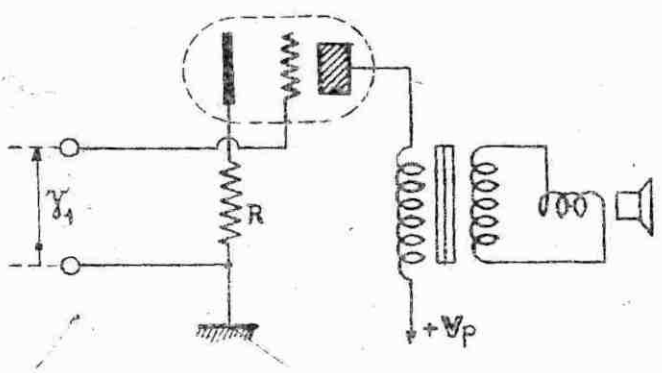


Fig. 369

D'autre part, lorsqu'on fait usage d'une pentode, il faut éviter de laisser passer les composantes variables du courant d'écran à

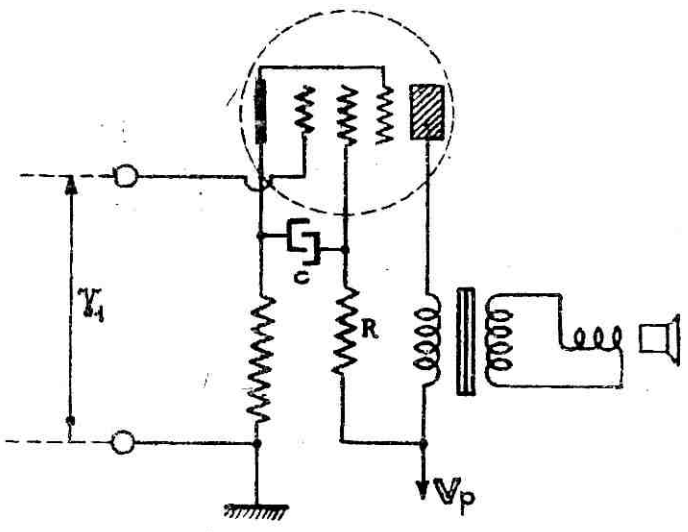


Fig. 370

travers la résistance de cathode . En effet , ces composantes ne sont pas sinusoïdales à cause de la forme de la caractéristique $i_e = f(v_2)$, et elles risqueraient de produire des distorsions . On élimine ces difficultés en raccordant directement à la cathode et non à la masse la capacité habituelle de découplage C de la grille écran (fig. 370) .

Réaction et contre-réaction à travers un système sélectif .

380 — Nous avons vu au § 355 , que le lieu décrit dans le plan xoy par le nombre complexe $\underline{z} = \frac{\underline{V}_r}{\underline{V}_1} = \underline{A}\,\underline{K}$ (dans le cas de la réaction de tension) était une courbe (Γ) dont la forme pouvait être très variée .

L'amplificateur étant donné , et par conséquent les variations de $\underline{A}$ en fonction de la fréquence étant connues , on peut agir sur $\underline{K}$ pour modifier le lieu décrit par le nombre $\underline{A}\,\underline{K}$. C'est déjà ce qui se passait dans le cas particulier du § 358 où le coefficient $\underline{A}$ s'identifiait avec le coefficient d'amplification de la lampe , changé de signe ; la réaction était , en effet , obtenue par l'intermédiaire du circuit oscillant L. C. R. (fig. 361) , (fonctionnant comme impédance de charge) auquel était couplé une bobine insérée dans le circuit de grille .

Supposons le couplage réglé au-dessous de la limite d'entretien . Le lieu du vecteur $\underline{A}\,\underline{K}$ est un cercle (tel que celui représenté sur la fig. 362) dont le diamètre OA vient se placer à

l'intérieur du segment 0 1 .

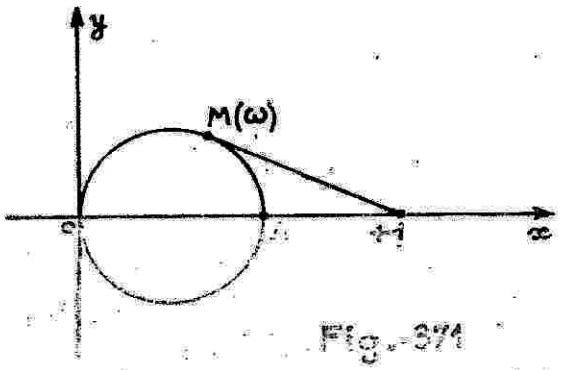


Fig.-371

Si le point M représente la valeur A K pour une valeur donnée de ω , l'amplification due à la réaction est donnée par l'inverse de la longueur du segment M 1 (fig.371)

L'amplification est maximum pour la pulsation correspondant au point A , c'est-à-dire pour la pulsation qui annule la partie imaginaire du nombre A K . D'après le § 358 ci-dessus le terme imaginaire est proportionnel à :

$$\frac{R + \rho\,(1 - LC\omega^2)}{\mu M \omega} .$$

Nous avons donc finalement la condition :

$$1 - LC\omega^2 = \frac{R}{\rho}$$

ou :

$$LC\omega^2 = 1 + \frac{R}{\rho}$$

$$\omega = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{R}{\rho}}} .$$

Cette pulsation ω_0 est d'autant plus voisine de la pulsation propre $\frac{1}{\sqrt{LC}}$ du circuit oscillant que le rapport de la résistance R du circuit à la résistance interne ρ de la lampe est plus petit .

Lorsqu'on fait croître progressivement le couplage , le diamètre du cercle lieu de A K va en augmentant et il vient un moment où le point A est en 1 . A ce moment , l'amorçage se produit et des oscillations de pulsation ω_0 sont entretenues dans le circuit . Si le fonctionnement de l'amplificateur continuait à être linéaire , l'amplitude des oscillations irait en augmentant indéfiniment ; mais , en pratique, cette amplitude se trouve limitée par le fait que le point de fonctionnement

de la lampe atteint des régions où la linéarité n'existe plus [régions courbes de la surface caractéristique de la lampe $i_p = f(v_g, v_p)$]. A partir de ce moment, la théorie précédente, qui suppose essentiellement un fonctionnement linéaire de l'amplificateur, cesse donc d'être utilisable.

381 – Au lieu d'embrocher le circuit oscillant dans le circuit de sortie et de prendre la tension de réaction aux bornes d'une bobine couplée à ce circuit, on peut, au contraire, comme il est fait dans le schéma ci-contre (fig. 372) prendre la tension de réaction aux bornes du circuit oscillant, ce circuit étant lui-même couplé à une bobine disposée en série dans le circuit de sortie. La réaction est évidemment une réaction (d'intensité) sélective.

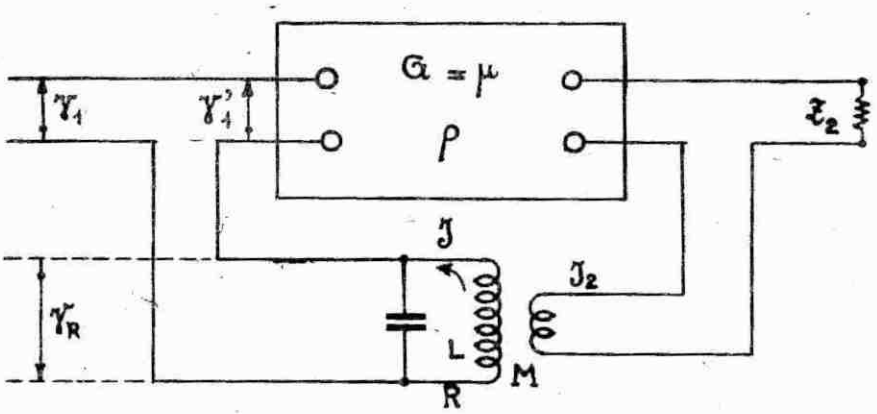


Fig. 372

En l'absence de réaction (M = 0) la tension à l'entrée de l'appareil se réduit à V_1, puisqu'on suppose l'impédance d'entrée infinie.

Si l'on fait M différent de zéro, il apparaît une tension de réaction V_R aux bornes de L :

$$V_R = (R + jL\omega)J + jM\omega J_2 \quad \text{soit pratiquement : } jL\omega J,$$

J désignant l'intensité dans le circuit LCR. Cette intensité provient de la force électromotrice $-jM\omega J_2$ induite par le courant J_2 qui circule dans le circuit de sortie. Z étant l'impédance du circuit, on a :

$$\mathcal{I} = \frac{-j M \omega \mathcal{I}_2}{\mathcal{Z}} \quad .$$

La tension effectivement appliquée à l'entrée est donc :

$$\mathcal{V}_1' = \mathcal{V}_1 + \mathcal{V}_R = \mathcal{V}_1 + j L \omega \mathcal{I} \quad .$$

D'autre part le courant $\mathcal{I}$ provoque dans le circuit de sortie une force électromotrice égale à $-j M \omega \mathcal{I}$; la force électromotrice totale dans ce circuit est donc :

$$\mu \mathcal{V}_1' - j M \omega \mathcal{I}$$

soit : $$\mu \left(\mathcal{V}_1 + j L \omega \mathcal{I} \right) - j M \omega \mathcal{I}$$

$$\mu \mathcal{V}_1 + j \left(\mu L - M \right) \omega \mathcal{I}$$

soit encore : $$\mu \mathcal{V}_1 + \frac{\left(\mu L - M \right) M \omega^2}{\mathcal{Z}} \mathcal{I}_2 \quad .$$

L'équation du circuit de sortie s'écrit donc :

$$\mu \mathcal{V}_1 + \frac{\left(\mu L - M \right) M \omega^2}{\mathcal{Z}} \mathcal{I}_2 = \left(\rho + \mathcal{Z}_2 \right) \mathcal{I}_2$$

ou bien : $$\mu \mathcal{V}_1 = \mathcal{I}_2 \left[\rho + \mathcal{Z}_2 - \frac{\left(\mu L - M \right) M \omega^2}{\mathcal{Z}} \right]$$

ou bien encore : $$\mathcal{V}_1 = \frac{1}{\mu} \left[\rho + \mathcal{Z}_2 - \frac{\left(\mu L - M \right) M \omega^2}{\mathcal{Z}} \right] \mathcal{I}_2 \quad .$$

Le coefficient de $\mathcal{I}_2$ définit le circuit équivalent au système.

L'amplification est sélective et sa sélectivité est celle de ce circuit équivalent.

Explicitons les valeurs de $\mathcal{Z} = R + j X$ et de $\mathcal{Z}_2 = R_2 + j X_2$.

Le coefficient de $\mathcal{I}_2$ devient :

$$\frac{\rho + R_2 + j X_2}{\mu} - \frac{\left(L - \frac{M}{\mu} \right) M \omega^2}{R^2 + X^2} \left(R - j X \right)$$

ou :

$$\frac{\rho + R_2}{\mu} - \frac{\left(L - \frac{M}{\mu}\right) M \omega^2 R}{R^2 + X^2} + j \left[\frac{\left(L - \frac{M}{\mu} M \omega^2 X}{R^2 + X^2} + \frac{X_2}{\mu} \right]$$

La partie réactance s'annule pour X sensiblement égal à zéro et l'impédance équivalente se réduit alors à la résistance pure :

$$\frac{\rho + R_2}{\mu} - \frac{\left(L - \frac{M}{\mu}\right) M \omega^2}{R} .$$

Cette résistance peut s'annuler et des oscillations s'amorcer dans l'amplificateur si l'on a (M étant positif) :

$$\frac{\rho + R_2}{\mu} = \frac{\left(L - \frac{M}{\mu}\right) M \omega^2}{R}$$

ou bien : $$R = \frac{(\mu L - M) M \omega^2}{\rho + R_2} ,$$

ou encore, en négligeant M devant μL :

$$R = \frac{\mu M L \omega^2}{\rho + R_2}$$

$$R = \frac{\mu M}{C(\rho + R_2)} ,$$

puisque $LC\omega^2 = 1$ (condition $X = 0$ ci-dessus) .

382 – En général, la tension V_1 n'est pas directement appliquée aux bornes d'entrée de l'amplificateur, mais elle est le résultat d'une force électromotrice $\mathcal{E}$ appliquée en série dans le circuit LCR lui-même .

En étudiant les variations de J en fonction de $\mathcal{E}$, nous aurons fait l'étude du circuit oscillant avec réaction :

Le schéma du montage est celui de la fig. 373 .

La force électromotrice totale dans le circuit LCR est : $\mathcal{E} - j M \omega J_2$.

Le courant dans le circuit oscillant LCR est :

$$J = \frac{\mathcal{E} - j M \omega J_2}{Z} \quad (1) ,$$

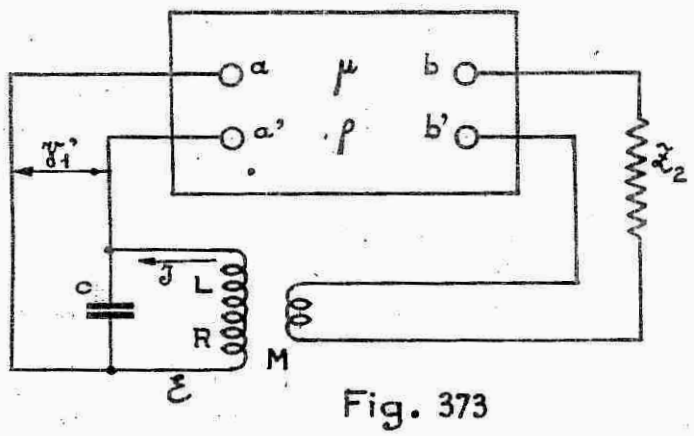


Fig. 373

et la tension aux bornes d'entrée de l'appareil :

$$\mathcal{V}_1' \cong j L \omega J .$$

Compte tenu de la force électromotrice $-jM\omega J$ développée directements par le couplage magnétique, la force électromotrice totale dans le circuit de sortie est :

$$\mu \mathcal{V}_1 - jM\omega J = j\mu L\omega J - jM\omega J = j(\mu L - M)\omega J ,$$

et l'équation du courant dans ce circuit est :

$$j(\mu L - M)\omega J = (\rho + \mathcal{Z}_2) J_2 .$$

Dans cette équation, remplaçons J_2 par sa valeur tirée de (1) :

$$J_2 = \frac{\mathcal{E} - \mathcal{Z} J}{jM\omega}$$

il vient : $$j(\mu L - M)\omega J = (\rho + \mathcal{Z}_2)\frac{\mathcal{E} - \mathcal{Z} J}{jM\omega} ,$$

d'où : $$\frac{jM\omega}{\rho + \mathcal{Z}_2} j(\mu L - M)\omega J + \mathcal{Z} J = \mathcal{E}$$

$$J\left[\frac{-M(\mu L - M)\omega^2}{\rho + \mathcal{Z}_2} + \mathcal{Z}\right] = \mathcal{E} .$$

Le coefficient de J définit l'impédance équivalente :

$$\mathcal{Z}' = \mathcal{Z} - \frac{M(\mu L - M)\omega^2}{\rho + \mathcal{Z}_2} .$$

Explicitons $\mathcal{Z} = R + jX$ et $\mathcal{Z}_2 = R_2 + jX_2$:

$$\mathcal{Z}' = R + jX - \frac{M(\mu L - M)\omega^2 (\rho + R_2 - jX_2)}{(\rho + R_2)^2 + X_2^2}$$

$$\mathcal{Z}' = R - \frac{M(\mu L - M)\,\omega^2\,(R_2+\rho)}{(\rho+R_2)^2 + X_2^2} + j\left[X + \frac{M(\mu L - M)\,\omega^2 X_2}{(\rho+R_2)^2 + X_2^2}\right].$$

C'est l'impédance du circuit LCR donné, dans lequel la résistance aurait été <u>diminuée</u> de la quantité :

$$R' = \frac{M(\mu L - M)\,\omega^2\,(R_2+\rho)}{(\rho+R_2)^2 + X_2^2}$$

et la réactance X <u>augmentée</u> de la quantité :

$$X' = \frac{M(\mu L - M)\,\omega^2 X_2}{(\rho+R_2)^2 + X_2^2}\ .$$

Ou bien, tenant compte de ce que M est négligeable devant μL:

$$\begin{cases} R' = \dfrac{\mu M L\,\omega^2\,(R_2+\rho)}{(\rho+R_2)^2 + X_2^2} \\[2ex] X' = \dfrac{\mu M L\,\omega^2 X_2}{(\rho+R_2)^2 + X_2^2}\ , \end{cases}$$

ou encore, lorsque la réactance X_2 est petite vis-à-vis de $\rho + R_2$:

$$\begin{cases} R' = \dfrac{\mu M L\,\omega^2}{\rho+R_2} \\[2ex] X' = \dfrac{\mu M L\,\omega^2 X_2}{(\rho+R_2)^2}\ . \end{cases}$$

La résonance se produit lorsque $X + X' = 0$, et l'impédance se réduit <u>alors</u> à la résistance :

$$R - \frac{\mu M L\,\omega^2}{\rho+R_2} \qquad \text{ou} \qquad R - \frac{\mu M L}{C(\rho+R_2)}$$

comme au § 381 ci-dessus.

Pour un couplage M de signe convenable, la réaction a donc pour effet d'introduire une résistance négative dans le circuit, en même temps qu'elle apporte une certaine modification à la réactance, modification qui est d'ailleurs d'autant plus petite que la réactance X_2 du circuit de sortie est plus faible. La sélectivité du

circuit est augmentée .

Avec une induction mutuelle M de signe contraire , la résistance apparente du circuit serait augmentée et la sélectivité , simultanément diminuée .

La limite d'amorçage des oscillations est donnée par la relation :

$$R - \frac{\mu M L \omega^2}{\rho + R_2} = 0$$

ou, comme on a sensiblement $X = 0$, (c'est-à-dire $LC\omega^2 = 1$) :

$$R - \frac{\mu M}{C(\rho + R_2)} = 0 \quad .$$

C'est , comme il fallait s'y attendre , la condition déjà trouvée dans le cas où la tension V était apportée directement à l'entrée de l'amplificateur (fig. 372) .

Réaction dans le cas d'une lampe amplificatrice unique .

383 – Pour passer du cas général à celui d'une lampe unique , l'examen des sens positifs adoptés sur les circuits montre qu'il faut prendre, pour coefficient d'amplification de l'amplificateur le coefficient d'amplification de la lampe changé de signe $(-\mu)$, la résistance interne étant celle du tube utilisé .

Ceci conduit à prendre des valeurs négatives de M pour obtenir l'effet de résistance négative .

Détectrice à réaction .

385 – Le montage à réaction avec une seule lampe a été très employé sous la forme de la détectrice à réaction représentée par la fig. 374 . En agissant sur le condensateur C et sur le couplage M on

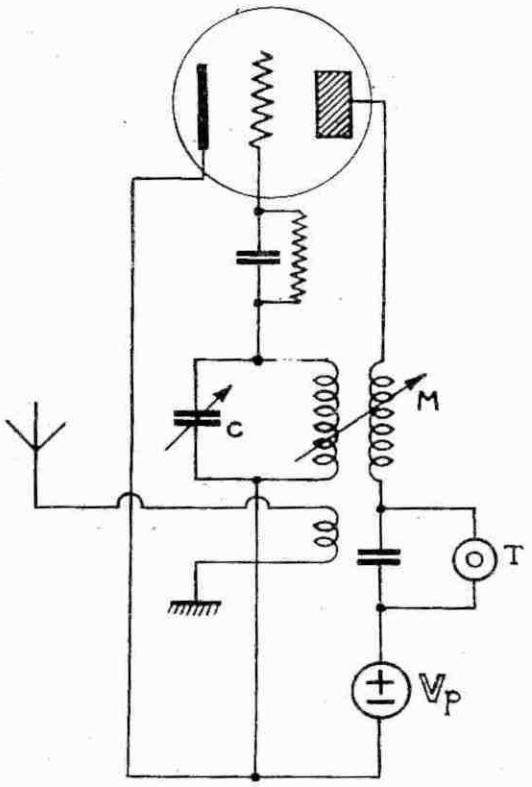


Fig. 374

s'efforce d'obtenir à la fois la résonance et une valeur de la résistance négative aussi voisine que possible de la résistance propre du circuit.

Mais, comme le montrent les expressions de R' et X' du § 373 ci-dessus, une modification du couplage M provoque une modification de la réactance apparente X + X' du circuit, et par suite du désaccord du circuit équivalent.

D'autre part, l'expérience montre que, réciproquement, une modification de l'accord du circuit LCR obtenue (en pratique) par une variation de la capacité C, provoque une variation de la résistance apparente du circuit et par conséquent du degré de réaction. Il s'en suit que le réglage est assez délicat ; il doit être conduit en opérant par toutes petites variations de M, en réajustant chaque fois l'accord au moyen d'un balancement continuel du condensateur C.

Dans certains montages particuliers (Reinartz, Schnell, etc...) on s'est efforcé de réduire l'influence du couplage sur l'accord du circuit. La méthode employée consistait à annuler approximativement la réactance X_2 au moyen d'un condensateur γ en série avec la bobine de réaction dans le circuit de plaque.

Le couplage M étant <u>fixé</u> à une valeur judicieusement choisie, on se sert de γ pour régler la réaction.

C'est le principe des récepteurs Reinartz (fig. 375) et Schnell (fig. 376) qui ont connu une vogue considérable.

Comme il a été dit précédemment, le gain que l'on peut obtenir de la réaction n'est pas illimité. Dans le cas actuel, il est

$g_r = \frac{R}{R - R'}$, R' étant la valeur absolue de la résistance négative.

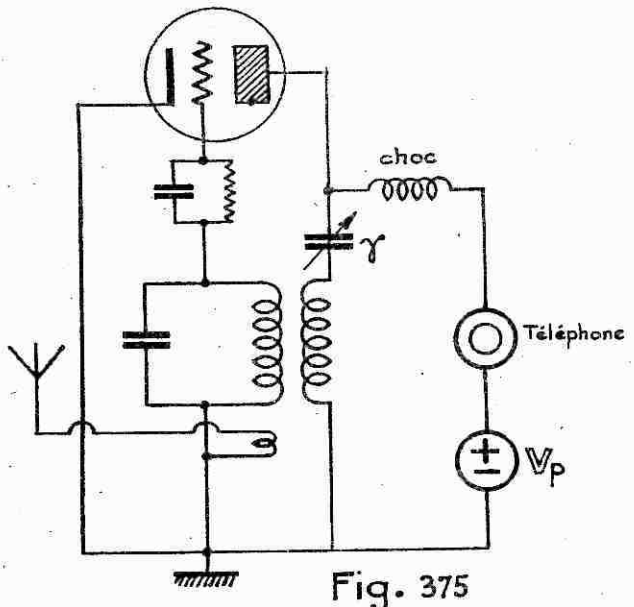


Fig. 375

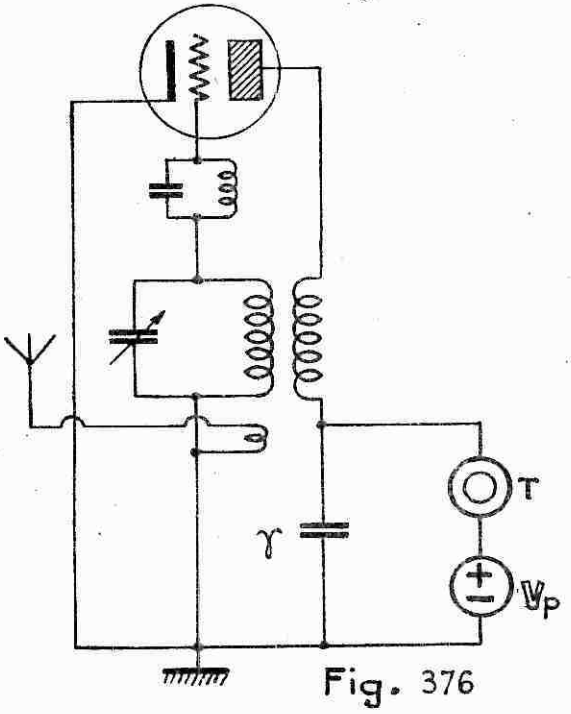


Fig. 376

Par suite des variations accidentelles inévitables sur ρ et μ, la résistance R' subits des fluctuations. La valeur absolue de ces fluctuations est proportionnelle à la valeur du couplage M et, par conséquent à celle de la résistance négative R' elle-même (puisque R' est proportionnel à M). Il faut éviter que sous l'influence de ces fluctuations, R' n'atteigne tout à coup la valeur de R, ce qui provoquerait l'amorçage d'oscillations ($R - R' = 0$). Cette condition conduit à adopter pour le couplage M une valeur telle que soit ménagée entre R et R' une certaine marge de sécurité relative $\frac{R - R'}{R}$ de l'ordre de 5 à 10% ; ceci limite les gains de réaction correspondants aux chiffres de 20 et de 10 fois qui ont déjà été indiqués comme étant la limite ordinaire de ce que l'on peut obtenir en pratique courante.

386 – Le gain propre dû à la réaction étant pratiquement indépendant de la valeur de la résistance R, on voit l'intérêt

qu'il y a à utiliser des circuits ayant un coefficient de surtension $Q = \frac{L\omega}{R}$ aussi élevé que possible puisque le gain correspondant (exprimé en unités logarithmiques) s'ajoute de toute manière à celui qui est dû en propre à la réaction.

Accrochage des oscillations.

Accrochage doux - Accrochage dur.

387 – Si on pousse la réaction un peu au-delà de la limite d'entretien, des oscillations s'amorcent dans la détectrice à réaction et l'amplitude des oscillations prend une valeur telle que la résistance négative moyenne correspondant à cette amplitude soit tout juste égale à R.

Ces phénomènes, au voisinage de la limite d'entretien, dépendent donc de la manière dont varie cette résistance négative moyenne en fonction de l'amplitude.

Si cette résistance négative est décroissante (en valeur absolue) quand l'amplitude croît, l'amplitude des oscillations aussitôt après l'accrochage demeure toute petite et croissante au fur et à mesure qu'on augmente la réaction.

Inversement, cette amplitude diminue lorsqu'on diminue à nouveau le couplage, et les oscillations cessent dès que le couplage M est revenu à la valeur qui avait provoqué l'amorçage. On dit que l'amorcage est progressif ou "<u>doux</u>".

Au contraire, si la résistance négative est croissante avec l'amplitude des oscillations, celles-ci prennent brusquement une valeur importante aussitôt que le couplage dépasse la limite d'entretien. Si l'on vient à diminuer ce couplage, les oscillations ne cessent pas immédiatement, il faut que l'on ait atteint un certain couplage M' plus petit que M pour que les oscillations "décrochent". Le phénomène est irréversible et l'on dit que l'accrochage est "<u>dur</u>".

388 – On remarquera que la présence du condensateur shunté de grille amène une polarisation automatique proportionnelle à l'amplitude. La région de la caractéristique où l'on opère ayant généralement sa concavité tournée vers le haut, il s'en suit qu'une augmentation d'amplitude tend à se traduire par une diminution de la résistance négative (pente moyenne de la lampe plus faible). L'accrochage, normalement, devrait donc être "doux".

Contre-réaction sélective en basse-fréquence.

389 – Au lieu d'utiliser la réaction sélective à augmenter l'amplification d'une certaine bande de fréquences, on peut l'utiliser (en contre-réaction) pour augmenter l'affaiblissement de certaines fréquences plutôt que d'autres. On parvient ainsi à modifier la courbe de "réponse" d'un récepteur. On reviendra ultérieurement sur cette question à l'occasion de l'étude des dispositifs dits de "réglage de la tonalité".

Réception de la télégraphie à ondes entretenues pures. Hétérodyne de battement.

401 – La détection, selon la méthode ordinaire, de signaux télégraphiques en ondes entretenues pures fournit une tension continue simplement découpée au rythme de ces signaux. Une telle tension est susceptible d'actionner un relais ou un enregistreur, à condition d'avoir été préalablement amplifiée.

Or cette opération nécessite un amplificateur du type dit "<u>à courant continu</u>", dont le réglage est délicat dès que le gain nécessaire est un peu élevé. D'autre part, une telle méthode exclut la possibilité de lire les signaux au son comme on peut le faire dans le cas de la télégraphie en ondes modulées.

C'est pourquoi la méthode habituelle de réception de la télégraphie en ondes entretenues pures consiste à créer à la sortie du détecteur un signal de fréquence audible lui-même découpé au rythme de la manipulation. Cette tension BF est amplifiée par un amplificateur basse fréquence ordinaire et il suffit d'un redressement (ou d'une nouvelle détection) pour dégager, si besoin est, le courant continu nécessaire pour actionner les relais et appareils inscripteurs.

402 – On peut obtenir le signal de basse fréquence en question à partir de la tension continue découpée issue de détecteur HF ou MF, en utilisant cette dernière tension à déclencher l'amorçage d'un oscillateur BF (en agissant par exemple sur le potentiel d'une grille auxiliaire d'un tube multigrilles).

On peut aussi découper ou moduler la tension HF ou MF avant de l'appliquer au détecteur ; mais ces méthodes ne sont que rarement employées parce qu'elles ne possèdent pas les avantages de la méthode hétérodyne dont il va maintenant être question .

La méthode hétérodyne .

404 – Comme il a été expliqué à propos du changement de fréquence (§ 171), il est aisé de transformer un signal de fréquence f en un signal de fréquence F , au moyen d'une oscillation auxiliaire de fréquence $f' = f \pm F$.

Tous les procédés indiqués aux §§ 172 et suivants demeurent utilisables et il suffit , dans le cas qui nous occupe , de choisir pour F une fréquence audible . On bénéficie, naturellement, du gain de conversion qui est propre au dispositif choisi .

La méthode généralement employée consiste à superposer la tension auxiliaire de fréquence f' au signal de fréquence f avant d'appliquer celui-ci au détecteur habituel (celui qui est normalement utilisé pour la réception des signaux modulés) .

405 – La fréquence auxiliaire $f \pm F$ est généralement obtenue au moyen d'une lampe oscillatrice supplémentaire , c'est une oscillation " étrangère " par rapport au signal reçu , d'où le qualificatif "d' hétérodyne" qui est ordinairement donné aussi bien à la méthode qu'au dispositif oscillateur engendrant cette fréquence f' .

Le récepteur étant réglé sur un signal de fréquence f supposé arrivant seul au détecteur , la hauteur de la note entendue dans le téléphone ou dans le haut parleur dépend du désaccord $|f'-f|$ de l'hétérodyne par rapport au signal .

Supposons l'amplificateur BF et le haut-parleur établis de manière à reproduire fidèlement toutes les fréquences audibles .

Lorsque la fréquence de l'hétérodyne est très éloignée, très au-dessous par exemple, de celle du signal, le haut-parleur ne rend aucun son, la fréquence du battement $f - f'$ étant trop élevée pour être audible.

Lorsqu'on augmente la fréquence de l'hétérodyne, on commence à percevoir un son très aigu, dès que la différence $f - f'$ atteint la limite supérieure des sons audibles (pratiquement 10500 c/s). Si on continue d'augmenter f' la hauteur $f - f'$ de la note obtenue diminue ; le son devient de plus en plus grave. Il disparaît tout à fait lorsque $f - f'$ devient égal à la limite inférieure des fréquences audibles (f = 16 périodes environ). En continuant de faire varier f' dans le même sens, on fait réapparaître le son au plus grave quand la différence $f' - f$, devenue positive, atteint à nouveau la limite inférieure d'audibilité. La note devient ensuite de plus en plus aiguë et le son disparaît définitivement lorsque $f' - f$ est devenue égale à la limite supérieure d'audibilité.

En manœuvrant l'hétérodyne en sens inverse, les phénomènes se reproduisent de façon symétrique.

406 - Réciproquement, pour une fréquence donnée de l'hétérodyne, il existe une double bande de fréquences de signaux susceptibles de donner des notes audibles dans le haut-parleur. Elles-ci sont données par un diagramme en V (fig. 401) analogue à celui qui a été tracé à propos de l'étude du changement de fréquence (§ 228).

407 - <u>Dans le cas des récepteurs à amplification directe</u>, et pour des ondes pas trop longues, la sélectivité HF n'est pas telle qu'elle permette de séparer la fréquence f des autres fréquences des bandes $f' - F_{max}$ à $f' - F_{min}$ et $f' + F_{min}$ à $f' + F_{max}$, ou plus simplement de la bande $f - F_{max}$ à $f + F_{max}$ fréquences qui sont susceptibles de rendre des sons audibles dans le téléphone. Une oreille exercée arrive à discriminer des signaux de hauteurs différentes reçus

simultanément . Il reste aussi la ressource de faire de la sélection BF c'est-à-dire de restreindre la bande passante de l'amplificateur BF (limites tracées en traits interrompus sur la fig. 401) , mais on voit que la méthode est en défaut pour éliminer la fréquence image $f_1 = 2f - f'$. En cas de difficultés , on peut tenter de déplacer la fréquence de l'hétérodyne en adoptant soit l'autre fréquence $f'' = f - F$ correspondant à la même hauteur de son F , soit d'autres fréquences $f''' = f \pm F'$ donnant une hauteur de son F' plus favorable à la discrimination du signal au milieu des brouilleurs .

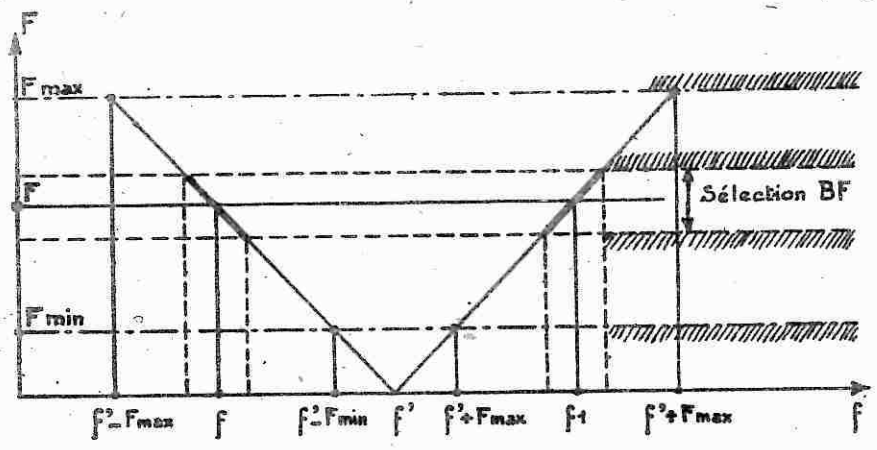


Fig. 401

Une grande habilité professionnelle est indispensable pour tirer parti du dispositif en question et la sécurité de l'exploitation n'est pas très grande .

408 – Lorsqu'on emploie une hétérodyne non blindée, le rayonnement de ses circuits est en général suffisant pour qu'il ne soit pas nécessaire de prévoir de couplages particuliers avec le récepteur. L'hétérodyne rayonne dans son entourage un champ électromagnétique qui est capté par le récepteur et notamment par son circuit d'entrée et son collecteur d'ondes , comme s'il s'agissait d'un poste d'émission quelconque . Comme la sélectivité du poste ne permet pas de séparer deux signaux dont les fréquences diffèrent de la fréquence acoustique F , l'oscillation locale $f' = f \pm F$ parvient au détecteur en superposition du signal f et la détection fait apparaître la fréquence F .

Montage " autodyne " .

409 – La remarque précédente concernant la sélectivité permet d'utiliser comme fréquence auxiliaire f' l'oscillation qui s'amorce dans la lampe détectrice à réaction quand on pousse le couplage au delà de la limite d'entretien .

On évite ainsi l'emploi d'une lampe supplémentaire, et le montage prend le nom d'" autodyne " par opposition à l'" hétérodyne " considérée jusqu'ici .

Le circuit oscillant de la lampe détectrice est naturellement accordé sur la fréquence auxiliaire f' ; il se trouve donc désaccordé par rapport au signal f, ce qui a pour résultat une certaine diminution du gain de l'étage . Cette diminution ne devient d'ailleurs sensible qu'avec les ondes kilométriques ; pour celles-ci, le recours à une hétérodyne " séparée " devient avantageux voire même indispensable .

410 – Dans le cas des récepteurs à changement de fréquence, c'est sur la fréquence f_i qu'on provoque le battement à fréquence audible .

Comme f_i est fixe, rien n'empêche donc de choisir f'_i fixe également . On peut même utiliser un oscillateur stabilisé par quartz . Celui-ci est réglé de manière à fournir une fréquence qui diffère, par exemple de 1.000 périodes de la fréquence centrale de la bande passante de l'amplificateur de fréquence intermédiaire . En agissant sur la fréquence f' du premier oscillateur auxiliaire (celui qui effectue le changement de fréquence) on peut faire varier, dans les limites de la bande passante de l'amplificateur de fréquence intermédiaire, la fréquence $f_i = f' - f$ correspondant à un signal f donné ; on peut donc, par conséquent, faire varier la note de battement de part et d'autre de la hauteur de 1.000 périodes ,

laquelle correspond à une fréquence intermédiaire exactement égale à la fréquence médiane de la bande passante FI (ou MF).

Si la sélectivité de l'amplificateur de fréquence intermédiaire n'est pas très aiguë, on constate qu'il existe un deuxième réglage de la fréquence f' du premier oscillateur qui permet d'obtenir également la note de 1.000 périodes sur le même signal f. L'intensité de réception est toutefois généralement plus faible, d'autant plus faible que la sélectivité de l'amplificateur MF est plus grande.

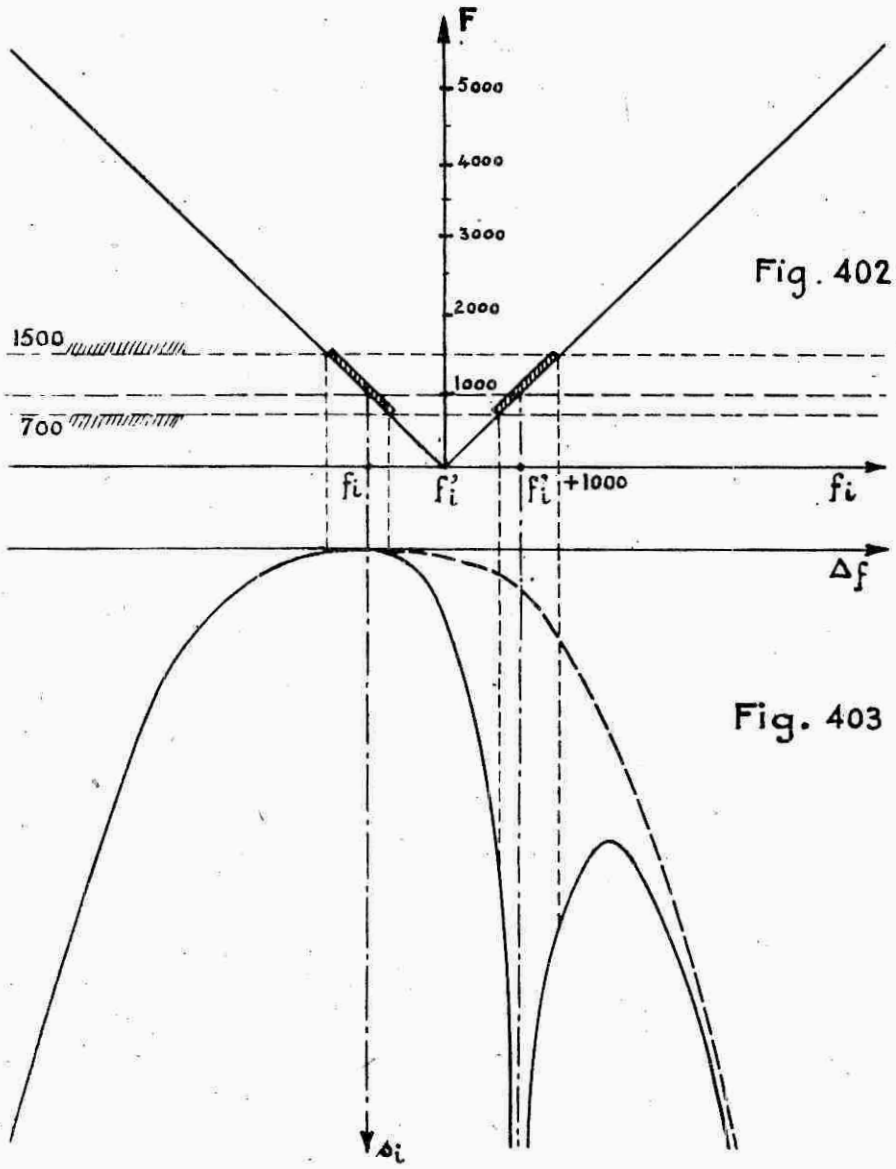


Fig. 402

Fig. 403

Réciproquement, pour un réglage donné de la fréquence f' de l'oscillation de l'étage changeur de fréquence, il existe, comme

dans le cas du récepteur à amplification directe, toute une bande de fréquences de signaux susceptibles de fournir des notes audibles à la sortie du détecteur. Il y a encore, en particulier, la fréquence image $2f'_i - f_i$ qui fournit un son de même hauteur que le signal observé.

On se rend compte des phénomènes en traçant encore la courbe en V donnant la hauteur du battement produit en fonction de la fréquence du signal MF (fig. 402). On y voit :

1° : l'influence de la sélectivité basse fréquence, qui joue ici le rôle que jouait la sélectivité de l'amplificateur intermédiaire dans le cas du premier changement de fréquence ;

2° : l'influence de la sélectivité de l'amplificateur intermédiaire qui joue ici le rôle de la présélection HF dans le cas du premier changement de fréquence.

La fig. 403 montre, en particulier, l'intérêt qu'il y a à utiliser dans l'amplificateur de fréquence intermédiaire, des filtres à quartz avec dispositif de réjection de fréquence, pour l'élimination de la fréquence image $f_i + 2F$.

La fig. 402 peut d'ailleurs être associée à la fig. 228 relative au changement de fréquence. L'ensemble fournit alors la correspondance existant entre les basses fréquences issues de la deuxième

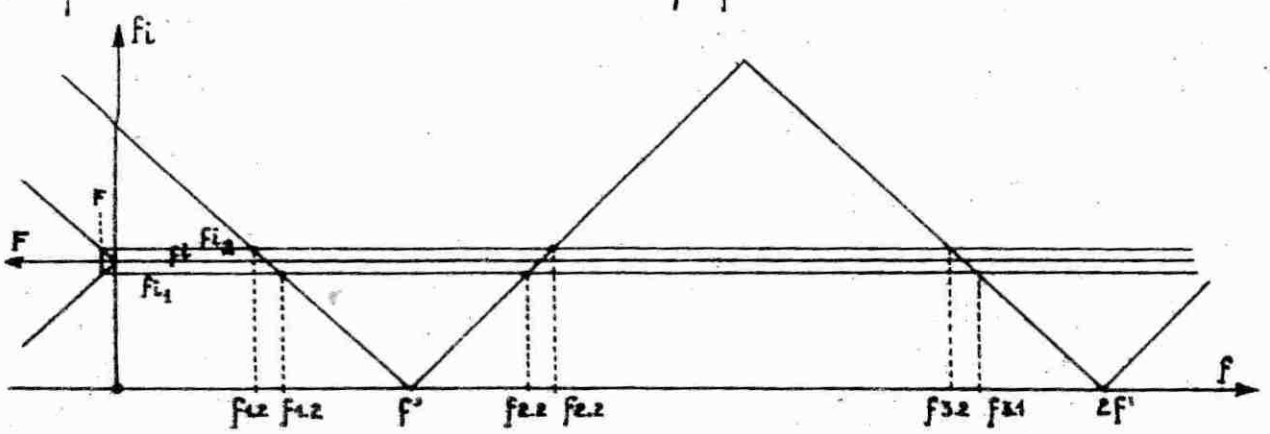


Fig. 404

détectrice et les fréquences des divers signaux susceptibles de leur avoir

donné naissance (fig. 404) .

Précautions à prendre dans le montage de l'oscillateur de battement .

411 – Il importe que les circuits de l'hétérodyne de battement soient convenablement blindés et que les harmoniques de cette oscillation soient aussi réduits que possible . En effet , si ces harmoniques étaient rayonnés à l'extérieur , ils ne manqueraient d'être captés par les circuits d'entrée de l'amplificateur HF précédant le changement de fréquence , tout comme de véritables signaux . On aurait l'impression de recevoir toute une série d'ondes porteuses dont les fréquences seraient réparties tout au long de la gamme de réception et d'autant plus rapprochées les unes des autres qu'on est plus près de l'extrémité " ondes courtes " de la gamme du récepteur .

Emploi d'une lampe mélangeuse .

412 – On remarquera que la fréquence audible $f'_i - f_i$ peut également être obtenue par modulation de la fréquence f_i par la fréquence f'_i dans un tube mélangeur multi-grilles à la façon du premier changement de fréquence . L'étage détecteur habituel (qui fait normalement suite à l'amplificateur MF) devient alors sans objet .

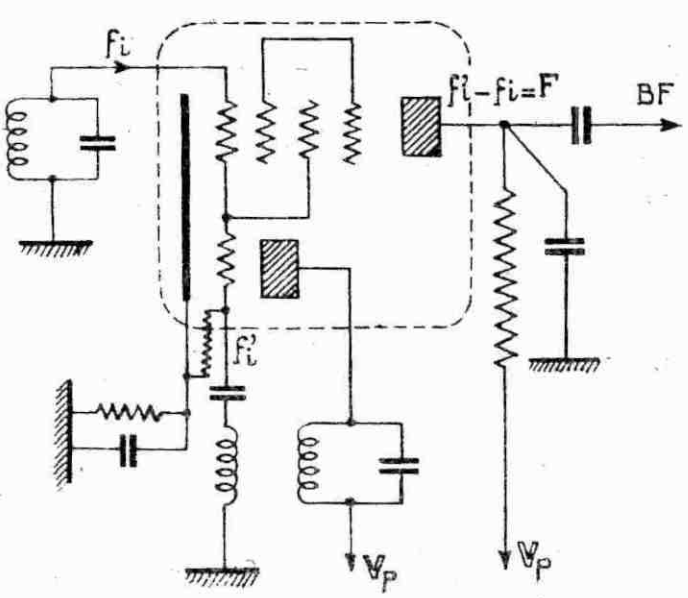


Fig. 405

Le dispositif a l'avantage d'éviter tout entraînement de la fréquence f'_i par la fréquence f_i et de faire bénéficier du gain de conversion propre de la lampe mélangeuse utilisée. La fig. 405 indique le schéma d'un montage de ce type, utilisant une triode - hexode dont la partie triode est utilisée à engendrer l'oscillation locale f'_i.

Réception des ondes entretenues instables.

414 - Lorsque la fréquence du signal reçu n'est pas parfaitement stable, la hauteur de la note de réception fournie par la méthode hétérodyne subit des variations qui peuvent faire disparaître la réception si leur ampleur dépasse la largeur de la bande passante BF.

Pour recevoir de telles émissions, il est préférable d'opérer par modulation BF de la fréquence intermédiaire.

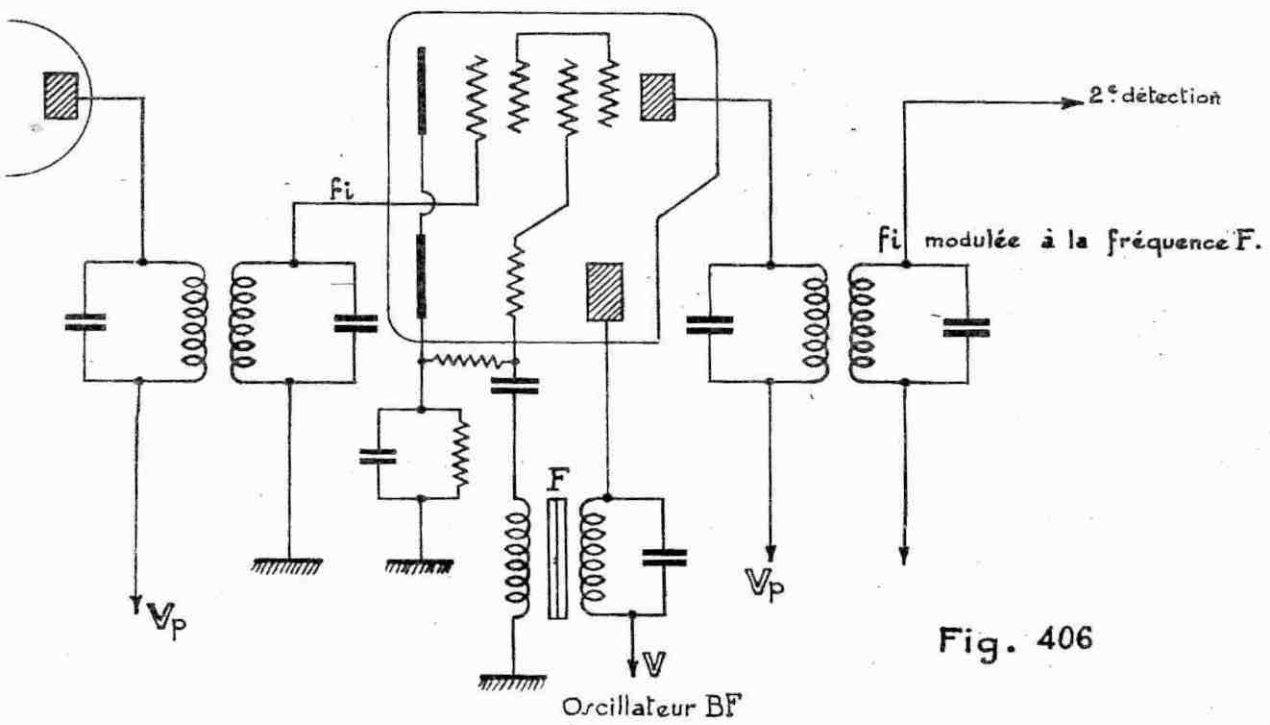


Fig. 406

On substituera par exemple à la première lampe amplificatrice de fréquence intermédiaire une lampe mélangeuse (une triode -

hexode par exemple, dont l'élément triode sera monté en oscillateur BF, tandis que la grille de commande de l'hexode sera attaquée par le secondaire du premier transformateur de fréquence intermédiaire (fig.106).

On recueillera dans le circuit de plaque une composante de fréquence intermédiaire f_i modulée à basse fréquence F.

L'inconvénient de la méthode est que la hauteur du son recueilli à la sortie ne permet plus de discriminer deux émissions différentes.

Par ailleurs, on perd le bénéfice du gain de conversion procuré par la méthode hétérodyne.

X. Récepteurs à superréaction

421 - Nous avons vu, au Chap. II (§ 21) que l'intensité i dans un circuit oscillant isolé L, C, R, était donnée, en régime libre, par l'équation :

$$i = I_0 \, e^{-\beta t} \sin(\alpha t - \varphi) .$$

I_0 est l'amplitude des oscillations à l'époque $t = 0$, $\beta = \frac{R}{2L}$ l'amortissement du circuit et $\alpha = \sqrt{\omega^2 - \beta^2}$ la pseudo-période, $\left(\text{avec } \omega^2 = \frac{1}{LC}\right)$.

Cette équation représente des oscillations sinusoïdales dont l'amplitude varie suivant la loi exponentielle :

$$I = I_0 \, e^{-\beta t} .$$

Ce qui précède est vrai, quel que soit le signe de R et, par conséquent, de $\beta = \frac{R}{2L}$

Or, nous avons vu également (§ 382 ci-dessus, notamment) que l'on pouvait produire, par exemple au moyen d'une lampe ou d'un amplificateur, un effet équivalent à celui d'une résistance négative introduite dans le circuit. En particulier, dans le cas où le circuit oscillant est inséré dans le circuit de plaque d'une lampe et couplé à une bobine disposée dans le circuit de grille, la résistance négative introduite a pour valeur $R' = \frac{\mu M - L}{\rho C}$. La résistance apparente totale a alors pour valeur $R - R' = R - \frac{\mu M - L}{\rho C}$.

Cette résistance totale devient elle-même négative lorsque l'on a $M > \frac{L + RC\rho}{\mu}$. Le coefficient β devient

lui aussi négatif et l'exponentielle $e^{-\beta t}$ est croissante au lieu d'être décroissante. Les oscillations vont en s'amplifiant au lieu de s'amortir.

Théoriquement, leur amplitude devrait croître indéfiniment si le domaine de fonctionnement linéaire de la lampe était indéfini (μ et ρ invariables pour toutes valeurs de i et v). Mais on sait que, pratiquement, la résistance négative moyenne va en diminuant quand l'amplitude dépasse une certaine valeur. La croissance des oscillations abandonne la loi exponentielle et ces oscillations finissent même par se stabiliser à une amplitude qui demeure constante ensuite.

Il est essentiel de remarquer que dans la limite où la loi de variation de I est exponentielle, l'amplitude à une époque t donnée est <u>proportionnelle</u> à l'amplitude initiale I_0 : $I = \underline{I_0}\, e^{-\beta t}$.

422 – Supposons que, par un procédé quelconque, on fasse varier périodiquement les conditions de fonctionnement de la lampe à des époques t_0 t_1 t'_0 t'_1 t''_0 t''_1 etc... de telle manière que la résistance apparente totale du circuit soit négative et égale à une valeur donnée – R" dans les intervalles t_0 à t_1, t'_0 à t'_1, etc... mais positive et égale à une valeur donnée + R dans les autres intervalles t_1 à t'_0, t'_1 à t''_0, etc... . Nous supposerons égaux entre eux les premiers

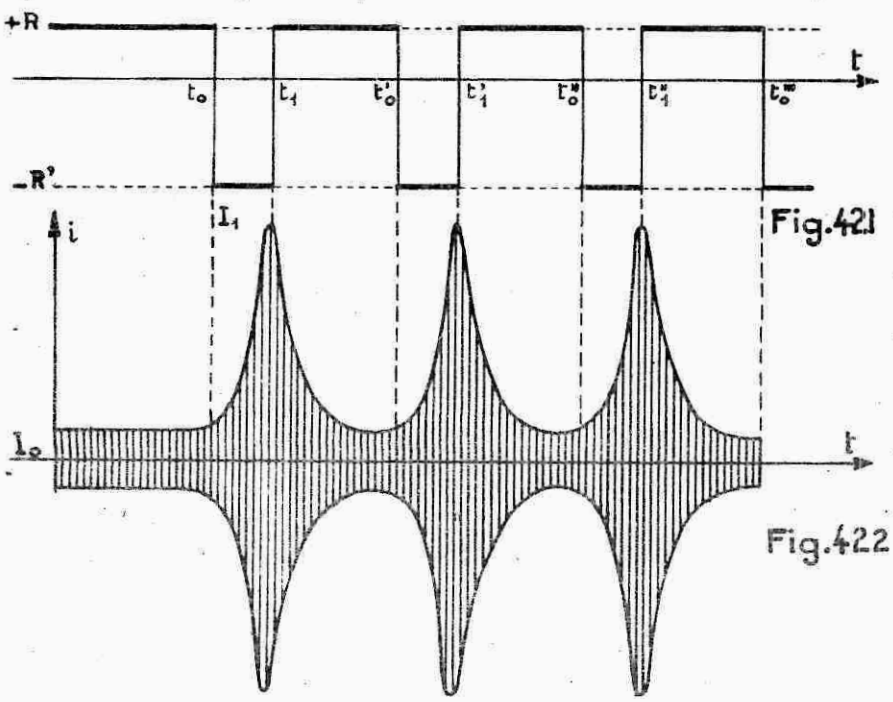


Fig.421

Fig.422

intervalles $t_0\ t$, etc ... et égaux aussi entre eux les seconds intervalles $t_1\ t'_0$, etc ... (fig. 421) .

Appliquons au circuit oscillant une petite force électromotrice E de fréquence égale à la fréquence propre du circuit $\frac{\alpha}{2\pi}$ Si la résistance du circuit était constamment égale à + R, cette force électromotrice déterminerait, dans le circuit, un courant d'amplitude constante $I = \frac{E}{R}$.

423 - Nous aurons une idée des phénomènes qui se passent à partir de l'époque $t = t_0$ en raisonnant simplement de la manière suivante :

A l'époque $t = t_0$, où la résistance passe de + R à - R", l'amplitude du courant, qui est sensiblement égale à $\frac{E}{R} = I_0$, se met à croître suivant la loi exponentielle $I_0\ e^{\frac{R''}{2L}(t-t_0)}$;

$$I = I_0\ e^{\frac{R''}{2L}(t-t_0)} .$$

Cette loi croissante se poursuit jusqu'à l'époque $t = t_1$, où l'amplitude atteinte est $I_1 = I_0\ e^{\frac{R''}{2L}(t_1-t_0)}$;

Dans l'intervalle t_1 à t'_0, la résistance étant devenue égale à + R, les oscillations vont en décroissant depuis l'amplitude I_1 selon l'équation :

$$I = I_1\ e^{-\frac{R}{2L}(t-t_1)} ,$$

jusqu'à l'époque $t = t'_0$. Nous supposerons celle-ci suffisamment éloignée pour que l'amplitude finale de cette oscillation libre soit devenue négligeable par rapport à l'amplitude I_0 produite par la force électromotrice extérieure appliquée E . On se retrouve alors dans les conditions où l'on était à l'époque $t = t_0$, et les phénomènes recommencent, identiques, se succédant à la cadence des variations de résistance du circuit oscillant. (fig. 422) .

Entre les limites où la loi exponentielle demeure applicable, l'amplitude finale I, correspondant aux époques t_1, t'_1, t''_1 etc... est proportionnelle à la force électromotrice E appliquée à ce circuit. Il en est de même de l'amplitude moyenne, calculée dans l'intervalle t_0 t'_0 par exemple, et de l'intensité efficace correspondante.

En réalité, le raisonnement qui précède ne constitue qu'une approximation, en ce sens qu'il ne tient pas compte de l'action de la force électromotrice E pendant les intervalles de temps où l'amplitude est exponentiellement croissante et décroissante ; on a, en effet, seulement considéré les oscillations libres du circuit pendant ces intervalles, la force électromotrice E n'intervenant que pour fixer l'amplitude initiale I_0 aux époques t_0 t'_0 t''_0 etc... . Le raisonnement donne néanmoins l'allure des phénomènes et les conclusions qu'il fournit se trouvent, d'autre part, confirmées par l'oscillographe.

424 – Une étude plus détaillée montre et l'expérience confirme que l'énergie moyenne mise en jeu dans le circuit oscillant dans l'intervalle t_0 t_1 peut être notablement supérieure, non seulement à celle qui existerait si la résistance du circuit était constamment maintenue égale à + R, mais encore à celle qui serait développée si on avait réglé la résistance apparente R – R' au minimum comme dans une détectrice à réaction ajustée au plus près de la limite d'entretien.

Le bénéfice obtenu est d'autant plus grand que l'amplitude de crête I_1 pourra être plus élevée et les impulsions plus nombreuses dans un temps donné.

425 – Si l'on fait suivre le circuit oscillant d'un détecteur, on recueille un courant détecté qui est composé d'une série d'impulsions correspondant aux expansions de l'amplitude I.

Lorsque la détection est linéaire, ces impulsions sont proportionnelles aussi à l'amplitude E de la force électromotrice appliquée ; et il en est de même de la composante continue du courant détecté.

Cas d'un signal modulé.

426 - Si maintenant E est une force électromotrice modulée, dont la modulation soit lente vis-à-vis de la cadence des variations de résistance du circuit, on recueille, à la sortie du détecteur un courant "moyen" dont les variations reproduisent fidèlement la modulation de la force électromotrice E.

427 - Le procédé de réception schématiquement décrit ci-dessus est désigné sous le nom de <u>super-réaction</u> et la fréquence à laquelle s'effectuent les variations de résistance du circuit oscillant est dite fréquence de super-réaction.

Comme on vient de le voir, le procédé s'applique tel quel à la télégraphie modulée et à la radiotéléphonie ; on verra plus loin (§ 435) comment il peut servir à la réception de la télégraphie en ondes entretenues pures.

La seule difficulté, dans le cas de la réception des ondes modulées, est de loger, avec des marges de sécur. suffisantes, la fréquence de super-réaction entre la fréquence la plus élevée contenue dans la modulation et la fréquence du signal (ou plus précisément, de son onde porteuse).

En pratique, la fréquence de super-réaction est choisie entre 15 et 100 kilocycles. L'expérience montre que le rendement du procédé est une fonction croissante de la fréquence du signal et l'avantage de la super-réaction sur la réaction ordinaire ne se manifeste pratiquement que pour les ondes de fréquences supérieures à un

ou deux mégacycles. Cette supériorité, déjà notable pour la réception des ondes décamétriques, devient très importante quand il s'agit des ondes métriques.

Fonctionnement pratique.

428 - Le fonctionnement théorique exposé ci-dessus, où la résistance du circuit passe brusquement d'une valeur positive + R à une valeur négative - R" et inversement, n'est pas exactement réalisable dans la pratique.

Ce qu'on réalise généralement, au contraire, ce sont des variations continues de la résistance effective du circuit entre les deux valeurs extrêmes considérées.

Au surplus, dès que l'amplitude de l'oscillation HF cesse d'être très petite, le fonctionnement du système procurant la résistance négative cesse d'être linéaire, de sorte que la résistance négative introduite se trouve être, par surcroît, variable au cours d'un cycle HF, ces dernières variations de la résistance négative étant, à leur tour, fonction de la valeur de l'amplitude HF.

L'effet de ces phénomènes est apparent sur les trois figures 3 (a) (b) (c) qui représentent les courbes de l'amplitude du courant I en fonction du temps pour 3 valeurs (I, II et III) données de l'amplitude du signal d'entrée dans les trois cas (a) (b) (c).

La figure (a) correspond au fonctionnement théorique décrit au § 422 ci-dessus. Les courbes I, II et III sont toutes les trois exponentielles et leurs ordonnées sont, à chaque instant proportionnelles aux amplitudes des signaux appliqués. Les courants détectés sont proportionnels à ces mêmes amplitudes.

La figure (b) est établie dans l'hypothèse d'une variation continue de la résistance R, mais toujours avec un

fonctionnement linéaire du système à résistance négative . Les trois courbes ont encore des ordonnées proportionnelles aux amplitudes des signaux appliqués .

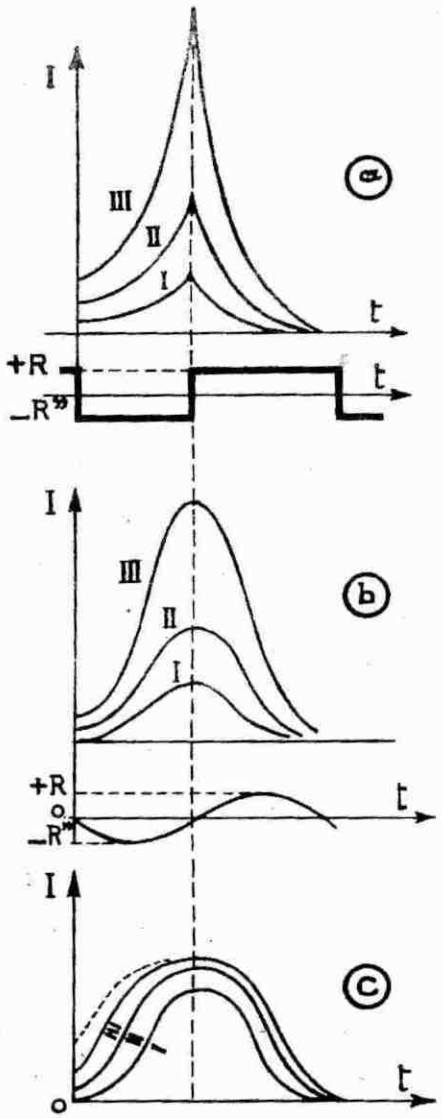


Fig.423

Enfin la figure (c) indique l'effet de la non-linéarité du système à résistance négative . Les trois courbes n'ont plus leurs ordonnées proportionnelles . L'augmentation de l'amplitude à l'entrée se traduit davantage par une avancée de la courbe que par une élévation de son maximum . Le courant détecté augmente moins vite que l'amplitude du signal . On a une déformation des signaux modulés , mais en même temps une sorte de <u>régulation automatique du gain</u> (voir plus loin §), puisque l'amplification est d'autant moins grande que le signal est plus fort .

429 _ L'expérience montre d'ailleurs que la <u>sélectivité</u>, elle aussi , est variable avec l'amplitude du signal . Elle diminue quand cette amplitude augmente ainsi qu'il est visible sur la fig. 424 extraite d'un article de Scroggie où les courbes de sélectivité marquées I à VI se rapportent respectivement aux tensions d'entrée suivantes :

3 μ V	pour la courbe I
10 μ V	pour la courbe II
100 μ V	pour la courbe III
1.000 μ V	pour la courbe IV
10.000 μ V	pour la courbe V
100.000 μ V	pour la courbe VI

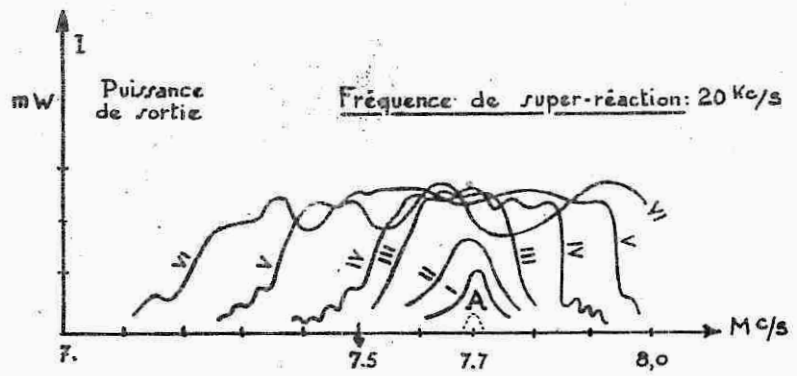


Fig. 424

La courbe A, donnée à titre d'exemple est relative au même appareil fonctionnant en réaction ordinaire avec une tension d'entrée égale à 1000 μ V.

Montages utilisés dans la pratique.

430 — Un procédé consiste à modifier, à la fréquence de la super-réaction et au moyen d'un oscillateur auxiliaire réglé sur cette fréquence, un des paramètres dont dépend l'amorçage d'oscillations dans une lampe montée en détectrice à réactions. Ce paramètre peut être la tension de plaque

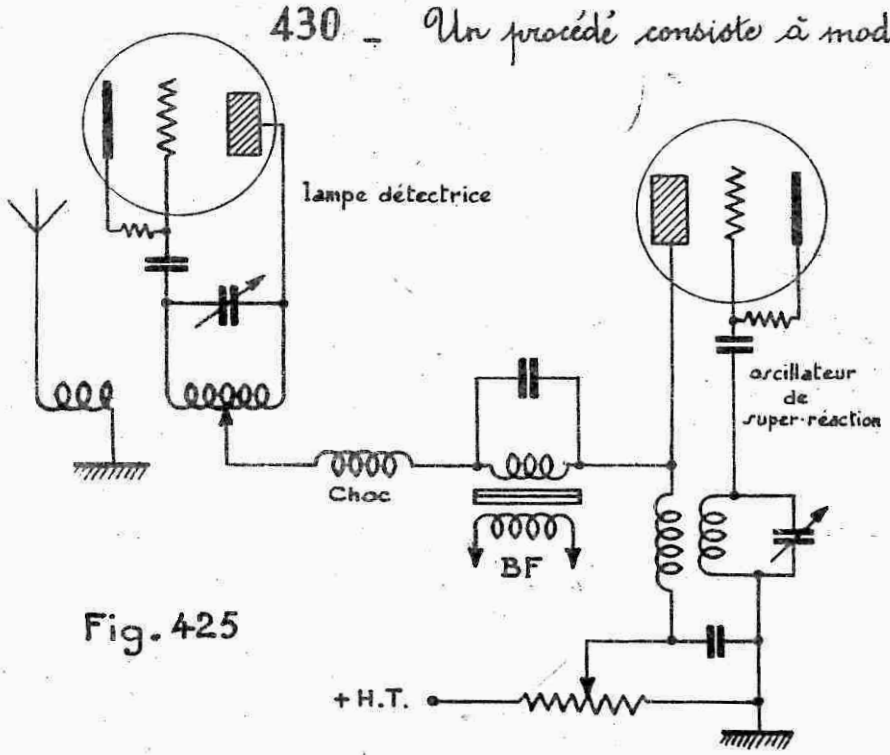


Fig. 425

la tension d'écran, la polarisation de la grille de commande etc...
C'est le procédé dit de variation de la résistance négative (fig. 425)

Un autre procédé consiste à faire varier la résistance positive, celle-ci étant, pour une partie, constitué par l'espace filament plaque d'une lampe dont le potentiel de grille est variable à la fréquence de la super-réaction.

Super-réaction avec une seule lampe.

431 – Dans la plupart des cas, on cherche à réaliser toutes les opérations au moyen d'une seule lampe. Un montage particulièrement simple et couramment employé est celui de la fig.

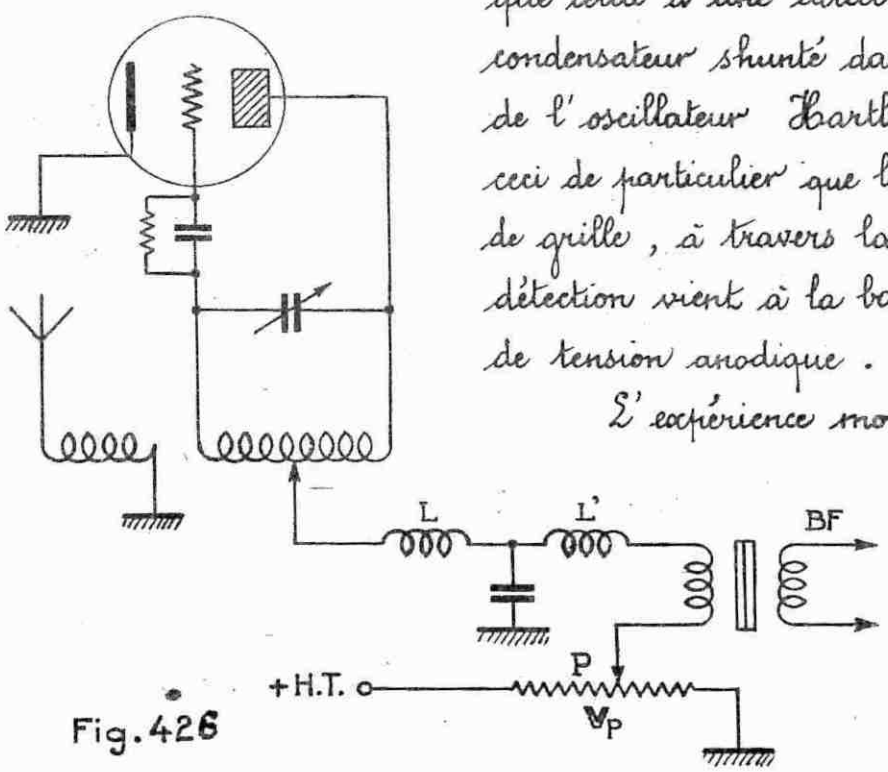


Fig. 426

A première vue, ce schéma n'est autre que celui d'une détectrice à réaction avec condensateur shunté dans la grille, dérivée de l'oscillateur Hartley. Il a toutefois ceci de particulier que le retour du circuit de grille, à travers la résistance R de détection vient à la borne + de la source de tension anodique.

L'expérience montre que pour des valeurs convenablement choisies

1° : de la résistance de fuite R (on prend généralement une valeur élevée, 5 à 10 MΩ par exemple) ;
2° : des selfs de choc L et L' ;
3° : de la tension de plaque V_p réglable au moyen d'un poten-

tiomètre P,
on obtient un amorçage d'oscillations dont la fréquence est celle du circuit LC, mais qui se bloque un court instant après avoir pris naissance, puis renaît et se bloque à nouveau et ainsi de suite à une cadence permettant le fonctionnement de la super-réaction".
La self de choc L doit alors être adaptée à ces ondes (un certain nombre de micro-henrys) et présenter le minimum de capacité propre.
La self de choc L_1 est une self de quelques millihenrys.

Montages utilisant une pentagrille ou une octode.

432 - Les lampes à grilles multiples se prêtent également à la réalisation de montages à super-réaction à un seul tube (fig. 427). L'élément triode oscillateur habituellement utilisé à engendrer l'oscillation locale des postes à changement de fréquence, est employé cette fois à fournir l'oscillation de super-réaction, tandis qu'une réaction est créé entre le circuit d'entrée et le circuit de plaque de l'heptode

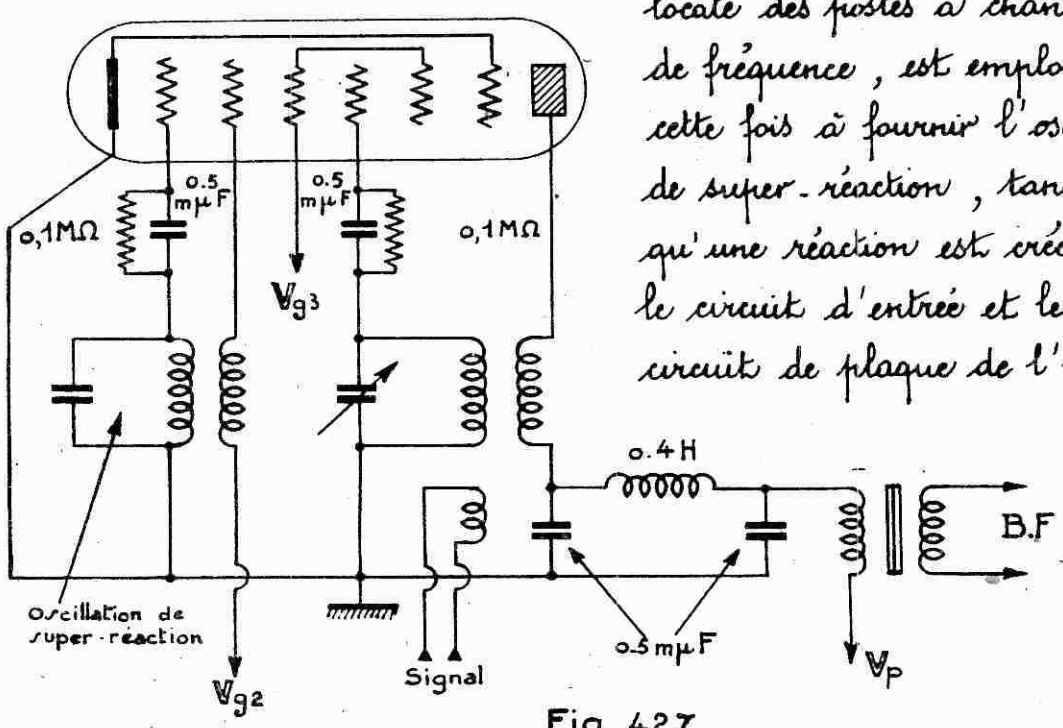


Fig. 427

ou de l'octode.

Montages symétriques.

433 – On peut aussi utiliser un montage à deux lampes fonctionnant en symétrique pour la détection et l'oscillation HF, et en parallèle pour la production de l'oscillation de super-réaction.

Bruit de "chute d'eau".

434 – En l'absence du signal, les perturbations accidentelles inévitables du circuit L.C. provoquent le déclanchement d'oscillations d'amplitudes généralement petites mais très irrégulières, dont le résultat est de produire le bruit de friture ou de "chute d'eau" caractéristique du fonctionnement de la super-réaction.

Lorsqu'un signal f d'amplitude constante (une onde porteuse par exemple) est appliqué au circuit, les amplitudes finales successives I deviennent régulières et le bruit de chute d'eau disparaît. On est ainsi averti que le poste est réglé sur une émission, même en l'absence de modulation de celle-ci.

Fonctionnement B.

Réception des ondes entretenues pures.

435 – Une étude détaillée des phénomènes a conduit Mr. David, en 1928, à distinguer, outre les modes de fonctionnement qui ont été décrits ci-dessus, deux autres modes de fonctionnement qu'il désigne sous le nom de fonctionnements B et C.

Dans le mode de fonctionnement qui a été décrit ci-dessus, ou fonctionnement A, les valeurs extrêmes + R et – R" atteintes par la résistance apparente du circuit oscillant, ainsi que les durées respectives $t_1 - t_0$ et $t'_0 - t'_1$, sont telles que l'oscillation qui s'est développée dans le premier intervalle ait le temps de s'amortir complè-

tement pendant le second .

Dans le fonctionnement B , au contraire , les valeurs positives + R et l'intervalle correspondant t_1 à t'_0 sont réduites de telle manière que cette oscillation ne soit pas complètement éteinte aux époques t'_0 t''_0 ... où la résistance redevient négative . L'oscillation produite est une oscillation HF modulée à la fréquence de la super-réaction avec des montées rapides de l'amplitude aux époques t_0 , t'_0 , t''_0 , etc ... . Le spectre de cette oscillation comprend , outre la fréquence fondamentale f' , toutes les fréquences latérales $f' \pm F$, $f' \pm 2F$, $f' \pm nF$ ... , le nombre n pouvant atteindre des valeurs très élevées. Ces différentes fréquences sont susceptibles de battre avec le signal f , et on observe effectivement une suite de battements audibles au téléphone quand on fait varier progressivement la fréquence f' en manoeuvrant le condensateur du circuit oscillant LC . L'effet est analogue à celui d'une hétérodyne sur une onde entretenue pure , mais avec cette différence qu'au lieu d'obtenir une unique double plage continue de sons (une de chaque côté de l'accord de l'hétérodyne sur le signal) on obtient en outre une quantité considérable d'autres doubles plages semblables . Celles-ci sont uniformément réparties de part et d'autre de la première , et d'autant plus rapprochées les unes des autres que la fréquence de super-réaction est plus basse .

Ce procédé convient à la réception de la télégraphie sur ondes entretenues pures .

Fonctionnement C ou antiparasite .

436 _ Dans ce mode de fonctionnement , on donne à la résistance négative - R" une valeur absolue suffisamment élevée pour que l'amplitude des oscillations déclenchées par le signal atteigne effectivement le plus rapidement possible le maximum $I_{1\,Max}$ correspondant aux conditions de fonctionnement réelles de la lampe .

Sous l'action d'une onde entretenue pure, la lampe HF est saturée en permanence et le récepteur se trouve par conséquent insensible à toute excitation supplémentaire ou parasite.

Imaginons maintenant une émission télégraphique entretenue qui serait modulée pendant les signaux et entretenue pure pendant les intervalles de ceux-ci [a]

D'après ce qui vient d'être dit, le récepteur n'est pas troublé dans les intervalles des signaux. Pendant les signaux eux-mêmes, les actions parasites peuvent avoir un peu plus d'influence, mais ils n'ont d'autre effet que de modifier la pureté de la note de réception. On a donc réalisé une réception antiparasite.

Malheureusement, le système nécessite un champ de réception assez intense, puisqu'il doit être en mesure de provoquer le blocage du récepteur par saturation de la lampe HF de super-réaction.

(a) - Voir au Chap. I (§ 92) : Télégraphie en ondes modulées avec porteuse de repos.

XI . Les bruits de fond dans les amplificateurs .

451 - L'expérience montre qu'en l'absence de tension effectivement appliquée à leurs bornes d'entrée, les amplificateurs à gains élevés fournissent cependant un courant appréciable dans l'impédance d'utilisation branchée à leurs bornes de sortie. Ce courant est de nature tout à fait irrégulière et son importance croît quand on augmente le taux de l'amplification.

Des courants nuisibles semblables viennent se superposer au courant utile quand un signal est appliqué à l'entrée de l'amplificateur. La réception se trouve donc gênée et d'autant plus que le rapport du courant utile au courant nuisible est moins grand ; elle peut même devenir impossible si ce rapport tombe au-dessous d'un certain niveau.

Dans le cas des amplificateurs de basse fréquence, ces courants nuisibles manifestent leur existence sous la forme d'un bruissement particulier produit par le haut-parleur, d'où le nom de " bruits " ou de " bruits de fond " donné par extension à ce genre de courants, quelles que soient d'ailleurs les fréquences qui les composent (HF, BF, etc ...).

Comme on l'a vu, ce sont ces bruits qui déterminent en fait la limite absolue de la sensibilité des amplificateurs ; c'est pourquoi il faut les étudier spécialement.

452 - Nous laisserons naturellement de côté les bruits qui résultent d'une construction défectueuse des amplificateurs, telle

que mauvais contacts, mauvais isolements, éléments de mauvaises qualités (résistances en particulier). Une inspection minutieuse de l'appareil et aussi l'expérience de semblables difficultés permettent de les dépister. Dans cette inspection, une attention plus particulière doit naturellement être apportée aux circuits immédiatement voisins des bornes d'entrée, lesquels sont évidemment les plus sensibles de l'amplificateur.

Origine des "bruits de fond".

453 - Les bruits dans les amplificateurs résultent de ce fait que, examinés de près, les courants électriques mis en jeu dans les amplificateurs "fluctuent" comme toutes les manifestations des phénomènes naturels, c'est-à-dire qu'ils varient autour de certaines valeurs moyennes en suivant les lois du hasard.

Les fluctuations finales du courant dans l'impédance d'utilisation de l'amplificateur sont la résultante amplifiée de fluctuations d'origines diverses, fluctuations dont la cause profonde réside dans la structure discontinue de la matière et de l'électricité.

Parmi les causes de bruits de fond, il y a lieu de distinguer :

- les fluctuations d'origine thermique des courants électriques dans les circuits ;
- les fluctuations du courant anodique des tubes électroniques ; ces derniers provenant d'ailleurs principalement des fluctuations de l'émission des électrons par la cathode.

Fluctuations d'origine thermique dans les circuits.

454 - On sait que l'immobilité absolue n'existe pas

dans les systèmes matériels en équilibre . A cause de l'agitation moléculaire , dont la température est la manifestation ordinaire , toutes les grandeurs physiques que l'on peut mesurer sur un système en équilibre subissent en réalité des "fluctuations" , d'ailleurs irrégulières , autour de leur position d'équilibre .

455 – Le principe des travaux virtuels de la mécanique classique définit cette position d'équilibre comme étant celle pour laquelle l'énergie du système est minimum.

Par exemple , un ressort allongé d'une quantité $(x - x_0)$ à partir de sa longueur initiale x_0 possède une énergie utilisable $\Phi = \frac{1}{2} E (x - x_0)^2$, E étant son coefficient d'élasticité . Le minimum de Φ , lorsque x varie , est donné par l'équation $\frac{d\Phi}{dx} = 0$, c'est-à-dire $E(x - x_0) = 0$, ou $x = x_0$, ce qui définit bien la position d'équilibre du ressort .

Appelons Φ_0 le minimum de Φ , correspondant à la position d'équilibre . Quel que soit le signe de $x - x_0$, Φ est une grandeur supérieure à Φ_0.

456 – Au cours des fluctuations de x provoquées par l'agitation moléculaire , la différence $\Phi - \Phi_0 = \Delta\Phi$ est donc constamment positive , et il en est de même de sa moyenne $\overline{\Delta\Phi}$ observée pendant un temps θ quelconque :

$$\overline{\Delta\Phi} = \overline{\Phi - \Phi_0} = \frac{1}{\theta} \int_0^\theta (\Phi - \Phi_0)\, dt .$$

S'appuyant sur la théorie cinétique des gaz et grâce au calcul des possibilités , Boltzmann , puis Maxwell démontrèrent que pour un système matériel quelconque , cette valeur moyenne $\overline{\Delta\Phi}$ était donné par l'expression :

$$\overline{\Delta\Phi} = \frac{1}{2} kT ,$$

où T est la température absolue ; k est la constante de Boltzmann, c'est-à-dire le rapport $\frac{R}{N}$ de la constante de la loi de Mariotte ($PV = RT$) au nombre d'Avogadro (c'est-à-dire le nombre de molécules contenues dans la molécule gramme).

Dans le système pratique d'unités électriques, la constante de Boltzmann vaut $1{,}37\ 10^{-23}$ joules par degré.

457 - Or, dans les corps conducteurs, l'agitation moléculaire se transmet aux électrons libres, à savoir les électrons périphériques faiblement liés à leurs noyaux atomiques respectifs et dont les migrations par masse constituent les courants électriques ordinaires. Il fallait donc s'attendre à ce que les grandeurs électriques, courants et tensions subissent elle aussi des fluctuations d'origine thermique. C'est ce qu'avait annoncé, dès 1905, Einstein, qui établit, pour un circuit oscillant <u>au repos</u>, de self L et de capacité C, les relations suivantes :

$$\begin{cases} \frac{1}{2}\,\overline{L i^2} = \frac{1}{2} k T \\ \frac{1}{2}\,\overline{L v^2} = \frac{1}{2} k T \end{cases}.$$

Dans ces équations, i et v représentent respectivement les fluctuations du courant dans le circuit, et de la tension aux bornes du conducteur.

Treize années plus tard, les amplificateurs à lampes ont permis à Schottky de déceler effectivement ces fluctuations sous la forme des bruits de fond. Des mesures faites par Johnson servirent à une détermination de la constante k qui fut trouvée en bon accord avec les résultats obtenus par d'autres méthodes.

458 - Enfin en 1928, étudiant le phénomène de plus près, Nyquist montra que la source de ces fluctuations résidait dans

les résistances des circuits, et put mettre la force électromotrice de fluctuation sous la forme d'une intégrale de Fourier. Il montra, en particulier que la valeur du carré moyen de la force électromotrice due aux fluctuations (c'est-à-dire de la force électromotrice efficace) dans une impédance $\mathcal{Z} = R + jX$ dont la résistance et la réactance sont des fonctions $R(f)$ et $X(f)$ de la fréquence f, était donnée par la relation :

$$\overline{e^2} = E_{eff}^2 = 4kT \int_0^\infty R(f)\, df .$$

Lorsque l'impédance $\mathcal{Z}$ est connectée aux bornes d'entrée d'un amplificateur sélectif admettant seulement une bande passante de largeur Δf où la résistance $R(f)$ peut être considérée comme constante, la valeur efficace de la force électromotrice agissant sur l'amplificateur est donnée par :

$$E_{eff}^2 = 4kRT.\Delta f$$

459 – Cette relation est vraie quelle que soit la nature de la résistance R. Celle-ci peut être <u>métallique</u>, en <u>graphite</u>, constituée par la <u>résistance équivalente</u> d'un circuit antirésonnant, ou encore par la <u>resistance de rayonnement</u> d'une antenne ou d'un microphone.

En pratique, on constate que cette force électromotrice est de l'ordre du microvolt. Par exemple, pour $R = 80.000\ \Omega$, $T = 290°\,K$ et $\Delta f = 6\ kc/s$, on trouve $E_{eff} = 2{,}7\ \mu V$. Pour $R = 5.000\ \Omega$ et les mêmes valeurs de T et de Δf, E_{eff} n'est plus que $0{,}7\ \mu V$.

Comme le montre la formule ci-dessus, le carré de la force électromotrice efficace de bruit est <u>proportionnel à la largeur de la bande passante Δf de l'amplificateur</u>. Les bruits de fond dus aux fluctuations d'origine thermique vont donc en diminuant au

fur et à mesure que la sélectivité des appareils augmente.

460 – On remarquera que le quotient $\frac{E^2_{eff}}{R}$ représente la puissance consommée dans la résistance R quand on applique à ses bornes une tension efficace E_{eff}

Si l'on admet que le signal minimum que puisse déceler un amplificateur est celui dont la tension efficace égale la tension efficace des bruits de fond, on arrive à cette conclusion que le produit $\frac{E^2_{eff}}{R} = 4\,kT.\Delta f$ mesure la puissance minimum susceptible d'être décelée par l'amplificateur.

A la température de 290° K, on voit que cette puissance vaut : $4 \times 1{,}37.10^{-23} \times 290 = 1{,}6\ 10^{-20}$ watt par cycle de bande passante de l'amplificateur.

Cette puissance représente la limite de sensibilité des systèmes récepteurs d'énergie quels qu'ils soient, à la température ordinaire.

Fluctuations du courant électronique des lampes.

461 – On s'aperçut, dès la mise en service des amplificateurs, que le courant anodique des lampes présentait, lui aussi, des fluctuations. Ces fluctuations proviennent, pour la plus grande part, du mécanisme de l'émission des électrons par la cathode.

Nous allons examiner ce mécanisme :

D'après le principe de l'équipartition de l'énergie, la force vive moyenne d'un électron mobile de la substance constituant la cathode est égale à celle d'une molécule de cette substance.

On a donc, en désignant par $\overline{v}$ la vitesse moyenne quadratique de l'électron dans l'espace à trois dimensions $\left(v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_3^2} \right)$ et m par sa masse :

$$\frac{1}{2} m \overline{v^2} = 3 \times \frac{1}{2} kT = \frac{3}{2} kT ,$$

k étant encore la constante de Boltzmann et T la température absolue. Cette équation définit la vitesse v à une température donnée T.

Or, les vitesses instantanées des électrons diffèrent de la vitesse $\overline{v}$; elles se répartissent statistiquement autour d'elle d'après la loi de distribution des vitesses de Maxwell - Boltzmann (Ch. III - § 4) :

Cette loi exprime que l'aire comprise entre la courbe :

$$z = \frac{4}{\sqrt{\pi}} x^2 e^{-x^2} \quad \left(\text{avec } x = \frac{\overline{v}}{v} \right) .$$

et les deux ordonnées d'abscisses $x_1 = \frac{\overline{v}}{v_1}$ et $x_2 = \frac{\overline{v}}{v_2}$, mesure la probabilité pour que la vitesse d'un électron soit comprise entre v_1 et v_2.

Lorsqu'un électron rencontre la surface libre du métal, il ne peut la traverser que s'il possède une énergie cinétique suffisante pour franchir la barrière du potentiel superficiel. C'est en dénombrant les électrons ayant une vitesse suffisante que s'établit la loi de Richardson donnant l'émission électronique totale (ou courant de saturation) correspondant à une température donnée T :

$$i = AT^2 e^{\frac{b_0}{T}}$$

En étudiant, d'après le calcul des probabilités, les fluctuations du nombre d'électrons quittant la cathode pendant des intervalles de temps égaux, Schottky établit en 1918 la relation :

$$\overline{\Delta i^2} = 2 e i_0 . \Delta f$$

où $\overline{\Delta i^2}$ est le carré moyen des variations de courant,
e la charge de l'électron,
i_0 le courant anodique moyen,
Δf la largeur de la bande de fréquences sur lesquelles porte

la moyenne $\overline{\Delta i^2}$ observée .

462 - Cette relation, appliquée aux fluctuations de courant d'une <u>diode saturée</u>, a permis une détermination nouvelle et précise de la charge de l'électron ; elle n'est toutefois pas utilisable dans le cas des amplificateurs, étant donné que les lampes de ceux-ci ne travaillent pas à saturation . Et d'ailleurs les résultats théoriques qu'elle fournit sont notablement supérieurs aux résultats expérimentaux (jusqu'à 10 fois plus grands) .

463 - Dans les amplificateurs, en effet, le courant électronique des lampes est limité non pas par la saturation de la cathode, mais par la charge d'espace, d'après la formule de Langmuir:

$$i = \frac{1}{18\pi} \frac{m}{e} \frac{\left(\frac{2e}{m} V_a\right)^{\frac{3}{2}}}{d^2} ,$$

où $\frac{e}{m}$ est le rapport de la charge à la masse de l'électron,

V_a la différence de potentiel appliquée entre la cathode et la plaque de la diode équivalente,

d la distance entre ces deux électrodes .

Cette charge d'espace exerce une action atténuatrice sur les fluctuations de l'émission électronique . En effet, toute augmentation momentanée de l'émission se trouve accompagnée d'une augmentation de la charge d'espace autour de la cathode et cette augmentation freine automatiquement l'augmentation de l'émission électronique elle-même .

Inversement, toute diminution momentanée du nombre d'électrons émis est accompagnée d'un affaiblissement de la charge spaciale lequel favorise le départ d'électrons supplémentaires .

Cette relation suppose encore que les électrons quittent la cathode avec une vitesse nulle . Pour tenir compte d'une vitesse $u \neq 0$,

normale à la surface de sortie, il faut introduire un coefficient de correction :

$$i = i_{u=0}\left(1 + \frac{3u}{\sqrt{\frac{2e}{m}V_a}}\right) .$$

Les fluctuations de la vitesse avec laquelle les électrons sortent de la cathode se traduisent donc par des fluctuations du courant anodique et l'on a évidemment :

$$\overline{\Delta i^2} = i^2 \frac{9\,\overline{du^2}}{\frac{2e}{m}V_a} .$$

En calculant $\overline{du^2}$ par la théorie cinétique et en développant en intégrale de Fourier, on trouve que la valeur de $\overline{du^2}$ relative à un intervalle de fréquence Δ est :

$$\overline{du^2} = 4\left(1 - \frac{\pi}{4}\right)\frac{kT}{i}\frac{e}{m}\Delta f ,$$

T étant la température de la cathode.

En portant la valeur de $\overline{du^2}$ dans l'expression de $\overline{\Delta i^2}$ on trouve :

$$\overline{\Delta i^2} = 18\left(1 - \frac{\pi}{4}\right) kT \frac{i}{V_a} \Delta f .$$

Dans cette formule, on remarquera que la charge et la masse de l'électron ont disparu ; ceci indique le caractère <u>thermique</u> des fluctuations, contrairement au cas de la diode saturée.

Pour les applications, on introduit la "pente" $s = \frac{di}{dV_a}$ obtenue en dérivant l'équation de Langmuir :

$$s = \frac{3}{2}\frac{i}{V_a} .$$

Les fluctuations du courant se mettent dès lors sous la forme :

$$\overline{\Delta i^2} = 3\left(1 - \frac{\pi}{4}\right) \times 4\, s\, kT\, \Delta f$$

Enfin, si l'on passe au cas des lampes amplificatrices, la pente s prenant le sens classique de la pente à tension anodique constante, on constate que la formule devient sensiblement :

$$\overline{\Delta i^2} = 4\, s\, k\, T \,.\, \Delta f \,.$$

464 - En pratique, il est commode de se représenter cette fluctuation comme provenant de l'agitation thermique dans une résistance fictive R_s qui serait intercalée entre <u>la grille et la cathode</u> de la lampe :

Par suite de la relation : $\Delta i = s\, V_g$, la fluctuation équivalente du potentiel de grille est donnée par la relation $\overline{\Delta i^2} = s^2\ \overline{\Delta V_g^2}$ et par conséquent :

$$\overline{\Delta V_g^2} = \frac{\overline{\Delta i^2}}{s^2} = 4\,\frac{s\,k\,T}{s^2}\ \Delta f = \frac{4\,k\,T}{s}\ \Delta f$$

D'autre part, la résistance fictive R_s à la température ambiante I_o donne une fluctuation :

$$\overline{\Delta V_g^2} = 4\, R_s\, k\, T_o \,.\, \Delta f$$

De la comparaison de ces deux formules, on tire :

$$R_s = \frac{T}{T_o} \times \frac{1}{s} \,.$$

D'où cette conclusion importante que les lampes possèdent d'autant moins de souffle qu'elles ont une pente <u>plus forte</u>.

Pour $T = 1.000°$ (cas des cathodes à oxydes), et $T_o = 300°$ on a sensiblement :

$$R_s = \frac{3}{s}$$

Par exemple, avec $s = 1$ m\ A/V, on trouve $R_s = 3000\ \Omega$ tandis qu'une lampe de pente égale à 10 m A/V donne une résistance de souffle égale à $300\ \Omega$, c'est-à-dire

10 fois moindre .

465 _ Ces fluctuations de l'émission électronique par la cathode ne sont pas les seules qui affectent le courant anodique des lampes . Il faut tenir compte , en outre :

- _ 1° : des fluctuations intervenant dans la répartition du courant électronique entre les diverses électrodes des tubes à électrodes multiples ;
- _ 2° : des fluctuations dues à l'ionisation des traces de gaz qui restent dans les tubes même les mieux vidés ;
- _ 3° : des fluctuations dans les émissions d'électrons secondaires ;
- _ 4° : des effets spéciaux qui se manifestent aux fréquences supérieures à 30 mégacycles ;
- _ 5° : des effets de "scintillation" à basse fréquence (f compris entre 0 et 1000 périodes) qui paraissent dus à des modifications chimiques de la cathode .

466 _ On se rend compte de l'importance de ces causes supplémentaires par le tableau ci-dessous , qui donne les résultats de mesures opérées sur divers types de tubes :

Type	Conditions d'utilisation	R_s Ω	s mA/V	3/s Ω
1852	Amplificatrice triode	300	11,2	280
1852	" pentode	700	9	333
1852	Convertisseur de fréquence...	3.000	3.4	900
6 J 5	Amplificatrice triode	1.250	2.6	1.150
6 SK 7	" pentode	10.000	2	1.500
EF 8	" "	3.000	1.8	1.650
6 K 8	Convertisseur de fréquence	250.000	0.35	8.500
6 L 7	" "	210.000	0.38	8.000

On remarque immédiatement une augmentation de R_s mesuré par rapport à $\frac{3}{s}$ chez les tubes comportant des grilles écrans et principalement les lampes mélangeuses .

Parmi les pentodes courantes , la lampe EF 8 est celle qui a la plus faible résistance de souffle , c'est aussi celle qui possède le plus faible courant d'écran , celui-ci ayant été précisément réduit pour diminuer le souffle .

De toute manière , la lampe qui a le moins de souffle est celle qui jouit de la pente la plus élevée ; on voit aussi l'inconvénient qu'il y a à commencer la chaîne d'amplification d'un récepteur par un étage changeur de fréquence .

Action des bruits dans les amplificateurs .

471 – Les circuits et les tubes sont donc l'origine des bruits de fond des amplificateurs . Ces bruits sont d'autant plus amplifiés que leur source est plus proche des bornes d'entrée de ces appareils .

Il n'est naturellement pas possible de diminuer le bruit qui provient de l'agitation thermique dans le premier circuit (on peut bien essayer de diminuer la résistance apparente de ce circuit , mais alors on diminue en même temps le gain dudit circuit) .

Par contre , on peut généralement faire en sorte que les autres bruits engendrés dans l'amplificateur soient négligeables par rapport à celui-là , de telle manière que la totalité du bruit de fond de l'appareil se trouve pratiquement réduite au bruit provoqué par l'agitation thermique dans le premier circuit .

472 – On remarquera à cette occasion , que dans cette superposition des bruits , ce sont les puissances qui s'ajoutent . Si $V_{eff.c.1}$ est la tension efficace (à la grille de la première lampe)

du bruit provenant de l'agitation thermique dans le premier circuit, $V_{eff.s.1}$ la tension efficace de souffle de la première lampe, et $V_{eff.1}$ la tension efficace résultante, on a, $R_{c.1}$ et $R_{s.1}$ étant les résistances correspondantes :

$$V^2_{eff.1} = V^2_{eff.c.1} + V^2_{eff.s.2}$$

$$V^2_{eff.1} = 4k R_{c.1} T \Delta f + 4k R_{s.1} T \Delta f .$$

$$V^2_{eff.1} = 4k \left(R_{c.1} + R_{s.1} \right) T \Delta f$$

ou $V^2_{eff.1} = 4k R_1 T \Delta f$, avec $R_1 = R_{c.1} + R_{s.1}$

Pour une tension efficace de souffle égale à 30% de celle provenant de l'agitation thermique, les résistances $R_{c.1}$ et $R_{s.1}$ sont dans le rapport de 1 à $(0,3)^2$ c'est-à-dire de 1 à 0,09. La résistance totale R_1 vaut 1,09 $R_{c.1}$. La tension efficace résultante $V_{eff.1}$ vaut $V_{eff.c.1} \times \sqrt{1,09}$ soit 1,045 $V_{eff.c}$; elle est en augmentation de 4,5 % seulement sur la tension due à l'agitation thermique. Le bruit de fond de l'ensemble premier circuit + première lampe pourra donc être considéré comme provenant uniquement du circuit.

473 - Soit g le gain du premier étage amplificateur (1ère lampe + 2ème circuit) ; le bruit du système constitué par le premier circuit et la première lampe donne à la grille de la deuxième lampe une tension efficace $V_{eff.1} \times g$, à laquelle se superpose la tension de bruit $V_{eff.2}$ due au deuxième circuit (résistance $R_{c.2}$) et à la deuxième lampe (résistance de souffle $R_{s.2}$). Pour que cette dernière tension $V_{eff.2}$ soit négligeable par rapport à la première $V_{eff.1} \times g$, il faut que l'on ait pratiquement, d'après ce qui précède :

$$V_{eff.2} < 0,5\, g\, V_{eff.1}$$

ou : $V^2_{eff.2} < 0{,}25\ g^2\ V^2_{eff.1}$

ou encore : $R_{c.2} + R_{s.2} < 0{,}25\ g^2 \left(R_{c.1} + R_{s.1} \right)$.

et finalement :

$$g^2 > 4\ \frac{R_{c.2} + R_{s.2}}{R_{c.1} + R_{s.1}}$$

ou : $g > 2 \sqrt{\frac{R_2}{R_1}}$ avec $\begin{cases} R_2 = R_{c.2} + R_{s.2} \\ R_1 = R_{c.1} + R_{s.1} \end{cases}$

474 - Lorsque l'on a $R_{s.1} \ll R_{c.1}$ et en outre $R_{c.2} \ll R_{s.2}$, comme cela a lieu avec une lampe <u>mélangeuse</u> (voir tableau du § 466 ci-dessus) , la formule devient pratiquement :

$$g > 2 \sqrt{\frac{R_{c.2}}{R_{c.1}}} \quad .$$

Or il peut arriver , avec les ondes très courtes , que cette condition ne puisse être réalisée à cause de la faiblesse du gain g . Le souffle de la lampe mélangeuse intervient pour une part plus ou moins grande dans le bruit de fond perceptible à la sortie du récepteur . Le remède consiste alors à intercaler un ou plusieurs autres étages HF avant la lampe mélangeuse .

475 - On se rend compte de la part qui revient au circuit d'entrée de l'appareil , donc à la résistance $R_{c.1}$, en court-circuitant les bornes d'entrée . $V_{eff.1}$ se réduit alors à la tension de souffle de la lampe d'entrée , et, éventuellement aux bruits des étages suivants . On peut ensuite vérifier l'importance de ces derniers bruits , en enlevant purement et simplement la première lampe . Cette opération doit rendre l'amplificateur silencieux, sinon c'est l'indice d'un fonctionnement anormal ou tout au moins peu favorable de l'appareil .

476 — Le problème qui se pose est de savoir ce que deviennent ces perturbations lorsque celles-ci traversent les étages successifs des amplificateurs. C'est un problème très particulier pour cette raison qu'on connaît seulement de cette perturbation que son carré moyen mais pas du tout sa forme réelle en fonction du temps, celle-ci étant d'ailleurs régie par le hasard.

On devra distinguer le cas de l'amplification linéaire et celui où la perturbation traverse des éléments à caractéristiques non-linéaires tels que les détecteurs, les seuils et les limiteurs en particulier.

Cas de l'amplification linéaire.

477 — Lorsqu'il s'agit d'un signal ordinaire, dont la forme en fonction du temps est parfaitement déterminée et connue on dispose de procédés de calcul qui permettent de résoudre complètement le problème (en faisant, au besoin, appel au calcul symbolique). Mais tous ces procédés restent en défaut pour étudier l'effet des perturbations qui nous occupent.

Dans le cas particulier des fluctuations d'origine moléculaire qui nous intéressent, le problème se simplifie parce que le phénomène élémentaire qui donne naissance aux fluctuations, à savoir le choc moléculaire, est un phénomène dont la durée est extrêmement courte par rapport à la période des oscillations que nous avons à considérer habituellement en radio-électricité (fréquences inférieures à 100 mégacycles ou longueurs d'ondes supérieures à 3 mètres, par exemple). Ce phénomène élémentaire doit alors être considéré comme une impulsion (on dit aussi qu'il y a " corrélation infiniment brève ") et nous savons qu'une impulsion (fig. 477) possède un spectre de fréquences d'amplitude constante $G(\omega) = \frac{P}{2\pi}$ s'étendant depuis $\omega = 0$ jusqu'à $\omega = +\infty$. P représente le produit

$A \times \varepsilon$ où ε est supposé tendre vers zéro et A vers l'infini.

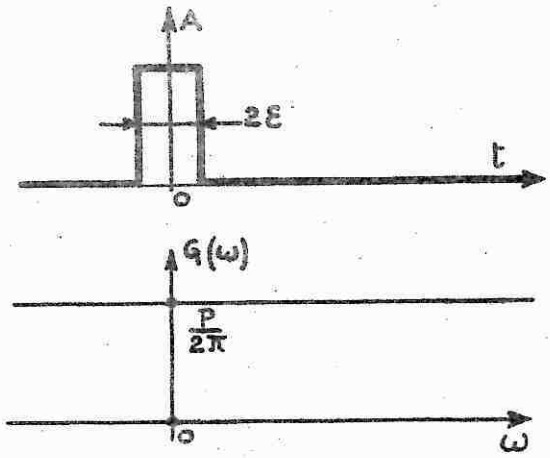


Fig.477

Donc, dans le domaine des fréquences radioélectriques, les fluctuations dues aux phénomènes moléculaires présentent un spectre d'amplitude constante.

Ce résultat est d'ailleurs bien en accord avec la théorie de Nyquist qui avait donné pour l'énergie moyenne du bruit dû à l'agitation thermique l'expression : $\overline{\Delta v^2} = 4\,k\,RT\,\Delta f$, qui est, en effet, indépendante de la fréquence f où se situe l'intervalle Δf.

478 – Si donc on applique à un circuit sélectif, une perturbation à spectre d'énergie constant, on trouve à la sortie un spectre d'énergie reproduisant la courbe de sélectivité du circuit étudié. Or on sait tracer une telle courbe de sélectivité, au moyen de courants sinusoïdaux dont on fait varier progressivement la fréquence. On pourra donc tracer aussi le spectre d'énergie de la perturbation sortant du circuit.

Dans le cas des amplificateurs, il faudra naturellement faire intervenir la courbe de sélectivité totale, tenant compte de tous les organes traversés, étages amplificateurs à haute fréquence, à fréquence intermédiaire, à basse fréquence, sans oublier les organes d'utilisation eux-mêmes.

Action des perturbations sur les systèmes à caractéristiques non-linéaires.

479 – Ainsi, comme il a été dit, le calcul des fluc-

tuations transmises dans les circuits linéaires a pu être résolu grâce à leur spectre initial d'impulsion . Par contre , de sérieuses difficultés subsistent encore lorsque les bruits sont acheminés à travers des éléments présentant des caractéristiques non-linéaires , tels que détecteurs , seuils et limiteurs :

En ce qui concerne les détecteurs , la difficulté disparaît toutefois si le bruit est appliqué en même temps qu'une oscillation sinusoïdale de grande amplitude . L'effet produit , en ce cas , est un changement de fréquence qui conserve les amplitudes relatives des signaux et des bruits .

Ce résultat est obtenu :

1° : dans les étages changeurs de fréquence , où l'oscillation locale est toujours très intense .

2° : dans les détecteurs proprement dits , lorsque l'on reçoit en même temps que les bruits , l'onde porteuse d'un signal ,

3° : dans la réception des ondes entretenues pures par la méthode hétérodyne .

Les composantes spectrales des bruits jouent alors un rôle analogue à celui des bandes latérales du signal , et subissent les mêmes transformations que ces dernières .

Par contre , l'action des seuils et des limiteurs est souvent beaucoup plus délicate à analyser et une grande circonspection doit être de règle pour cette opération .

XII. La commande du gain.
Commande manuelle et commande automatique.

491 - Si l'appareil récepteur qui, sous sa forme générale, comprend : amplification HF, changement de fréquence, amplification de fréquence intermédiaire, détection, amplification basse fréquence (et hétérodyne de battement, s'il s'agit de recevoir de la télégraphie par ondes entretenues pures), était destiné à recevoir un signal de fréquence fixe fourni par un champ d'amplitude et de direction constante à toute heure du jour, au lieu de réception, on pourrait déterminer une fois pour toutes les éléments de l'appareil de façon à obtenir en permanence le niveau de sortie le plus convenable pour l'utilisation du signal.

Mais :

- d'une part, on sait que le champ fourni par une station d'émission donnée subit, plus ou moins rapidement, dans le temps, des variations qui peuvent être importantes (rapport atteignant 1 à 100 et même 1 à 1000).

- d'autre part, le récepteur n'est généralement pas construit pour recevoir un signal déterminé d'avance, mais n'importe lequel de divers signaux susceptibles d'être émis dans une bande de fréquences déterminée. Cette bande est dite la <u>gamme de l'appareil</u>. Ces différents signaux, d'intensités diverses, fournissent à l'entrée de l'appareil des tensions qui peuvent donc être extrêmement différentes.

Par ailleurs, les différents signaux considérés peuvent être modulés à des taux différents et fournir, même à égalité d'am-

plitude porteuse, des tensions BF de sortie très différentes :

Enfin, la puissance qu'il est nécessaire de délivrer à l'organe d'utilisation n'est pas obligatoirement fixée, elle dépend du but qui est poursuivi.

Pour ces différentes raisons, il est nécessaire de pouvoir ajuster, dans de larges limites, le gain de l'appareil ; les organes de commande correspondants devront pouvoir agir soit sur l'amplification HF, soit sur l'amplification à fréquence intermédiaire, soit encore sur la basse fréquence.

Ajustage du gain des amplifications HF. et de fréquence intermédiaire.

492 - Tout d'abord, on sait que, pour fonctionner normalement, et surtout linéairement, l'amplitude de la tension appliquée au détecteur devait être ni trop petite (détection parabolique) ni trop grande (saturation). On devra donc, en toutes circonstances, ajuster les amplifications HF et FI de façon à fournir cette amplitude optimum au détecteur. Ensuite, celle-ci étant obtenue, il ne restera plus qu'à régler, indépendamment, le gain de l'amplificateur BF.

493 - D'une manière générale, le réglage du gain d'un amplificateur de haute fréquence ou de fréquence intermédiaire se fait en agissant sur les polarisations des grilles d'un certain nombre de lampes. La difficulté est de conserver à l'amplification son caractère linéaire et d'éviter les défauts dus à la courbure des caractéristiques (distorsion d'amplitude et intermodulation). On parvient à ce résultat par l'emploi de lampes à "pente variable" (Ch. III - § 582).

494 - On peut aussi utiliser des lampes à caractéristiques dites " basculantes " (voir Chap. III - § 703) ; ce sont des lampes du type hexode ou heptode dont on fait varier les caractéristiques (rapportées à la grille de commande) en modifiant le potentiel continu appliqué à une grille auxiliaire (la 3e en général).

L'intérêt de ces lampes est qu'il suffit de faibles variations de potentiel de la grille auxiliaire pour produire des variations importantes de pente des caractéristiques en cause. On peut d'ailleurs associer les variations de potentiel de la grille auxiliaire à une polarisation variable de la grille de commande (par exemple prendre $V_{g3} = \frac{1}{2} V_{g1}$) . On obtient ainsi des variations extrêmement importantes du taux d'amplification de l'étage pour des variations relativement minimes du potentiel de commande .

495 - On pourra par exemple amener les retours des grilles au contact mobile d'un potentiomètre dont une extrémité est à la masse et l'autre à un potentiel négatif . Cette méthode a toutefois l'inconvénient de nécessiter une source spéciale de tension de polarisation .

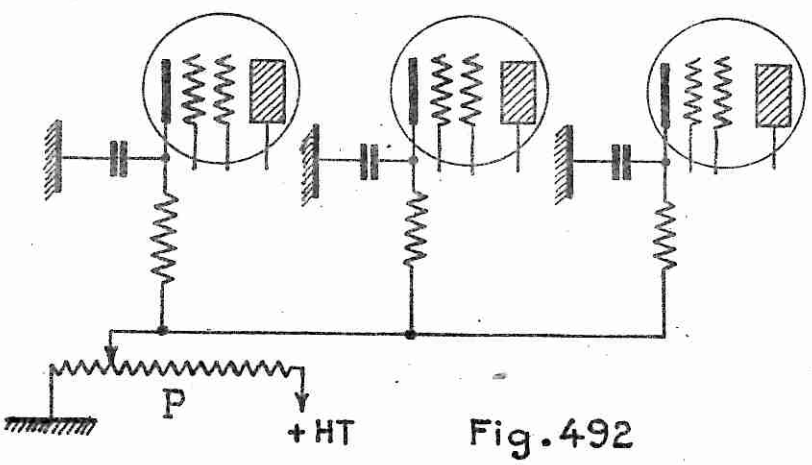


Fig. 492

Cet inconvénient n'existe pas quand on réalise les polarisations au moyen de résistances de cathodes . En pareil cas , les résistances individuelles de cathodes des lampes sont ajustées aux valeurs donnant la plus grande amplification , mais au lieu d'être directement connectées à la masse, elles sont reliées au contact mobile d'un potentiomètre dont l'une des extrémités est à la masse et l'autre à un potentiel positif . On

utilisera, par exemple, le schéma de la fig. 492, où il est clair que la diminution du gain est obtenue par déplacement vers la droite du contact mobile du potentiomètre P.

Commande de l'amplification de basse fréquence.

496 - La commande de l'amplification BF ou plus exactement de la puissance ou du volume à la sortie du récepteur est, au contraire, obtenue par variation de l'amplitude BF délivrée à la grille de la lampe d'entrée de l'amplificateur de basse fréquence. Les étages suivants de l'amplificateur conservent en permanence leur gain maximum.

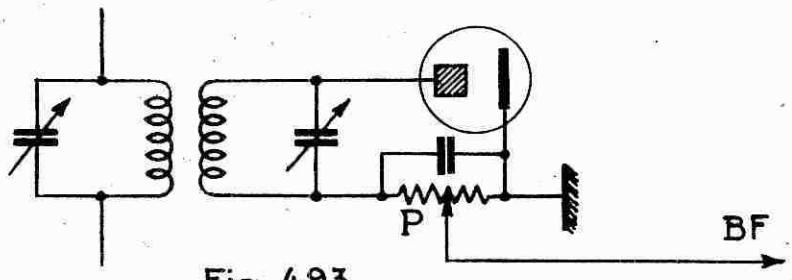


Fig. 493

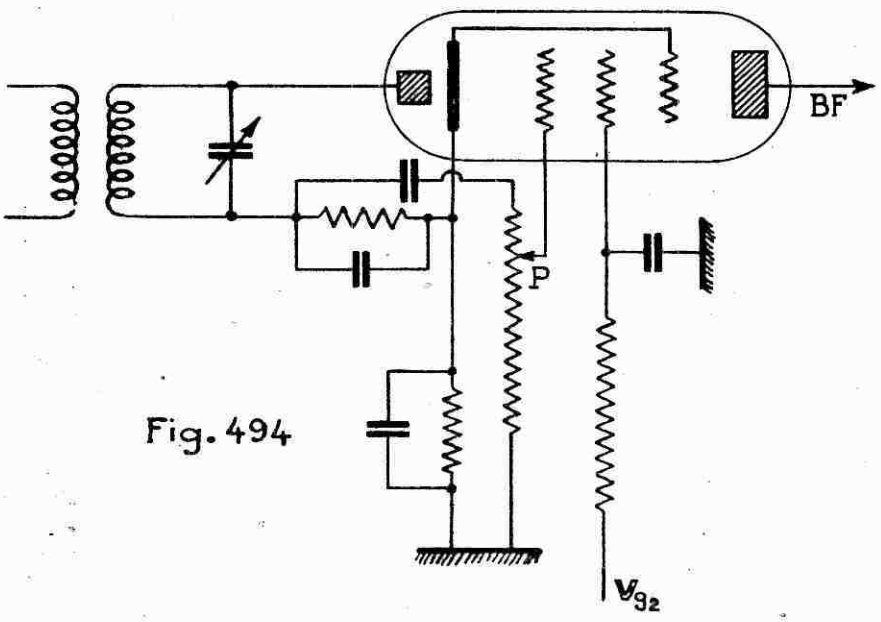


Fig. 494

La variation d'amplitude sur la grille de la première lampe BF est obtenue généralement au moyen d'un potentiomètre P qui est substitué selon le cas à la résistance de charge du détecteur (fig. 493) ou à la résistance de fuite de grille de la première lampe basse fréquence (figure 494).

497 – Dans les amplificateurs destinés à amplifier des tensions faibles ou très faibles (telles que les tensions fournies par des microphones piézoélectriques , ou à condensateurs , et les

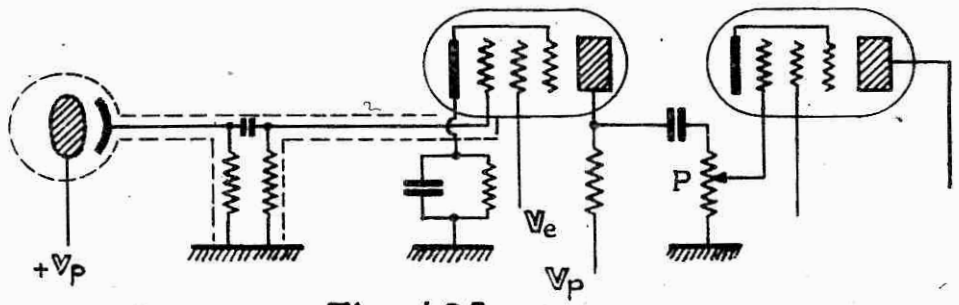


Fig.495

photoélectriques) , on a avantage au contraire , à reporter le potentiomètre de commande du gain sur une autre lampe de l'amplificateur que la première , afin de ne pas amener des risques d'introduire des bruits parasites par induction directe sur le premier étage (fig. 495) . Celui-ci doit alors être soigneusement blindé .

Commande automatique

501 – Les variations du champ produit par un émetteur donné , généralement lentes aux ondes moyennes , deviennent de plus en plus rapides et profondes au fur et à mesure que la fréquence s'élève . Il devient alors pratiquement impossible de maintenir une amplitude constante sur le détecteur en se servant uniquement du réglage manuel . On est obligé d'avoir recours à des dispositifs <u>automatiques</u> désignés aussi sous le nom de dispositifs <u>anti-fading</u> .

502 – Tous ces dispositifs utilisent , comme éléments de réglage , la composante continue du courant détecté , laquelle est ,

comme on l'a vu (Chap. II §962), moyennant certaines précautions, proportionnelle à l'amplitude de l'onde porteuse, et indépendante du taux de modulation.

A cette composante continue correspond la composante continue de tension aux bornes de la résistance de détection. C'est précisément cette dernière composante qui est employée pour polariser les grilles des lampes dont on veut faire varier l'amplification.

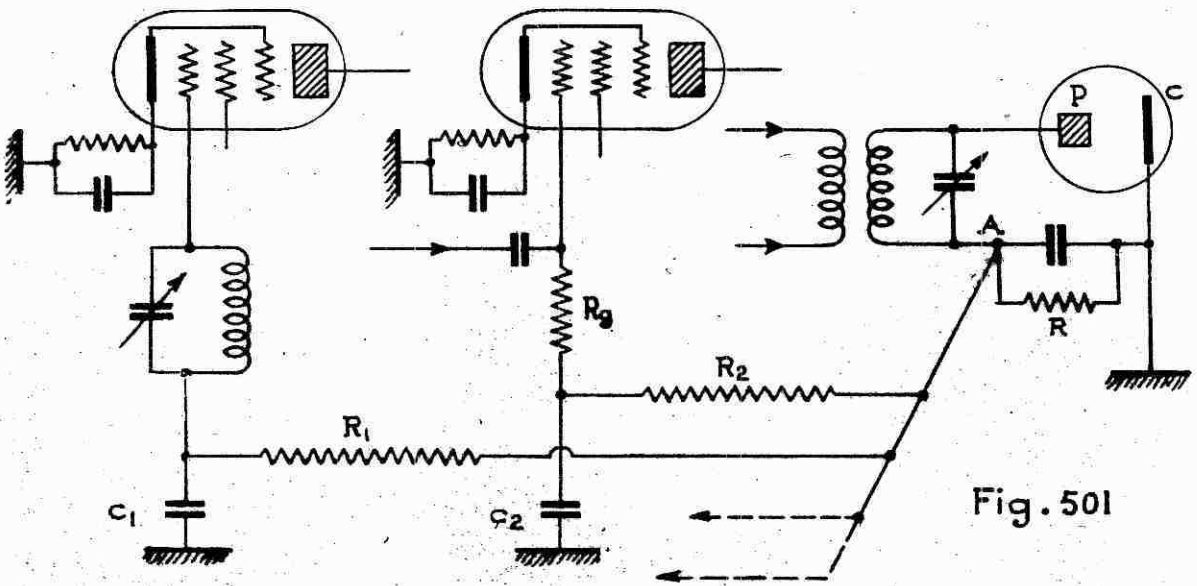


Fig. 501

La fig. 501 indique le schéma de principe du dispositif. La cathode C de la diode détectrice étant mise à la masse, il est clair que le potentiel de l'extrémité A de la résistance de détection est nul lorsqu'il n'y a pas de signal appliqué au détecteur.

Ce même potentiel devient négatif et de plus en plus négatif quand un signal HF d'amplitude croissante est appliqué au détecteur. Ce potentiel est transmis, au moyen des résistances R_1, R_2 ... aux " retours " des grilles de commande des lampes (1), (2), etc ... qui se trouvent donc polarisées au potentiel négatif de A.

Lorsque l'amplitude HF croît à l'entrée du détecteur, la polarisation des lampes controlées devient de plus en plus négative

et le gain de l'amplificateur diminue. On arrive ainsi à une "compression" automatique de la sensibilité de l'appareil, lequel devient d'autant moins sensible que le signal appliqué à l'entrée est plus fort. L'effet des variations d'amplitude de celui-ci se trouve donc atténué.

On se rend mieux compte de ce qui se passe lorsque l'on trace la courbe de l'amplitude HF mesurée à l'entrée du détecteur en fonction de l'amplitude du signal HF appliqué à l'entrée de l'amplificateur. Cette courbe est la courbe I de la fig. 502 tandis que la ligne II, en traits interrompus, représente la même courbe tracée en l'absence du dispositif de commande automatique du gain.

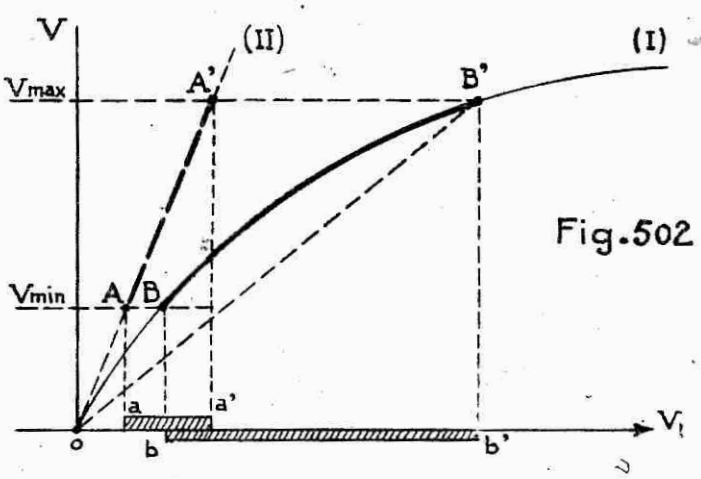


Fig. 502

Comme l'effet de la commande automatique se fait sentir aussitôt qu'apparaît le courant détecté, on voit les deux courbes (I) et (II) se séparer l'une de l'autre dès les plus faibles amplitudes appliquées à l'entrée de l'amplificateur.

La courbe (II) est évidemment une droite dans tout le domaine où l'amplificateur fonctionne linéairement. Quant à la courbe (I), sa forme dépend de la manière dont varie, en fonction de la polarisation appliquée aux grilles, le gain des étages contrôlés. Elle peut se déterminer point par point au moyen des caractéristiques statiques des lampes utilisées.

Traçons les deux horizontales dont les ordonnées V_{Max} et V_{Min} sont respectivement égales aux amplitudes maximum et minimum de la tension admissible à l'entrée du détecteur pour obtenir un fonctionnement correct du détecteur et de l'appareil

d'utilisation final .

Ces deux horizontales déterminent sur les courbes I et II des segments AA' et BB' dont les projections aa' et bb' sur l'axe des abcisses nous renseignent sur les variations admissibles de l'amplitude du signal à l'entrée de l'amplificateur .

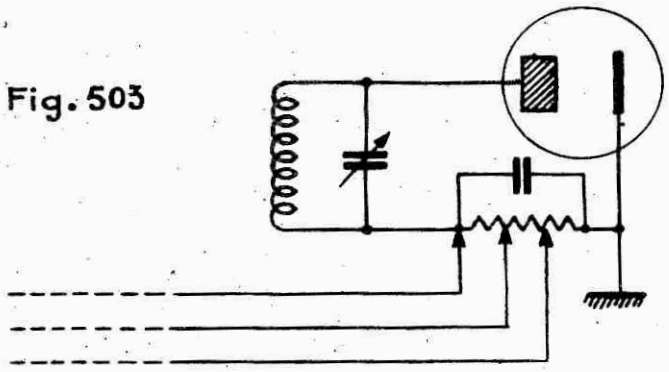
Grâce à la commande automatique du gain , on a : bb' $\gg$ aa' et la grandeur du rapport de ces deux segments mesure l'efficacité du dispositif automatique utilisé .

Pour augmenter cette efficacité , on peut :

- ou bien faire agir le dispositif sur un plus grand nombre de lampes à la fois et en particulier sur des lampes du type hexode ou heptode à pente variable dont il a été question au § 494 ci-dessus ;
- ou bien augmenter (c'est-à-dire amplifier) la tension de commande V_A avant de l'appliquer aux grilles des lampes commandées ;
- ou encore employer les deux procédés simultanément .

503 _ Lorsqu'on applique la tension de polarisation à beaucoup de lampes , le défaut à éviter est l'intermodulation dans les lampes fonctionnant avec une amplitude notable du signal HF . On n'est d'ailleurs pas obligé d'appliquer la même polarisation à toutes les lampes commandées et la solution consiste précisément à doser la polarisation appliquée , en raison inverse de l'amplitude HF appliquée à chaque lampe . Les diverses tensions de polarisation nécessaires sont obtenues au moyen de prises appropriées sur la résistance R , comme l'indique la fig. 503 . Une de ces prises est d'ailleurs nécessaire pour polariser la troisième grille de l'hexode ou de l'heptode à pente variable lorsqu'il est fait usage d'une telle lampe .

Fig. 503



Commande automatique de gain, amplifiée.

504 - Le deuxième procédé indiqué ci-dessus est désigné ci-dessus est désigné sous le nom de commande automatique amplifiée - On le réalise suivant deux méthodes différentes.

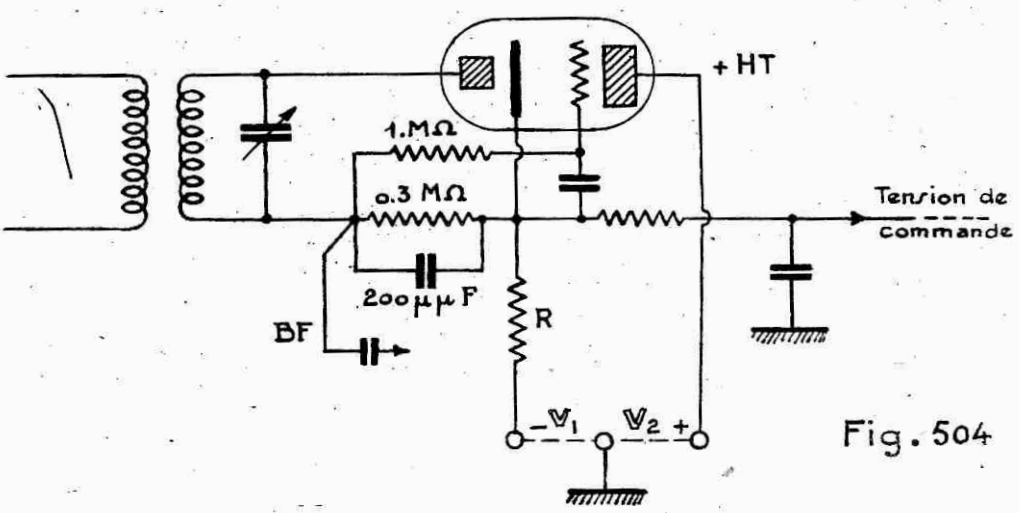


Fig. 504

La première consiste à amplifier la tension V_A au moyen d'un amplificateur "<u>à courant continu</u>", les dispositions nécessaires étant prises pour que les variations de potentiel amplifiées obtenues aient le signe qui convient (potentiels décroissants quand l'amplitude du signal croît). On utilisera, par exemple, une lampe amplificatrice à résistance R insérée entre cathode et un potentiel négatif par rapport à la masse (fig. 504).

505 – Une autre méthode consiste à monter un étage supplémentaire (ou plusieurs) actionnant une détectrice spéciale, uniquement employée à la commande automatique .

On spécialise deux amplificateurs :

- l'un du type habituel destiné à actionner la détection normale d'où est issu le signal BF , et sur les grilles duquel on fait agir la tension de commande V_A ;
- l'autre , uniquement destiné à fournir la tension de commande V_A et fonctionnant avec un gain constant .

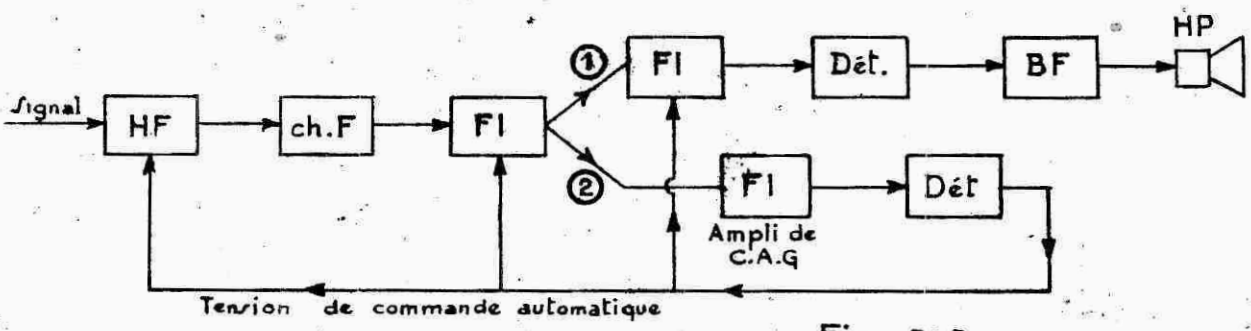


Fig. 505

On a, par exemple, le schéma de principe représenté par la fig. 505 .

Commande automatique différée .

506 – Comme le montre l'écart initial AB ou ab de la fig. 502 , les procédés ci-dessus décrits ont l'inconvénient de ne permettre à aucun moment l'utilisation du gain maximum de l'appareil ; ce défaut est d'autant plus marqué que la tension V_A contrôle plus efficacement le gain de l'amplificateur , comme c'est le cas avec la commande amplifiée .

507 – Le remède réside dans ce qu'on appelle la commande automatique " différée " . Comme son nom l'indique , le principe du dispositif consiste à supprimer la transmission de la

tension de commande V_A aux grilles de l'amplificateur, aussi longtemps que le niveau minimum V_{Min} n'est pas atteint à l'entrée du détecteur.

La caractéristique $V = f(V_1)$ se présente alors, théoriquement au moins, sous l'aspect d'une ligne brisée dont le premier segment se confond avec la ligne en traits interrompus de la fig. 502 et dont le second se rapproche d'autant plus de l'horizontale que le dispositif est plus efficace (fig. 506).

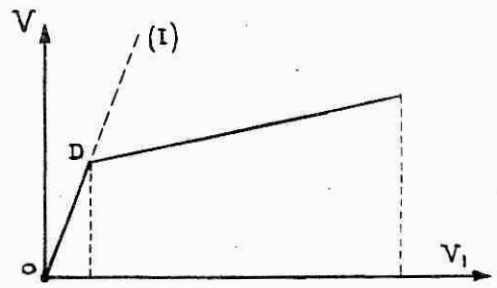


Fig. 506

La fig. 507 indique le schéma d'un dispositif amplifié et différé dérivant du système amplifié seulement de la fig. 504. Grâce à la diode D (qui, en pratique, pourra être constituée par le deuxième élément diode d'une double diode - triode ou double diode pentode puisqu'elle a même cathode que la diode détectrice), l'application du potentiel du point B aux grilles des lampes commandées est différée aussi longtemps que ce potentiel est supérieur à celui de l'anode D, réglable lui-même au moyen du potentiomètre P.

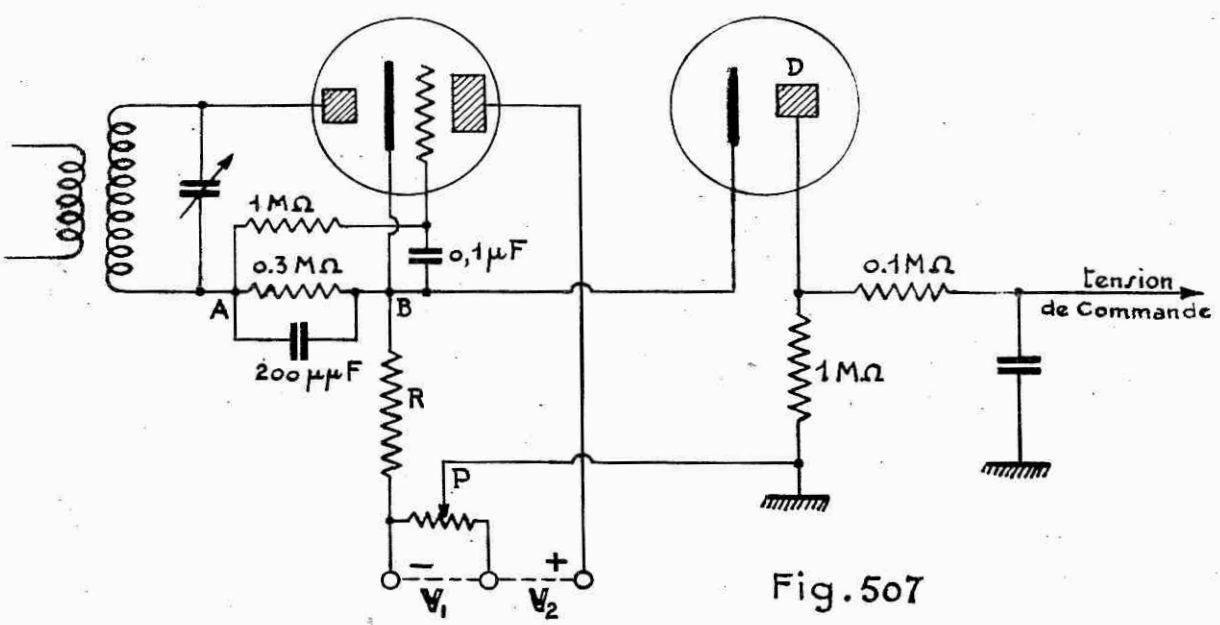


Fig. 507

En combinant le système différé avec le système de l'amplification HF séparée pour produire la tension de commande, on arrive à obtenir une régulation très précise se traduisant par une courbe $V = f(V_1)$ sensiblement horizontale dans une très grande gamme de variations de l'amplitude V_1 appliquée à l'entrée du récepteur (de 10 à 10.000 μV par exemple). On pourrait même obtenir une courbe "descendante" (c'est-à-dire une compensation inversée) si on venait à pousser par trop le gain de l'amplificateur auxiliaire.

Constante de temps du système.

508 - Dans le schéma de principe de la fig. 501 ci-dessus les résistances R_1 et R_2 transmettant aux grilles de commande des lampes (1) et (2) la polarisation V_a, constituent, avec les capacités C_1 et C_2, des éléments de filtres passe-bas.

Le rôle de ces filtres est multiple :

Ils filtrent la composante continue du potentiel du point A, lequel comprend, en effet, en outre, une composante BF. Il est en effet important que le dispositif de contrôle du gain soit insensible aux variations du signal provenant de sa propre modulation, sinon c'est cette modulation même qui serait effacée à l'entrée du détecteur.

D'autre part, il ne faut pas que ce filtre atténue de façon appréciable l'effet régulateur lorsque les variations de l'amplitude du signal sont quelque peu rapides, comme cela a lieu avec les ondes courtes. Ces considérations conduisent à admettre une constante de temps $\theta = RC$ du système de l'ordre d'une fraction de seconde ($1/10$ ou $1/5$).

Par ailleurs, on devra remarquer que les ensembles R_1 C_1 R_2 C_2 etc..., se trouvent placés en shunt sur la résistance de

détection R . Il faudra prendre soin que ces éléments ne diminuent pas trop l'impédance de charge résultante, aux basses fréquences, du circuit détecteur, sinon il s'en suivrait une déformation de la tension détectée, dont la valeur moyenne cesserait d'être uniquement fonction de l'amplitude de l'onde porteuse (voir Chap. II _ § 967).

La tension BF serait elle-aussi déformée, c'est pourquoi il est prudent, de toute manière, d'employer deux détecteurs distincts pour obtenir d'une part les signaux BF (détection ordinaire) et d'autre part la tension automatique de gain . On utilisera, par exemple, à cet effet, les deux éléments diodes d'une double diode ou d'une double diode triode, ou d'une double diode _ pentode, etc ... .

Pour répartir les amortissements supplémentaires qu'elles apportent au dernier transformateur, l'une des diodes généralement celle qui sert de détectrice normale, est connectée au secondaire du dernier transformateur MF tandis que l'autre (celle de la commande automatique) est connectée au primaire du même transformateur ; la résistance de détection de cette dernière diode est alors nécessairement montée " en dérivation " comme il est représenté sur le schéma de la fig. 508 .

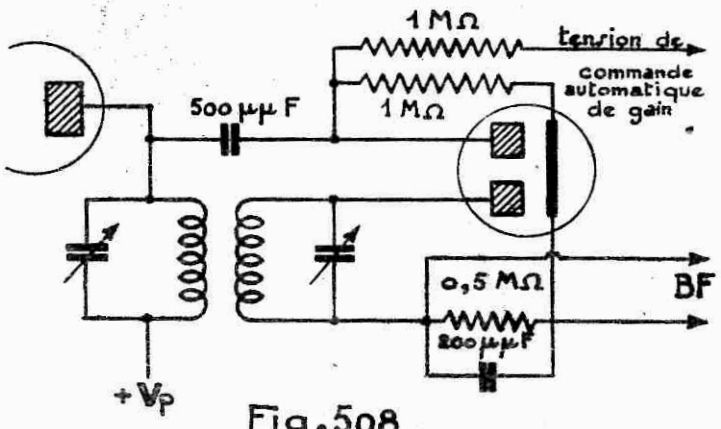


Fig. 508

Calcul d'un dispositif de commande automatique du gain .

509 _ Les données sont en général les suivantes :

_ 1° : amplitude du signal le plus faible à recevoir (lequel devra donner au détecteur une amplitude au moins égale à la tension minimum V_{Min});

- 2° : amplitude du signal le plus fort (lequel devra donner sur le détecteur une amplitude au plus égale à la limite V_{Max}).

On prendra, par exemple un système "différé".

Le gain maximum g_{Max} du récepteur se trouve alors fixé

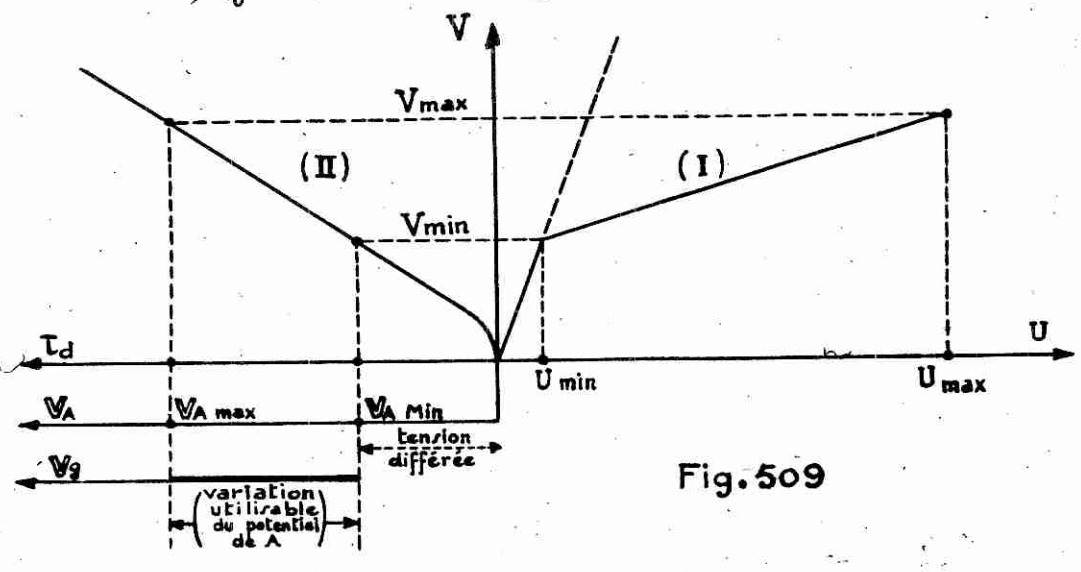


Fig. 509

par la première donnée ci-dessus. La seconde donnée, au contraire, renseigne sur les polarisations à appliquer aux diverses grilles "contrôlées" pour permettre à l'amplificateur d'"encaisser" le signal maximum (gain minimum g_{Min} de l'appareil).

Le problème revient à se procurer ces tensions de polarisation à partir du potentiel du point A de la fig. 501. Or le potentiel de A varie entre les deux limites V_A (min) et V_A (max) correspondant respectivement (courbe II de la fig. 509) aux amplitudes V_{Min} et V_{Max} sur le détecteur, c'est-à-dire finalement aux amplitudes minimum et maximum initialement définies pour le signal à l'entrée du récepteur.

L'application de la tension de commande doit évidemment être <u>différée</u> jusqu'à ce que V_A ait atteint $V_{A\ Min}$. Ensuite, toute la polarisation nécessaire doit être mise en application lorsque V_A varie de $V_{A\ Min}$ à $V_{A\ Max}$ (fig. 509).

Si la valeur absolue de la différence $V_{A\ Max} - V_{A\ Min}$ est inférieure à la polarisation totale nécessaire, on est obligé de faire

appel à un dispositif amplifié .

Commande automatique du gain en basse - fréquence .

511 - Dans le cas d'un récepteur recevant une émission correctement modulée , une telle commande automatique ne peut qu'introduire des déformations , puisqu'elle revient à modifier cette modulation en la "comprimant" .

Par contre, des dispositifs de ce genre sont couramment utilisés dans les amplificateurs de modulation de certains postes émetteurs radiotéléphoniques de trafic destinés à fonctionner toujours avec le taux de modulation moyen maximum , indépendamment des variations du niveau à l'entrée de l'amplificateur de modulation (intensité de la voix devant le microphone ou affaiblissement dû à la ligne téléphonique qui amène cette modulation) .

La méthode consiste généralement à employer des étages d'amplification spéciaux suivis d'un étage détecteur fournissant la tension de commande (fig. 511) Les taux d'amplification et les polarisations sont déterminés de façon à obtenir une courbe de régulation aussi voisine que possible de l'horizontale . L'opération est d'ailleurs facilitée par le fait que les variations de niveau à l'entrée sont relativement faibles et en tous cas notablement moindres que celles qui intervenaient dans les amplificateurs H.F. précédemment considérés .

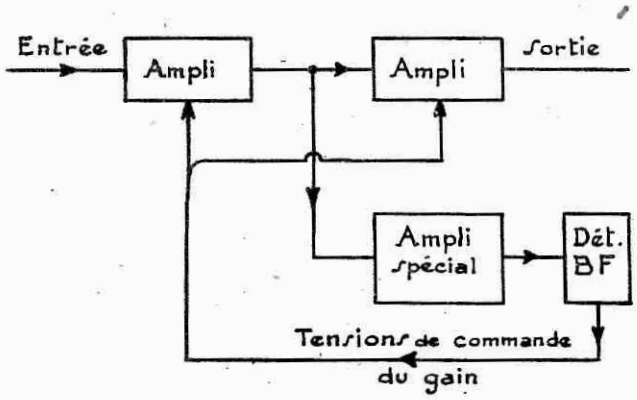


Fig. 511

Dispositifs d'expansion des contrastes.

512 - Le dispositif décrit ci-dessus, comme d'ailleurs les commandes automatiques de gain HF, ne fonctionne correctement que pour des variations du niveau à l'entrée qui soient "lentes" vis-à-vis des constantes de temps du système. Or la détection du signal BF implique une constante de temps considérablement plus grande que la détection HF, et d'ailleurs d'autant plus grande que la modulation contient des composantes plus graves.

Il s'en suit que le dispositif de régulation automatique du niveau de modulation devient pratiquement inutilisable dans le cas des émissions de haute qualité pour les deux raisons suivantes :

- 1° : la constante de temps est accrue par suite de l'extension vers le grave des fréquences transmises ;
- 2° : le niveau appliqué à l'entrée subit des variations "brutales de niveau (cas de la musique symphonique ou de représentations théâtrales).

Malgré l'intérêt théorique qu'il y aurait à respecter aussi fidèlement que possible les nuances (c'est-à-dire les variations du niveau moyen de la transmission) et par conséquent à fonctionner avec un gain absolument constant, la nécessité, d'une part, d'éviter la surmodulation, et, d'autre part, de fournir, à la réception, un rapport signal sur bruits de fond qui ne devienne pas trop faible, conduit à diminuer artificiellement l'importance de ces nuances.

Cette "compression des nuances" est obtenue par variation manuelle du gain de l'amplificateur de modulation ; l'opération doit naturellement être confiée à un personnel qualifié capable de ne pas se laisser "surprendre" par les variations brusques du niveau sonore appliqué au microphone.

Dans les récepteurs, cette compression des nuances peut être corrigée par un dispositif qui, (agissant à l'inverse du régulateur de niveau) augmente l'amplification quand le niveau à l'entrée devient plus grand, et inversement.

C'est le dispositif "d'expansion des contrastes", lequel est d'ailleurs apparenté au dispositif de réglage silencieux dont il sera question au § 524 ci-après.

XIII. Autres dispositifs auxiliaires des récepteurs.

1° : Indicateurs d'accord et indicateurs de niveau à l'entrée.

521 - Le dispositif de commande automatique du gain permet d'adjoindre aisément un indicateur d'accord à l'appareil récepteur.

En effet, au moment où, en manœuvrant les condensateurs variables du récepteur, on passe sur la fréquence exacte du signal, l'amplitude appliquée au détecteur passe par un maximum qui se traduit par un minimum de la tension de polarisation appliquée aux lampes asservies par le contrôle automatique du gain. Simultanément le courant anodique de ces lampes passe par un minimum. Il suffira donc d'observer les indications d'un milliampèremètre à courant continu inséré dans un ou plusieurs à la fois desdits circuits anodiques pour être renseigné sur le moments où le condensateur est à l'accord exact.

Dans le cas où la tension continue détectée est transmise, en même temps que la composante BF, à la lampe de tête de l'amplificateur BF, un milliampèremètre, intercalé dans le circuit plaque de cette lampe, fonctionne également comme indicateur d'accord. Il a cette particularité de fonctionner même quand la commande automatique n'est pas en service.

Indicateurs cathodiques :

522 – Il est commode d'utiliser, comme indicateur d'accord, un indicateur cathodique du genre "trèfle cathodique" ou "œil magique". Dans ce cas, la tension de commande à utiliser n'est autre que la tension de polarisation du contrôle automatique de gain. Le schéma du montage est alors celui de la fig. 522.

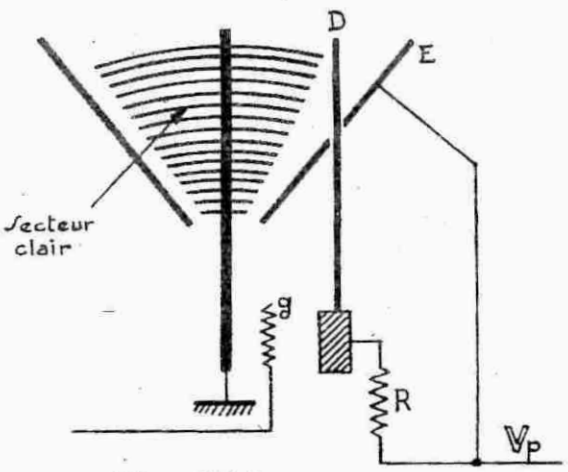


Fig. 522

En abaissant le potentiel de la grille g, on fait monter celui de la plaque P et par conséquent celui de l'électrode déviatrice D. Le secteur sombre de l'écran fluorescent E diminue (Voir Chap. III – § 725).

Dispositifs indicateurs du niveau du champ.

523 – La déviation du milliampèremètre utilisé comme indicateur d'accord est d'autant plus grande que l'amplitude du signal appliqué à l'entrée du récepteur est plus grande. Rien n'empêche donc de graduer cet instrument directement en microvolts efficaces appliqués à l'entrée. Pour que la graduation ainsi tracée soit valable dans toute la gamme du récepteur, il faudrait théoriquement que le gain de l'appareil soit indépendant de la fréquence, et cela non seulement dans chacune des gammes correspondant aux divers jeux de selfs, mais encore en passant d'une gamme à l'autre. Des shunts appropriés à chaque gamme permettent de compenser les différences de gain, mais il faut faire en sorte que la courbe d'amplification soit sensiblement horizontale dans chaque gamme.

Il convient enfin de prévoir un moyen de tarage du milliampèremètre afin de pouvoir corriger de petites variations du zéro, telles que celles qui proviennent par exemple des variations de la tension d'alimentation du récepteur.

2° : Dispositif de "réglage silencieux".

524 - En l'absence de signaux appliqués à l'entrée d'un récepteur, la commande automatique de gain a pour effet de porter l'appareil à sa sensibilité maximum. C'est notamment ce qui arrive lorsque, manœuvrant le condensateur d'accord, on se trouve dans l'intervalle de deux emissions successives. Les bruits de fond et les moindres excitations parasites sont alors amplifiés au maximum et se font entendre dans le haut-parleur.

Le "dispositif" de réglage silencieux" a pour objet de supprimer ce bruit désagréable. Il consiste généralement à bloquer, au moyen d'une polarisation négative importante, une des lampes de l'amplificateur basse fréquence. Cette polarisation, dont les variations doivent être dirigées en sens inverse de celle fournie par la commande automatique de gain, est normalement obtenue au moyen d'une lampe supplémentaire commandée par la tension détectée. Les dispositions prises sont telles que la polarisation normale de la lampe BF commandée ne soit rendue à cette lampe que lorsque l'amplitude moyenne du signal sur le détecteur atteint une certaine valeur minimum V_{Min} choisie à l'avance ; on s'efforce d'obtenir, en fonction de la tension porteuse

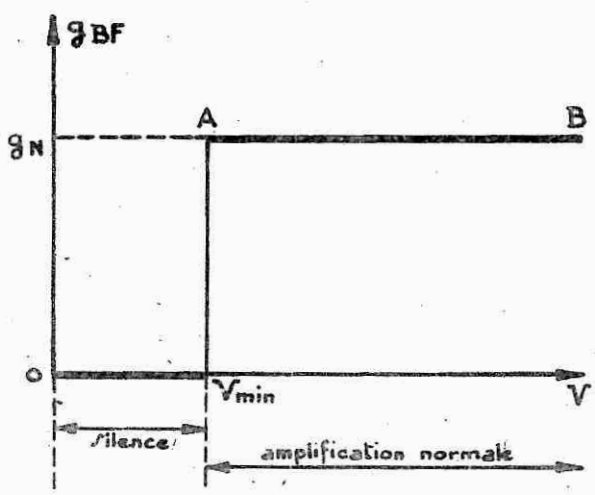


Fig. 524

appliquée au détecteur, une variation du gain BF se rapprochant le plus possible de celle représentée par la courbe de la fig. 324.

3° Dispositif de correction automatique d'accord.

525 – Ce dispositif est plus exactement un dispositif corrigeant les variations de fréquence qui peuvent survenir dans l'oscillation locale des récepteurs à changement de fréquence. Inversement, si c'est le signal qui vient à subir une petite variation de fréquence, automatiquement la fréquence de l'oscillation locale se modifie et s'ajuste à nouveau pour fournir la réception optima.

Lors du réglage du récepteur sur un signal donné, il suffit d'amener l'accord de l'appareil au voisinage de la fréquence du signal ; le dispositif achève ensuite, de lui-même, le réglage de la fréquence de l'oscillateur local.

Le dispositif employé comprend un "discriminateur" actionné par l'amplificateur de fréquence intermédiaire, et une lampe de correction associée à la lampe oscillatrice de l'étage changeur de fréquence.

Fonctionnement du discriminateur.

526 – Soit f_i la fréquence intermédiaire nominale c'est-à-dire la fréquence médiane de la bande passante de l'amplificateur de fréquence intermédiaire. Supposons que, par suite d'une variation de fréquence du signal ou de l'oscillateur local, la fréquence intermédiaire soit devenue $f'_i = f_i + \Delta f_i$. Le rôle du discriminateur est de signaler cet écart de fréquence Δf_i par l'apparition d'une tension continue dont la valeur absolue varie dans le même sens que $|\Delta f_i|$ et dont le signe indique le sens de l'écart de f'_i par rapport à f_i.

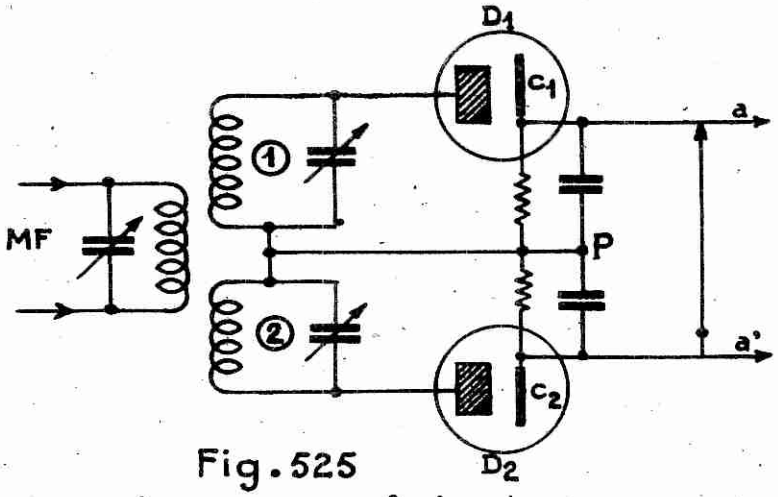


Fig. 525

La fig. 525 représente un schéma de discriminateur susceptible d'être utilisé ; il comprend essentiellement deux circuits accordés respectivement sur deux fréquences $f_{i.1}$ et $f_{i.2}$ situées de part et d'autre de f_i et symétriquement placées par rapport à cette fréquence. Ces circuits actionnent séparément deux diodes détectrices D_1 et D_2 identiques, montées comme l'indique la fig. 526. La tension de commande est prise entre les cathodes C_1 et C_2 des deux tubes.

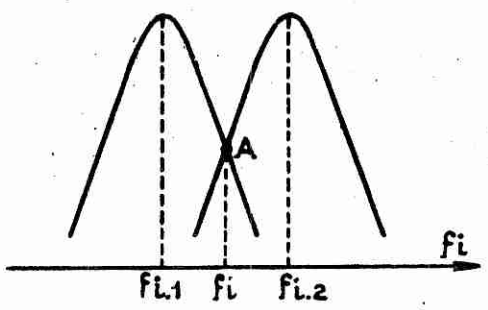


Fig. 526

Les courbes de résonance (fig. 526) des deux circuits (1) et (2) étant pratiquement symétriques, celles-ci se coupent en un point A d'abscisse égale à la fréquence f_i. Lorsque la fréquence actionnant le système est égale à f_i, les amplitudes appliquées aux deux diodes sont égales ; les cathodes C_1 et C_2 ont alors le même potentiel par rapport au point milieu P du système et la tension de commande $V_c = V_a - V_{a'}$ est nulle.

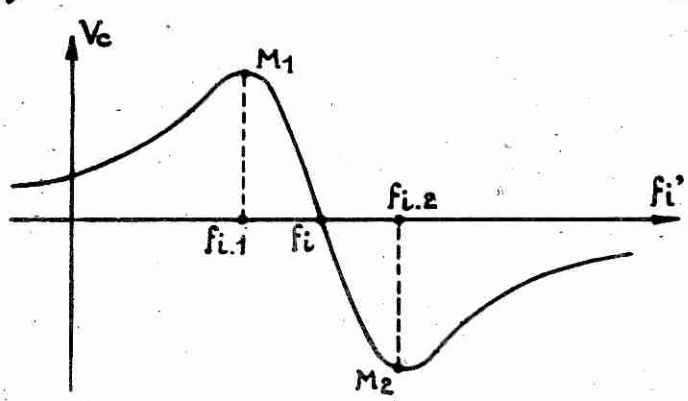


Fig. 527

Si la fréquence intermédiaire f_i' vient à s'écarter de f_i, l'amplitude appliquée à l'une des diodes croît, tandis que l'autre décroît, les potentiels des cathodes (mesurés à partir de celui du point P)

cessent d'être égaux et une tension de commande apparaît entre les cathodes, tension dont le sens dépend du signe de $\Delta f_i = f'_i - f_i$. La courbe représentée sur la fig. 527 indique les variations de la tension de commande en fonction de f'_i. Naturellement, le fonctionnement du système est limité à l'arc de courbe $M_1 M_2$, c'est-à-dire sensiblement à l'intervalle compris entre les fréquences $f_{i.1}$ et $f_{i.2}$, sur lesquelles ont été accordé les circuits (1) et (2).

527 – On remarquera, en passant, que le discriminateur ci-dessus indiqué réalise du même coup le "démodulateur" nécessaire pour un signal qui serait <u>modulé en fréquence</u>. Il n'y a plus, en pareil cas, qu'à livrer à l'amplificateur basse fréquence la tension de modulation recueillie entre <u>a</u> et <u>a'</u>

Fonctionnement de la lampe de correction de la fréquence f' (lampe de réactance) .

528 - La lampe de correction de la fréquence est une pentode montée comme l'indique la fig. 528 . Dans son circuit de plaque est disposé une résistance R et une capacité C en série (par exemple R = 70.000 Ω et C = 25 μμ) et cet ensemble est lui-même placé en dérivation sur le circuit oscillant de l'oscillateur local L .

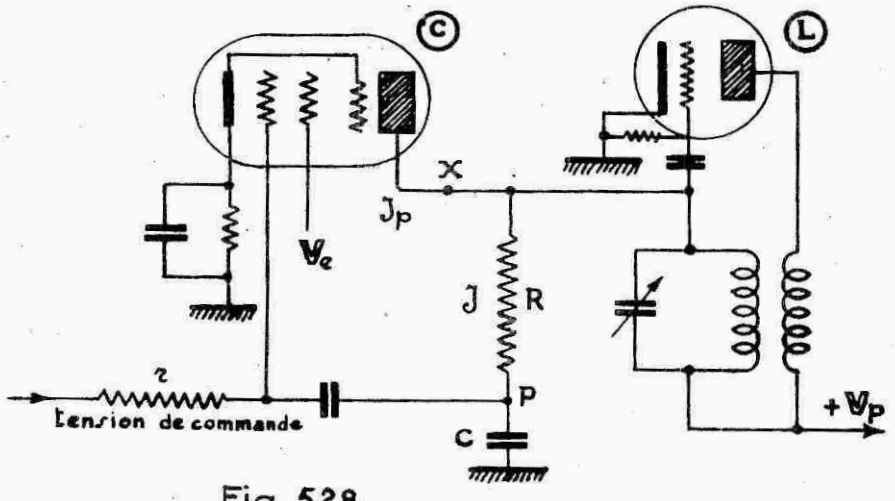


Fig. 528

La grille de commande de la pentode de correction (lampe de " réactance ") est reliée au point P , commun à la résistance et à la capacité , de façon à appliquer à cette grille le potentiel développé aux bornes de la capacité C . Quant à la tension de commande provenant du discriminateur , elle est utilisée à polariser , à travers la résistance r , la grille de commande de la pentode .

La résistance R étant choisie beaucoup plus grande que l'impédance $\frac{1}{C\omega}$ du condensateur C , il est aisé de voir que , vis-à-vis des éléments situés à droite du point X , l'espace plaque-cathode de la lampe C se comporte comme une self-induction dont la grandeur est inversement proportionnelle à la pente S de cette lampe . En effet , le courant plaque I_p de cette lampe est en phase avec la tension de grille V_g de cette même lampe . Or V_g est décalé de $\frac{\pi}{2}$ en arrière par rapport au

courant J circulant dans l'ensemble Résistance R + Capacité C ; comme ce courant J est en phase avec la tension V_p aux bornes de cette ensemble $\left(\text{puisqu'on suppose } R \gg \frac{1}{C\omega}\right)$, le courant J_p est bien décalé de $\frac{\pi}{2}$ en arrière sur la tension V_p.

Quantativement, on a :

$$J_p = s\, V_g$$

$$\text{et } V_g = \frac{J}{j C\omega} = \frac{V_p}{j CR\omega}$$

$$\text{d'où } V_p = j\, \frac{RC\omega}{s}\, J_p .$$

ce qui démontre la proposition que l'espace plaque - cathode de la pentode (C) est équivalent à une inductance $L' = \frac{RC}{s}$.

Comme la pente s est fonction de la tension de commande fournie par le discriminateur, on voit que les variations de la fréquence intermédiaire se traduisent par des variations de l'inductance fictive en dérivation sur le circuit oscillant de l'oscillateur local. On conçoit dès lors que le sens des désaccords respectifs $f_{i1} - f_i$ et $f'_{i2} - f_i$ des circuits (1) et (2) peut être déterminé de telle façon qu'une variation Δf_i de la fréquence intermédiaire produise une variation de la fréquence locale ayant un sens tel que la variation correspondante de fréquence intermédiaire soit de signe contraire à Δf_i. La régulation sera évidemment d'autant plus énergique que les variations de la pente s de la pentode en fonction de la tension de commande seront plus rapides. De là l'intérêt d'utiliser des pentodes à pente fixe de préférence à des pentodes à pente " variable ".

4° Dispositif de réglage de la tonalité.

529 - On désigne sous ce nom des dispositifs destinés à modifier la courbe de réponse de l'amplificateur de basse fréquence en fonction de la fréquence, c'est-à-dire, en quelque sorte, la sélectivité propre de cet amplificateur.

Correction des composantes aiguës.

530 - Les dispositifs les plus usités sont ceux qui, agissant sur les fréquences les plus élevées du spectre sonore, permettent d'affaiblir à volonté les composantes les plus aiguës de la modulation et par conséquent d'abaisser la tonalité générale du son rendu par le haut-parleur.

On peut ainsi, d'une part, corriger, le cas échéant, un défaut de fidélité en sens inverse qui pourrait appartenir à cet appareil, ou encore à l'étage final (pentode) ou encore à la modulation du signal HF reçu.

- D'autre part, éliminer des fréquences parasites résultant du battements du signal reçu avec des signaux de fréquences immédiatement voisines dont le spectre viendrait à empiéter sur celui du signal. De cette manière le réglage de tonalité se comporte comme un renforcement de la sélectivité du système.

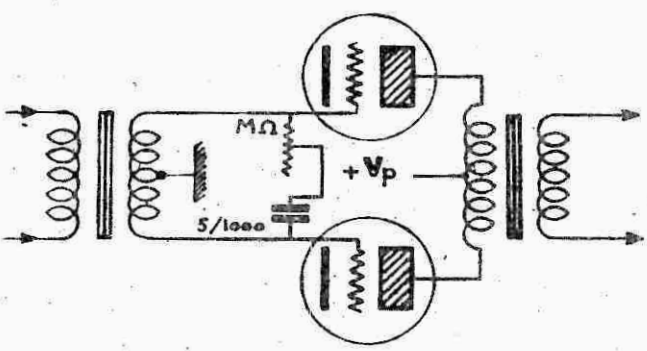


Fig. 530

Le dispositif à utiliser est en principe constitué par un filtre passe-bas réglable ; pratiquement il se réduit généralement à une capacité et résistance variable en série, le tout étant mis en dérivation entre la grille et la

cathode d'une des lampes amplificatrices de basse fréquence, ou entre les deux grilles d'un montage symétrique (fig. 8).

Correction des composantes graves.

531 - L'expérience montre que l'intelligibilité de la parole est fréquemment améliorée, quoique le timbre en soit modifié, par une certaine atténuation des composantes graves du son fourni par le récepteur. Cela tient à des déformations intéressant ces composantes, déformations dont l'origine peut se trouver :

- soit dans la modulation du poste émetteur lui-même ;
- soit dans la courbe de réponse électro-acoustique du haut-parleur ;
- soit dans des interférences avec des signaux de fréquence quasi-égale à celle du signal reçu.

Cette atténuation des composantes graves est obtenue également par un dispositif de filtrage. La fig. 531 indique un schéma susceptible d'être utilisé. Il est visible que la manœuvre du potentiomètre P n'altère pas l'amplitude des composantes aiguës de la tension transmise de la plaque P_1 à la grille G_2 (à travers les deux capacités de 0,25 et 0,025 µF en série), tandis que les composantes graves sont d'autant plus affaiblies que la prise mobile du potentiomètre P est plus abaissée.

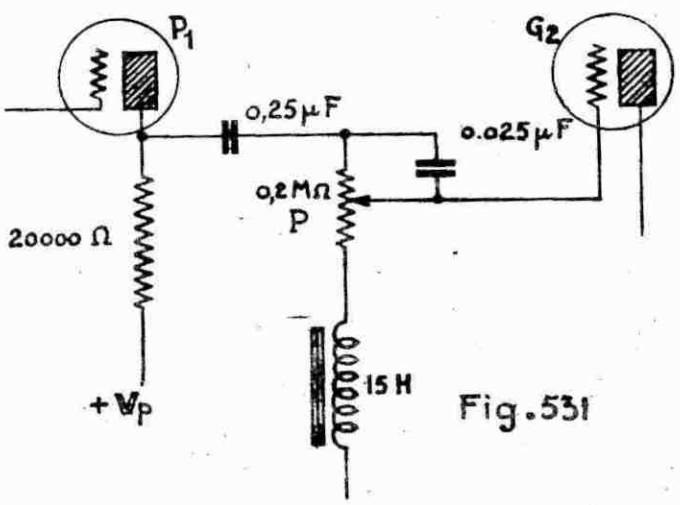


Fig. 531

Correction de la tonalité en fonction du volume sonore.

532 - Lorsqu'on fait varier dans des proportions importantes le volume sonore fourni par un haut-parleur par le seul moyen de la commande normale de gain de l'amplificateur BF, on a l'impression que l'affaiblissement ou le renforcement obtenu n'est pas le même pour toutes les fréquences du spectre sonore.

Quand on diminue l'amplification par exemple, les notes graves et les notes aiguës semblent disparaître plus rapidement que le médium, tandis que celui-ci paraît rester défavorisé vis-à-vis des mêmes fréquences extrêmes du spectre quand on augmente le volume général du son. Ce phénomène tient à la non-uniformité de la sensibilité de l'oreille en fonction de la fréquence (courbes de la fig. 534), et il n'y a qu'un remède, c'est de modifier la courbe de réponse de l'amplificateur BF en même temps qu'on agit sur le gain. La fig. 532 indique le schéma d'un tel dispositif et la fig. 533 donne les courbes de réponse obtenues pour différents niveaux de la puissance de sortie. On y voit l'effet du circuit résonnant LC (sur environ 800 périodes) pour creuser la courbe de réponse dans la région médiane du spectre sonore.

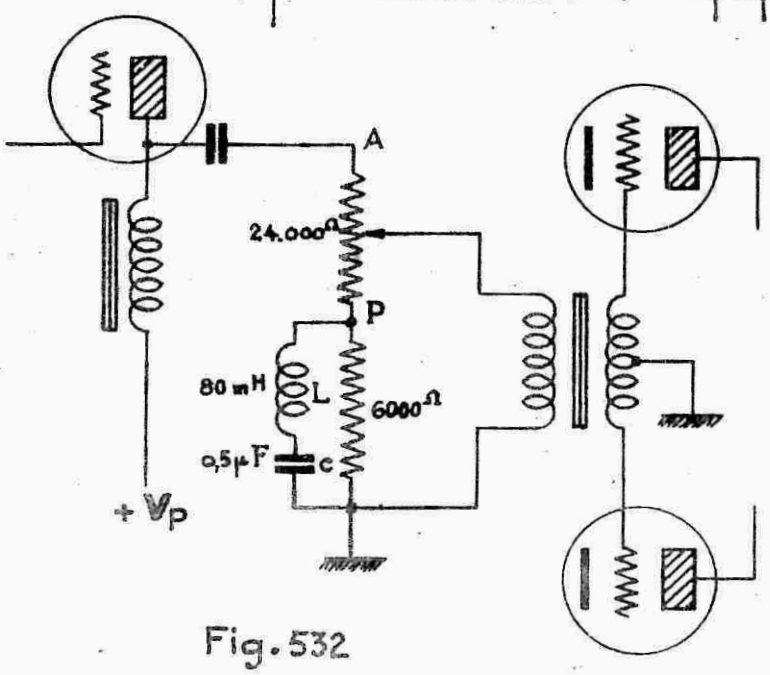


Fig. 532

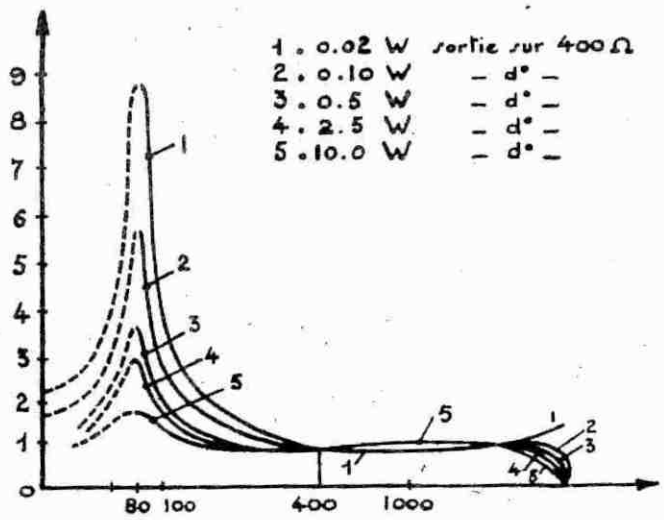


Fig. 533

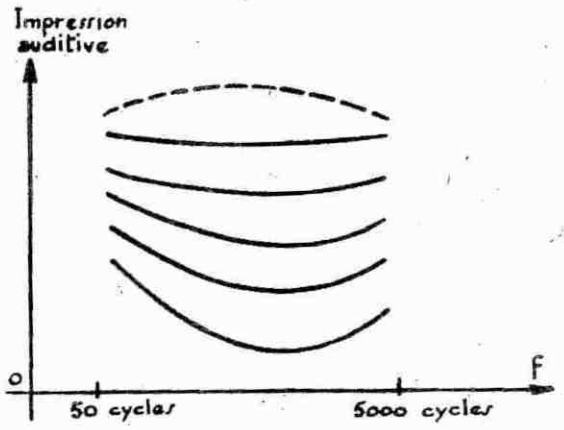


Fig. 534

Cet effet s'atténue au fur et à mesure que le contact mobile du potentiomètre se rapproche de l'extrémité A, c'est-à-dire à mesure que le gain est augmenté, conformément aux courbes de sensibilité de l'oreille représentées sur la fig. 534.

Dispositifs de réglage de la tonalité utilisant la contre-réaction.

533 – Au lieu d'utiliser des systèmes de "filtre" (plus ou moins rudimentaires) agissant généralement sur les grilles des lampes amplificatrices BF, on peut agir sur les constantes d'un circuit de contre-réaction appliqué à cet amplificateur, et plus spécialement à son étage de sortie.

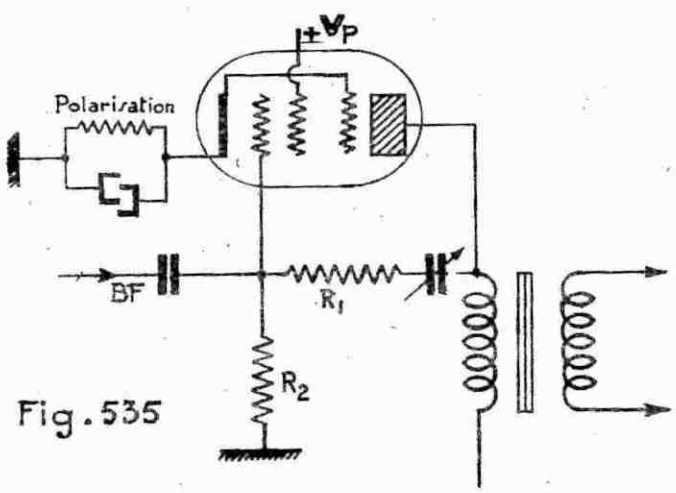


Fig. 535

On peut notamment utiliser une contre-réaction par potentiomètre comprenant des éléments dont l'impédance varie avec la fréquence.

Dans les figures 535 et 536, cet élément variable avec la fréquence est une capacité en série avec la résistance R_1. On pourrait aussi bien mettre une self en série avec R_2, ou encore utiliser des systèmes plus complexes. En ce cas, il peut même arriver, à cause des variations de phase intervenant dans A et K, que l'on ait une réaction positive pour certaines fréquences et négatives pour d'autres.

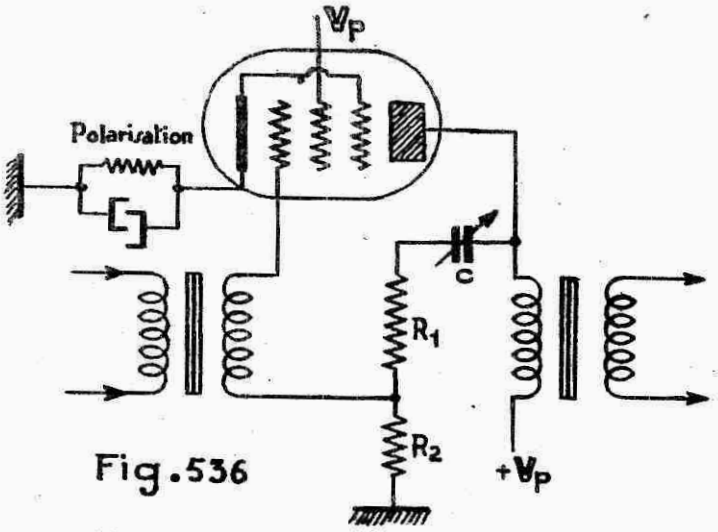


Fig.536

Dans le montage de la fig. 537, la tension de réaction, prise aux bornes de la bobine mobile du haut-parleur est ramenée, à travers le système R_1 R_2 L, aux bornes d'une résistance R_3, non shuntée, insérée dans le circuit de cathode de la lampe amplificatrice précédant la lampe de sortie.

Avec un sens convenable des connexions, le montage

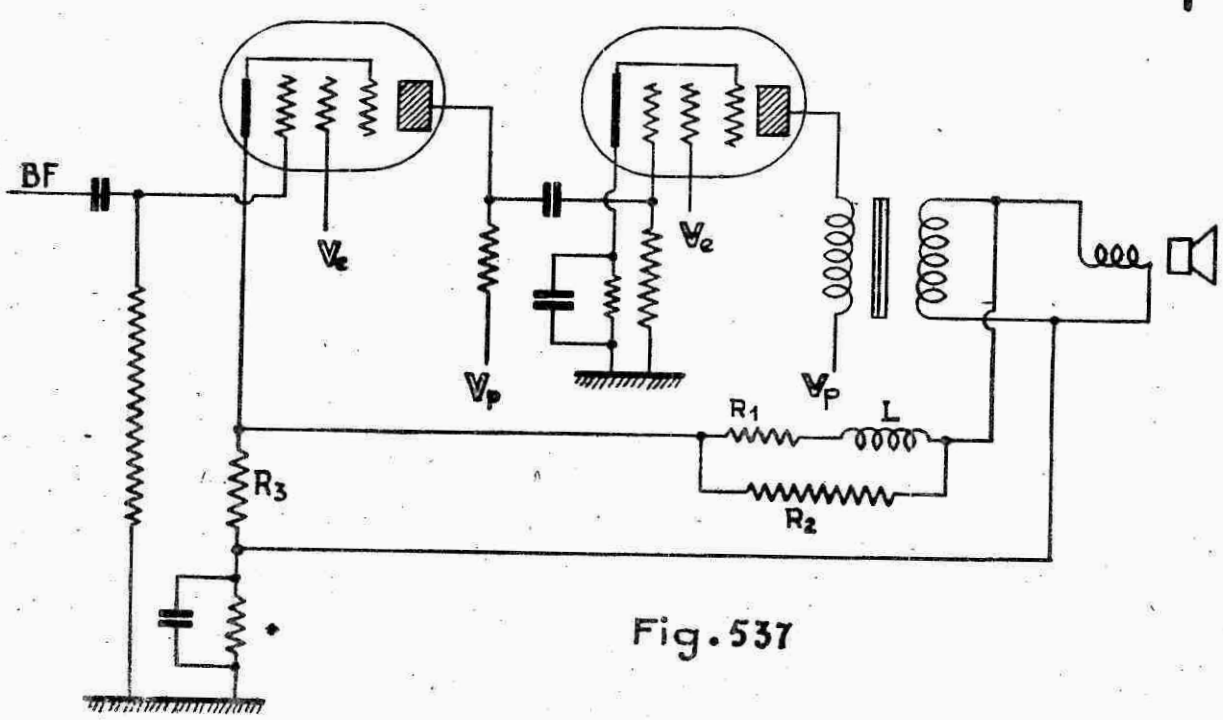


Fig.537

fournit une contre-réaction qui diminue quand la fréquence s'abaisse améliorant ainsi (en la déformant) la courbe de réponse générale de l'appareil.

Dispositifs limiteurs de parasites.

535 – Les récepteurs reçoivent par le collecteur d'ondes des perturbations parasites qui ajoutent leur effet à celui des bruits de fond de l'appareil, bruits de fond qui (§§ 451 à 479) proviennent de l'agitation thermique dans les circuits et du souffle des lampes.

Par les effets qu'ils produisent, ces parasites se partagent en deux catégories.

– Les uns produisent dans le haut-parleur un bruissement irrégulier permanent analogue à celui qui provient des bruits de fond ; ils paraissent dus à des perturbations dont la valeur quadratique moyenne est sensiblement constante dans des intervalles de temps petits. Contre ceux-ci on ne peut agir, comme pour les bruits de fond, que par la sélectivité des récepteurs. L'énergie spectrale étant sensiblement constante, le carré de la tension efficace due aux parasites est en effet proportionnelle à la largeur Δf de la bande passante. La protection est d'autant meilleure que la sélectivité est plus poussée.

536 – Les autres, au contraire, produisent des chocs brefs se succédant à des intervalles de temps plus ou moins réguliers. Ils proviennent de décharges distinctes les unes des autres, comme celles qui proviennent des pertes des lignes à courants alternatifs de haute tension, des claquements d'interrupteurs ou de manipulateurs, ou encore des circuits d'allumage des moteurs à explosion. Ces impulsions, à cause de leur durée extrêmement brève comparée aux intervalles qui les séparent, doivent avoir de

très grandes amplitudes pour présenter une puissance moyenne appréciable .

Un parasite semblable ne pourra donc brouiller un signal d'amplitude donnée que s'il possède une amplitude <u>considérablement</u> supérieure à celle de ce signal .

C'est cette différence d'amplitude qui est mise à profit, dans les dispositifs limiteurs de bruits .

La méthode consiste à bloquer l'amplificateur pendant la durée des parasites en question . Comme celle-ci est brève , le trouble apporté dans la réception du signal est relativement minime , et en tous cas la perturbation produite à la sortie notablement moindre que s'il n'y avait pas de limiteur .

L'efficacité du dispositif est d'autant plus grande que les parasites considérés ont une amplitude plus grande pour une puissance moyenne donnée .

Malheureusement , la durée des impulsions se trouve augmentée (et leur amplitudes diminuée) en traversant les étages successifs de l'amplificateur , à cause des constantes de temps des circuits (c'est-à-dire à cause de leur sélectivité) . Plus grande est la sélectivité de l'appareil , plus la réduction du rapport parasite sur signal devient difficile par ce procédé .

Dispositifs utilisés dans la pratique .

537 - Une amélioration sensible est déjà obtenue dans la réception des signaux télégraphiques , en <u>limitant</u> l'amplitude du courant susceptible d'être délivré par l'étage de sortie du récepteur. Cette limitation a en outre l'avantage de maintenir les signaux constants , malgré certaines variations du champ .

Si la lampe finale est une triode , on opérera par diminution de sa tension de plaque , que l'on amènera , par exemple , à

n'être plus que d'une dizaine de volts pour une réception au casque. Il sera d'ailleurs préférable d'utiliser une pentode dont on abaissera fortement la tension d'écran.

Un potentiomètre permettra d'ajuster ces tensions au mieux de chaque cas particulier.

538 - La fig. 538 représente le schéma d'un limiteur destiné à être placé devant la lampe de sortie. Il utilise une double diode à cathodes séparées et agit symétriquement sur les deux alternances dont l'amplitude se trouve limitée à la demi-valeur de la tension positive continue appliquée à la cathode C_2 par le potentiomètre R.

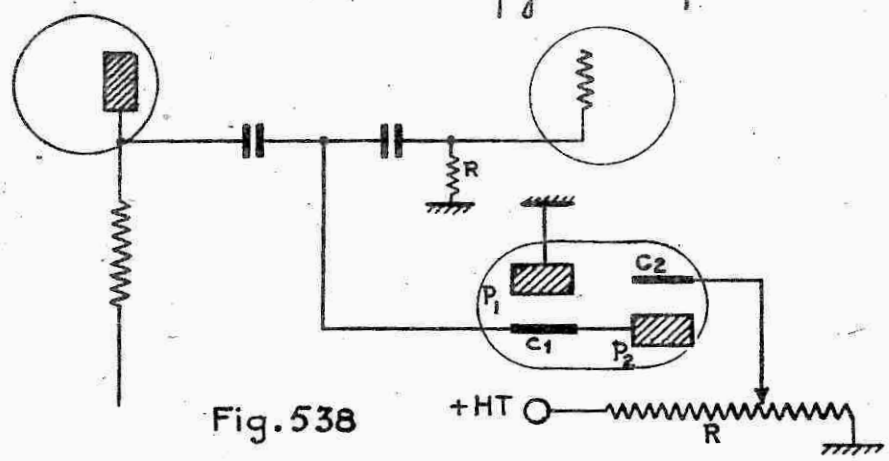


Fig. 538

539 - Une autre méthode consiste à intercaler le dispositif limiteur entre la détectrice et la première lampe basse fréquence.

Dans le schéma de la fig. 539, cet organe limiteur est constitué par une diode supplémentaire D qui cesse de transmettre, à la première lampe basse fréquence, les variations de tension détectée dont l'amplitude dépasse sa propre tension de plaque.

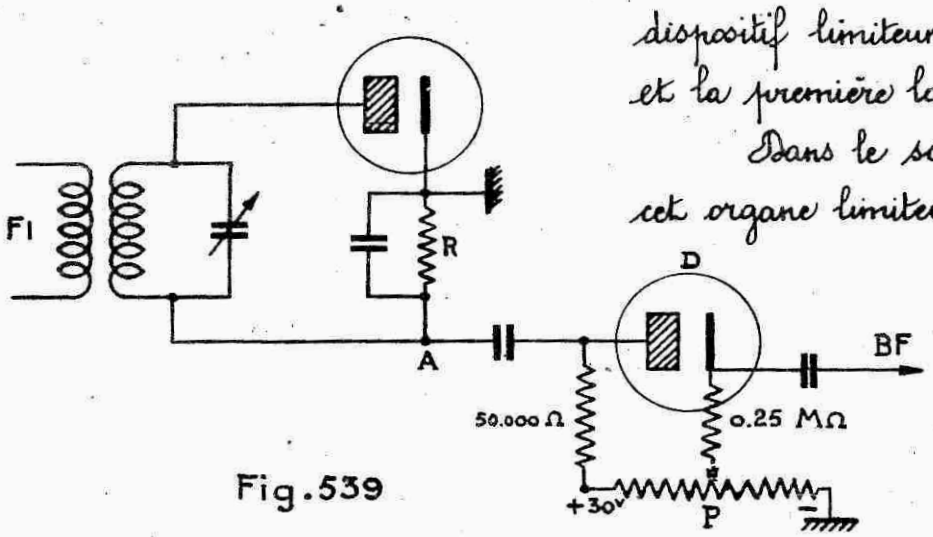


Fig. 539

Un potentiomètre P permet d'ajuster, à volonté, cette tension limite.

540 – De meilleurs résultats sont obtenus, d'après certains auteurs, en opérant par blocage de l'amplificateur de fréquence intermédiaire. Dans le schéma de la fig. 540, ce blocage est obtenu en polarisant négativement la troisième grille d'une hexode ou d'une heptode modulatrice montée à la place d'une amplificatrice ordinaire

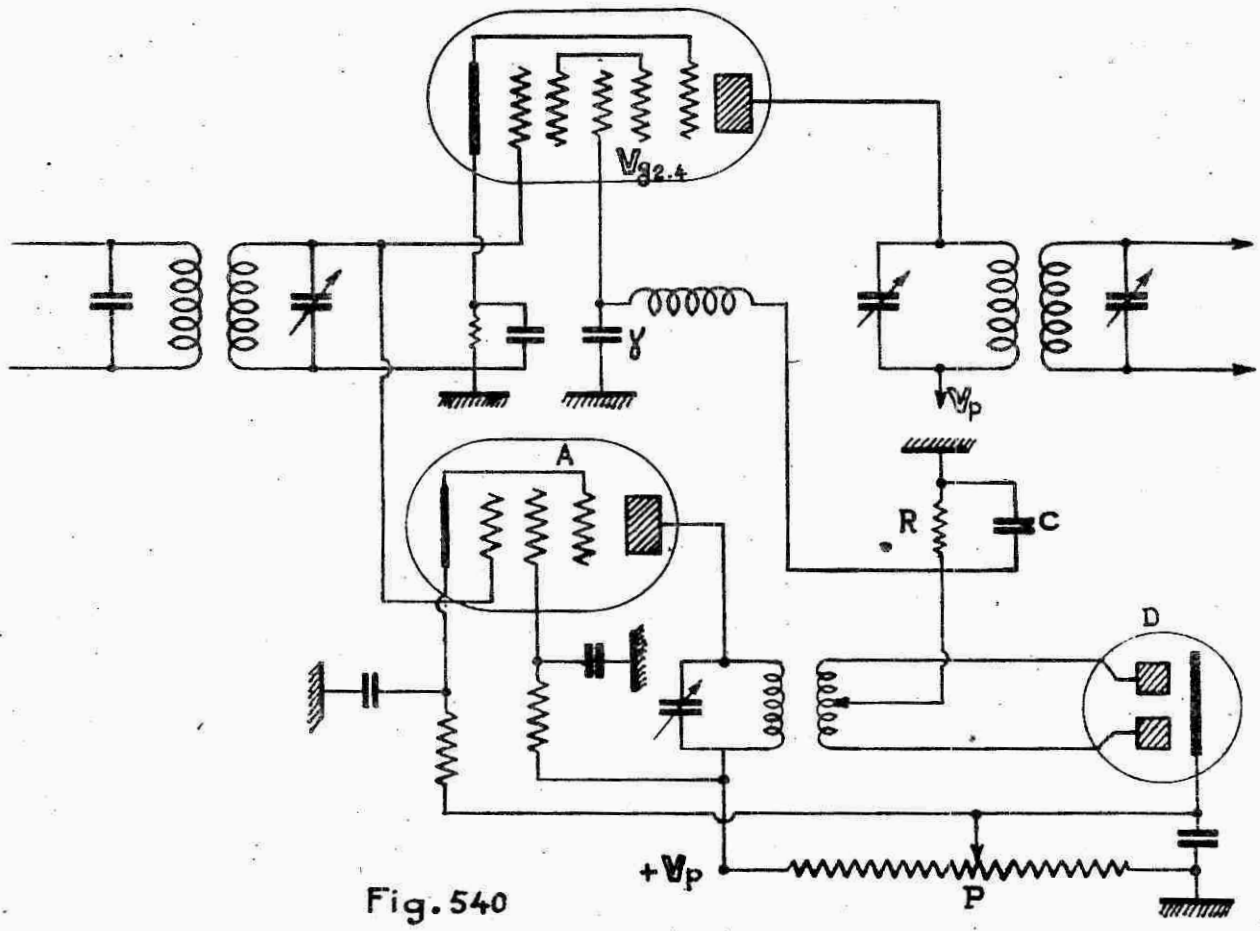


Fig. 540

de la chaîne d'amplification à fréquence intermédiaire. La tension de blocage est fournie par une double diode D placée à la suite d'un étage d'amplification spécial recevant lui-même son excitation depuis l'entrée de l'amplificateur de fréquence intermédiaire.

Grâce au potentiomètre P, les plaques de la double diode se trouvent portées, par rapport à la cathode, à un potentiel négatif dont la valeur absolue est supérieure à l'amplitude de la

tension qu'elles reçoivent normalement pendant la réception des signaux. Aucun courant ne circule alors dans la résistance de détection R ; la troisième grille de l'heptode est à son potentiel maximum ; l'amplificateur de fréquence intermédiaire amplifie normalement.

Au contraire, dès qu'une impulsion parasite survient, la double diode débite du courant, le potentiel de la troisième grille de l'heptode est abaissé et l'amplificateur de fréquence intermédiaire bloqué.

Avec ce système, il faut évidemment éliminer de la tension transmise à la troisième grille de l'heptode toute composante de fréquence égale à la fréquence intermédiaire. Ce résultat est atteint grâce :

1° : au redressement des deux alternances par la double diode D ;

2° : au filtre passe-bas intercalé entre la résistance R et la troisième grille, filtre qui est constitué par la self de choc L et la petite capacité γ (50 µµF).

Quant à la capacité C, en shunt sur la résistance R, elle est choisie la plus petite possible (50 à 250 µµF) afin de diminuer la constante de temps du système ; elle doit néanmoins être suffisante pour éviter toute réaction à haute fréquence sur l'heptode, réaction qui serait susceptible de provoquer l'amorçage du système.

Lorsqu'une commande automatique du gain est utilisée, il y a lieu d'appliquer également à l'amplificatrice A la tension de polarisation fournie par ce dispositif, afin de maintenir constant le rapport de l'amplitude provoquant le blocage à l'amplitude du signal.

6° Dispositifs permettant l'écoute entre signes.

550 - Lorsque le récepteur considéré est destiné à constituer la partie réception d'un poste émetteur - récepteur appelé à " travailler en réseau ", c'est-à-dire sur une longueur d'onde unique, avec d'autres émetteurs - récepteurs, le fonctionnement du récepteur ne peut évidemment être envisagé que pendant les périodes où le poste émetteur associé au récepteur demeure lui-même silencieux.

Le récepteur serait en effet considérablement surchargé et en fait complètement bloqué par les émissions du poste émetteur. Il serait, par suite, rendu absolument incapable de recevoir les émissions de ses correspondants, non seulement pendant les signaux de l'émetteur, mais encore pendant un certain temps après, à savoir le temps nécessaire au récepteur pour récupérer son fonctionnement et sa sensibilité normales.

Il est évidemment possible de monter un dispositif actionné par le manipulateur d'émission (en même temps que le poste émetteur lui-même) qui soit susceptible de protéger le récepteur contre l'action des émissions de l'émetteur et qui le remette automatiquement en action dans les intervalles de ces émissions, sans intervention de l'opérateur chargé de l'exploitation.

Un tel dispositif comprendra essentiellement un relais rapide court-circuitant par exemple l'étage d'entrée HF du récepteur chaque fois que le manipulateur sera abaissé, ou mieux chaque fois qu'il aura quitté son plot de " repos ".

En pratique, on utilise des relais à " relâchement différé " qui ne reviennent à leur position de repos (celle qui provoque la remise en action normale du récepteur) qu'un certain intervalle de temps après que le manipulateur d'émission a été lui-même relevé.

Selon la grandeur du retard introduit, on obtiendra

la remise en action du récepteur :

- soit dans l'intervalle des signaux élémentaires (points et traits de l'émetteur (cas d'une manipulation relativement lente ;
- soit dans les intervalles des groupes de signaux élémentaires constituant les lettres ou chiffres (durée de l'intervalle : 3 points) ;
- soit enfin dans des intervalles encore plus grands.

Ces différents dispositifs - en pratique ce sont surtout les derniers qui sont utilisés - réalisent ce qu'on appelle <u>l'écoute entre signes</u>. Ils permettent notamment à un correspondant de "couper" une émission en cours pour demander, par exemple, une répétition, ou passer une communication urgente, sans attendre la fin de cette émission.

XIV - Organisation pratique des récepteurs.

1° : Réglage du récepteur sur une fréquence donnée. Commande simultanée des condensateurs variables (Commande unique).

561 - Sauf peut-être dans les stations fixes de grand trafic, où les appareils peuvent être spécialisés chacun à la réception d'une onde de fréquence particulière bien déterminée à l'avance, la règle est, au contraire, de construire les récepteurs de telle façon qu'ils puissent être réglés ("accordés") sur une quelconque des fréquences comprises dans une gamme plus ou moins étendue.

Ces variations de la fréquence d'accord du récepteur sont obtenues tout d'abord par le jeu des condensateurs variables dont on équipe les circuits oscillants de l'appareil.

Compte tenu d'une part de la capacité résiduelle des condensateurs variables, de la capacité propre des bobinages et des capacités parasites dues aux connexions et aux lampes, et d'autre part du fait que la capacité maximum des condensateurs variables ne peut pas être augmentée au delà d'une certaine limite sous peine d'abaisser par trop les rapports $\frac{L}{C}$ et surtout les impédances d'antirésonance $\frac{L}{RC} = QL\omega$, on arrive à cette conclusion qu'on ne peut compter sur un rapport qui dépasse 4/1 ou 6,5/1 au plus, entre la capacité maximum et la capacité minimum effectives des circuits oscillants. Il s'en suit que la gamme qui est susceptible d'être couverte sans modification des inductances ne dépasse pas pratiquement un rapport de fréquences égal à 2/1 ou 2,5/1.

Les capacités maxima des condensateurs variables utilisés varient

de 0,4 à 0,15 millièmes de microfarad selon les fréquences employées .

562 – Lorsque le rapport des fréquences extrêmes de la gamme que doit recevoir l'appareil dépasse les valeurs ci-dessus désignées (2 ou 2,5 à 1), il faut nécessairement opérer des changements de selfs .

Deux méthodes sont principalement utilisées :

1° : Ou bien on fait usage de bobines amovibles , munies des coniacts nécessaires , qu'on substitue les unes aux autres en s'arrangeant pour qu'il existe un petit recouvrement entre les sous-gammes de fréquences ainsi obtenues . Pour la commodité des opérations , on effectue le changement d'inductances simultanément sur tous les étages de l'amplificateur . Les bobinages nécessaires sont groupés par blocs , avec leurs blindages individuels et les capacités d'alignement dont il sera question plus loin . Comme on l'a vu , il faut sensiblement autant de blocs distincts qu'il y a d'octaves dans la gamme totale de fréquence prévue pour le récepteur .

2° : Ou bien les différents bobinages nécessaires pour couvrir toute la gamme du récepteur sont installées à poste fixe dans l'appareil , et des commutateurs , actionnés simultanément , viennent les mettre successivement en service , en éliminant ceux qui sont inutiles .

Cette solution a pour elle l'avantage d'une plus grande commodité de manœuvre et elle diminue les risques de détérioration accidentelles des inductances inemployées .

On utilise quelquefois aussi une méthode qui tient des deux précédentes et qui consiste à grouper les différents blocs en une sorte de tambour , dont la rotation amène successivement en position d'utilisation chacun des différents blocs .

Enfin , au lieu d'opérer la commutation des selfs entières , on peut opérer cette commutation sur des prises intermédiaires de ces bobines , mais il faut alors veiller à ce que les fractions inutilisées n'ap-

portent des perturbations (en général on aura avantage à mettre les " bouts morts " en question en court - circuit et à la masse).

563 - A l'intérieur de la gamme de fréquences procurée par un jeu de selfs déterminé, le réglage sur une fréquence donnée se fait en accordant tous les circuits oscillant au moyen des condensateurs variables correspondants.

Cet accord peut s'effectuer successivement en utilisant un générateur auxiliaire réglé sur la fréquence du signal à recevoir. On commence par accorder l'étage changeur de fréquence, puis on remonte de proche en proche jusqu'au circuit d'entrée. Dès que le signal devient perceptible à la sortie du récepteur, on arrête le générateur auxiliaire et on parachève le réglage sur le signal lui-même, si c'est nécessaire. Sans générateur auxiliaire, l'opération est très difficile, sinon impossible. On pourra d'ailleurs " étalonner " une fois pour toutes les condensateurs variables des différents circuits, mais, de toute manière, le réglage du récepteur dans ces conditions est une opération assez longue qui ne saurait être pratiquement employée avec un récepteur qui doit pouvoir passer fréquemment d'une onde à une autre, ou qui doit pouvoir faire la recherche d'une émission dont la longueur d'onde n'est pas très exactement connue à l'avance.

Commande simultanée des condensateurs variables.

564 - On évite les difficultés précédentes en assurant la manœuvre simultanée des condensateurs variables de tous les étages intéressés, au moyen d'un dispositif unique de commande. Cette " commande unique " est pratiquement devenue la règle pour tous les récepteurs.

Les condensateurs utilisés à cet effet sont habituellement des condensateurs " multiples " formant un bloc compact dont les arma-

Kures fixes sont mécaniquement solidaires les unes des autres et dont les armatures mobiles sont montées en ligne sur un axe de rotation commun. Les parties fixes sont isolées les unes des autres ; les parties mobiles sont, au contraire, généralement connectées entre elles, ainsi d'ailleurs qu'à la masse du bloc.

Les différents condensateurs constituant le groupe sont construits aussi parfaitement identiques les uns aux autres qu'il est possible, afin que soit réalisée l'égalité $C_1 = C_2 = C_3 = \ldots$ etc pour toute position des lames mobiles par rapport aux lames fixes.

565 - Les circuits qui sont destinés à être accordés sur une même fréquence par les différents condensateurs C_1, C_2, C_n doivent eux-mêmes être construits aussi identiques que possible. L'ajustement de leurs inductances, en particulier, doit faire l'objet de soins spéciaux.

De petites capacités ajustables placées en dérivation sur C_1, C_2, C_n permettent de compenser les petites différences de capacités supplémentaires dues aux connexions et aux lampes.

Alignement des récepteurs.

566 - L'opération qui consiste à régler ces différentes capacités ajustables s'appelle l'alignement du récepteur, mais encore faut-il que les éléments des circuits aient été choisis de telle façon que cet alignement se conserve suffisamment dans toute la gamme de fréquences couvertes par la variation des condensateurs variables.

Deux circuits sont plus difficiles à "aligner" que les autres : ce sont le circuit d'entrée et le circuit de l'oscillateur local de l'étage changeur de fréquence.

Alignement de l'étage d'entrée.

567 - On met à profit le fait que, dans un système de deux circuits oscillants couplés, le maximum du courant secondaire I_2 correspondant à un couplage donné et à un accord donné du primaire, est obtenu avec un circuit secondaire dont la pulsation propre $\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}$ se rapproche d'autant plus de la pulsation ω de la force électromotrice, que l'accord du circuit primaire a été choisi, lui-même, plus éloigné de ω_1 ($\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$ très différent de ω) (Chap. II - § 302).

On va donc choisir un circuit primaire $L_1 C_1$ franchement désaccordé par rapport à toutes fréquences comprises dans la gamme ω' ω'' couverte par le jeu du condensateur variable multiple.

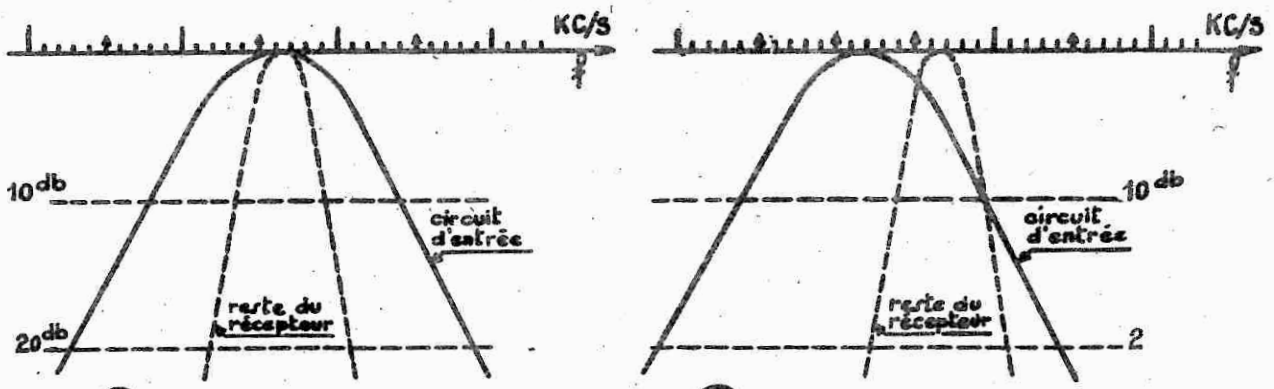
Quant au circuit secondaire, on l'accordera au moyen d'un des éléments du condensateur multiple en question.

La valeur de la capacité C_2 accordant le secondaire sera donc à chaque instant la même que celle qui accorde les simples circuits oscillants du récepteur. La valeur commune de la self de ces circuits étant L, on devra donner à la self du circuit <u>secondaire</u> du système d'entrée, une valeur $L_2 = L'$ un peu différente de L afin de réaliser le petit désaccord $\omega_2 - \omega$ qui, bien que petit, demeure néanmoins nécessaire pour avoir le maximum (relatif) de I_2.

Le problème de l'alignement du système d'entrée revient à déterminer les éléments L_1, M et L_2 de manière à obtenir :

1° : un gain à peu près uniforme dans la gamme ω' ω''

2° : pour chaque position du condensateur multiple, une bande passante (ou une courbe de sélectivité du système d'entrée dont les limites dans l'échelle des fréquences ne soient pas trop déplacées par rapport à la bande passante (ou à la courbe de sélectivité) du reste du récepteur (fig. 567).



(A) Alignement correct (B) Alignement défectueux

Fig.567

Gain du système.

568 - Le "gain" du système de circuits couplés est défini par la formule :

$$y = \left| j L_2 \omega \times \frac{I_2}{\mathcal{E}} \right| = \left| j L_2 \omega \times \frac{j M \omega}{Z_1 Z_2 + M^2 \omega^2} \right|$$

où $\mathcal{E}$ est la force électromotrice produite par le signal dans le circuit primaire, M le coefficient d'induction mutuelle entre L_1 et L_2 et Z_1 et Z_2 les impédances totales des circuits primaire et secondaire.
Explicitons ces impédances :

Le primaire étant franchement désaccordé, l'impédance Z_1 se réduit à la réactance jX_1, c'est-à-dire :

$$Z_1 = jX_1 = jL_1\omega\left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right).$$

Quant à Z_2, elle s'écrit, en employant la même forme :

$$Z_2 = R_2 + jL_2\omega\left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right).$$

L'expression du gain g devient :

$$g = \left| \frac{L_2 M}{\left[M^2 - L_1 L_2 \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)\left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right)\right] + j \frac{R_2 L_1}{\omega}\left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)} \right|$$

ou, en désignant par k le coefficient de couplage et Q_2 le coefficient de surtension du secondaire :

$$g = \left| \frac{j \frac{M}{L_1}}{\left[k^2 - \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)\left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right)\right] + \frac{1}{Q_2}\left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)} \right| .$$

Faisant varier l'accord ω_2 du secondaire, le gain g passe par un maximum lorsque le premier terme du dénominateur (le seul qui contienne ω_2) s'annule :

$$k^2 = \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)\left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right) . \qquad (1)$$

On voit que la valeur de ω_2 qui satisfait à cette équation n'est pas $\omega = \omega_2$. Le circuit secondaire ne doit donc pas être accordé sur la pulsation de la force électromotrice. On voit aussi que ω_2 doit être d'autant plus rapproché de ω que ω_1 est lui-même plus éloigné de ω.

Le fait de donner à L_2 une valeur $L(1 + 2\varepsilon)$ un peu différente de L, introduit un désaccord systématique entre ω_2 et ω. On a en effet :

$$\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}} = \frac{1}{\sqrt{L(1+2\varepsilon) \times C}} = \frac{1-\varepsilon}{\sqrt{LC}} = \omega(1-\varepsilon) .$$

Il s'en suit que :

$$1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} = 1 - (1-\varepsilon)^2 \simeq 2\varepsilon .$$

En fonction de ε la condition de gain maximum s'écrit :

$$k^2 = 2\varepsilon \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)$$

$$\text{ou} \quad \varepsilon = \frac{k^2}{2\left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)} . \qquad (2)$$

On pourrait concevoir un système mécanique (came de profil convenable) commandée par la rotation du condensateur variable, et qui ferait varier la self L_2 et par suite $\varepsilon = \frac{L_2 - L}{2L}$ en fonction de la

pulsation ω suivant la loi définie par la formule (2) ci-dessus depuis la valeur ε' correspondant à la pulsation ω', jusqu'à ε'' correspondant à la pulsation ω''.

Dans la pratique, on évite cette complication et on se contente de donner à ε une valeur fixe ε_0 dont la valeur est située quelque part entre ε' et ε''. Soit ω_0 la pulsation correspondante. Pour $\omega = \omega_0$ la condition de gain maximum est satisfaite, mais elle cesse de l'être et le gain obtenu diminue lorsque ω s'écarte de ω_0 et s'approche des pulsations extrêmes ω' et ω'' de la gamme.

La pulsation ω_0 doit être choisie de façon à limiter le plus possible les variations de g. On fait, par exemple, en sorte que le gain ait la même valeur pour $\omega = \omega'$ et $\omega = \omega''$.

Tout au long de la gamme, on a évidemment, par définition de ε_0 :

$$\left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right) = 2\,\varepsilon_0 .$$

L'expression du gain peut donc s'écrire :

$$g = \frac{\frac{M}{L_1}}{\left| k^2 - 2\,\varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right) + \frac{j}{Q_2}\left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)\right|}$$

ou :

$$g = \frac{\frac{M}{L_1}}{\left| \left[k^2 - 2\,\varepsilon_0 \left(1 - y\right)\right] + \frac{j}{Q_2}\left(1 - y\right)\right|}$$

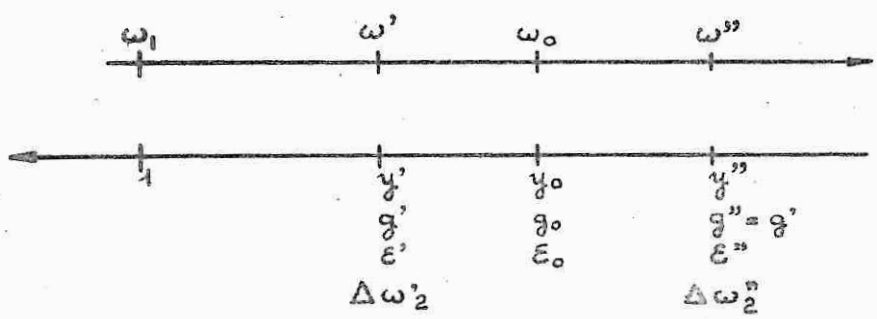


Fig.

en posant, pour alléger l'écriture :

$$y = \frac{\omega_1^2}{\omega^2} .$$

Cette quantité y varie en sens inverse de ω ; nous appellerons y', y'_0 et y'' les valeurs correspondant respectivement à ω', ω_0 et ω'' (fig. 568).

Le premier terme du dénominateur s'annule lorsqu'on fait : $y = y_0$; il peut donc se mettre sous la forme :

$$k^2 - 2\varepsilon_0 (1 - y) - k^2 + 2\varepsilon_0 (1 - y_0) = 2\varepsilon_0 (y_0 - y) .$$

En négligeant la variation du terme imaginaire du dénominateur de g, d'ailleurs d'autant plus petite que Q_2 est plus grand, on trouve que la condition pour que ce gain ait la même valeur aux deux extrémités y' et y'' de la gamme, est que le terme réel ait la même valeur absolue pour ces deux valeurs de y :

$$- 2\varepsilon_0 (y_0 - y') = 2\varepsilon_0 (y_0 - y'')$$

c'est-à-dire : $$2 y_0 = y' + y''$$

Cherchons la valeur commune du gain aux extrémités de la gamme ; le premier terme du dénominateur s'écrit :

$$- 2\varepsilon_0 (y_0 - y') \text{ ou bien } 2\varepsilon_0 (y_0 - y'') ,$$

c'est-à-dire, compte tenu de la valeur de y_0 :

$$\varepsilon_0 (y' - y'') .$$

Le gain à l'extrémité de la gamme est donc :

$$g_{Min} = \frac{\frac{M}{L_1}}{\left| \varepsilon_0 (y' - y'') + \frac{\delta}{Q_2} (1 - y') \right|}$$

d'où l'affaiblissement :

$$\frac{g_{Max}}{g_{Min}} = \left| \frac{\varepsilon_0 (y' - y'') + \frac{j}{Q_2} (1 - y')}{\frac{j}{Q_2} (1 - y_0)} \right|$$

$$\frac{g_{Max}}{g_{Min}} \cong \left| 1 + j \varepsilon_0 Q_2 \frac{y' - y''}{1 - y_0} \right|$$

$$\frac{g_{Max}}{g_{Min}} \cong \sqrt{1 + \left(\varepsilon_0 Q_2 \frac{y' - y''}{1 - y_0} \right)^2} .$$

569 - Cherchons maintenant le déplacement de la bande passante réelle du système d'entrée par rapport aux pulsations extrêmes ω' et ω'' sur lesquelles on suppose accordés les circuits oscillants simples du récepteur aux extrémités de la gamme $\left(\omega' = \frac{1}{\sqrt{LC'}} \quad \text{et} \quad \omega'' = \frac{1}{\sqrt{LC''}} \right)$.

Le gain maximum du système d'entrée à l'extrémité $\omega = \omega'$ de la gamme aurait nécessité un ε égal à ε' et non pas à ε_0. En d'autres termes, le secondaire $L_2 C'$ aurait dû être accordé sur une pulsation $\omega'_2 = \omega' (1 - \varepsilon')$ alors qu'il est en réalité accordé sur $\omega'_{2.0} = \omega' (1 - \varepsilon_0)$.

Le désaccord est donc :

$$\omega'_2 - \omega'_{2.0} = \omega' (\varepsilon_0 - \varepsilon') ,$$

et le désaccord relatif $\frac{\Delta \omega'_2}{\omega'_2}$ est donc sensiblement :

$$\frac{\Delta \omega'_2}{\omega'_2} = \frac{\omega'_2 - \omega'_{2.0}}{\omega'_2} \cong \frac{\omega'_2 - \omega'_{2.0}}{\omega'} = \varepsilon_0 - \varepsilon'$$

or : $\varepsilon_0 = \frac{k^2}{2} \frac{1}{1 - y_0}$ et $\varepsilon' = \frac{k^2}{2} \frac{1}{1 - y'}$

donc : $\frac{\Delta \omega'_2}{\omega'_2} = \frac{k^2}{2} \left(\frac{1}{1 - y_0} - \frac{1}{1 - y'} \right) = \frac{k^2}{2} \frac{y_0 - y'}{(1 - y_0)(1 - y')}$.

A l'autre extrémité de la gamme, on aurait eu :

$$\frac{\Delta\omega_2''}{\omega_2''} = \frac{k^2}{2}\,\frac{y_0 - y''}{(1-y_0)(1-y'')}\,.$$

Sélectivité du système.

570. – Les désaccords ci-dessus constatés doivent être comparés à la courbe de sélectivité du système.

La condition de gain maximum :

$$k^2 - \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)\left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right) = 0$$

étant supposée satisfaite pour un léger désaccord $\omega_2 = \omega(1-\varepsilon)$, sans changer ω_2 appliquons à ω une petite variation $\Delta\omega$.

On a :

$$1 - \frac{\omega_2^2}{(\omega^2+\Delta\omega)^2} = 1 - \frac{1}{\left(1+\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)^2} \cong 1 - \left(1 - 2\,\frac{\Delta\omega}{\omega}\right) = 2\,\frac{\Delta\omega}{\omega}\,.$$

Le dénominateur de l'expression de g a donc varié sensiblement de :

$$\left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right) \times \frac{2\Delta\omega}{\omega} \quad \text{ou} \quad (1-y) \times \frac{2\Delta\omega}{\omega}\,.$$

Il est donc de la forme :

$$(1-y) \times \frac{2\Delta\omega}{\omega} + \frac{j}{Q_2}(1-y)\,.$$

Le coefficient de sélectivité s'écrit donc :

$$s = \frac{g(\omega)}{g(\omega+\Delta\omega)} = \left|\frac{(1-y)\,2\,\frac{\Delta\omega}{\omega} + \frac{j}{Q_2}(1-y)}{-\,+\frac{j}{Q_2}(1-y)}\right|$$

$$s = \left|1 - j \times 2Q_2\,\frac{\Delta\omega}{\omega}\right|$$

$$s = \sqrt{1 + \left(2Q_2\,\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)^2} = \sqrt{1 + (Q_2\,\Delta\omega)^2}$$

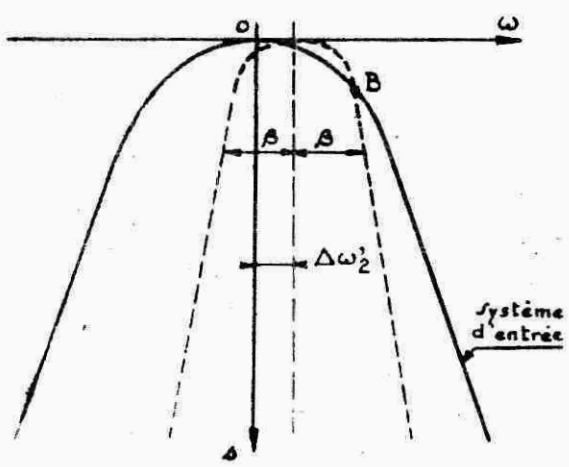


Fig. 569

La sélectivité est la même que si le secondaire était seul (courbe en trait plein de la fig. 569).

En désignant par 2β la largeur de la bande passante du récepteur faisant suite au système d'entrée, il faudra :

1° : que les désaccords précédemment trouvés $\Delta\omega'_2$ et $\Delta\omega''_2$ soient inférieurs à β (de façon que la pulsation de résonance du système d'entrée ne sorte pas de ladite bande passante).

2° : que l'affaiblissement maximum dû au système d'entrée et qui correspond au désaccord $\gamma + \Delta\omega'_2$ ou $\gamma + \Delta\omega''_2$ (point B de la fig 569) conserve une valeur acceptable.

Application à la gamme moyenne de radiodiffusion.

571 - Dans la gamme moyenne de la radiodiffusion qui s'étend de $\lambda' = 600^m$ à $\lambda'' = 200^m$ on a : $f' = \frac{\omega'}{2\pi} = 500$ Kcs et $f'' = \frac{\omega''}{2\pi} = 1500$ Kcs.

Par suite de la capacité répartie, on est limité dans l'augmentation de L_1 et par suite dans le choix d'une pulsation $\omega_1 = 2\pi f_1$ très basse. La pratique a conduit à adopter :

$$f_1 = \frac{\omega}{2\pi} = 300 \text{ Kcs} \quad \text{soit} \quad \lambda_1 = 1000 \text{ m}.$$

On a alors :

$$\frac{\omega_1}{\omega'} = \frac{300}{500} = 0,6 \qquad \text{d'où } y' = 0.36$$

$$\frac{\omega_1}{\omega''} = \frac{300}{1500} = 0,2 \qquad \text{d'où } y'' = 0,04 .$$

On en déduit la valeur de y_0 :

$$y_0 = \frac{y' + y''}{2} = 0,2 \quad \text{d'où} \quad \frac{\omega_1}{\omega_0} = 0,45 ,$$

et

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{f_1}{0,45} = 670 \text{ Kcs} , \quad \lambda_0 = 450^m .$$

Avec un coefficient de couplage $k = 0,15$ (d'où $k^2 = 0,0225$) on trouve pour ε_0 :

$$\varepsilon_0 = \frac{k^2}{2(1-y_0)} = \frac{0,0225}{2(1-0,2)} = \frac{0,0225}{1,6} = 0,014 .$$

Supposons un coefficient de surtension $Q_2 = 100$ pour le circuit secondaire ; la variation de gain à l'extrémité de la gamme est :

$$\frac{g_{Max}}{g'} = \sqrt{1+\left(\varepsilon_0 Q_2 \frac{y'-y''}{1-y_0}\right)^2} = \sqrt{1+\left(1,4\ \frac{0,32}{0.80}\right)^2} = \sqrt{1+(0,56)^2} = \sqrt{1,313} = 1,15 .$$

Le désaccord résiduel à l'extrémité ω' est :

$$\frac{\Delta\omega_2'}{\omega_2'} = \frac{k^2}{2}\ \frac{y'-y_0}{(1-y_0)(1-y')} = 0,0112 \times \frac{0,16}{0;8 \times 0,64} = 0,0035 ,$$

et à l'extrémité opposée ω'' :

$$\frac{\Delta\omega_2''}{\omega_2''} = \frac{k^2}{2}\ \frac{y_0-y''}{(1-y_0)(1-y'')} = 0,0112 \times \frac{0,16}{0,8 \times 0,96} = 0,0023 .$$

Les désaccords absolus $\Delta f'$ et $\Delta f''$ sont donc respectivement :

$$\Delta f' = f' \times 0,0035 = 500 \times 0,0035 = 1,7 \text{ Kcs} .$$

$$\Delta f'' = f'' \times 0,0023 = 1500 \times 0,0023 = 3,5 \text{ Kcs} .$$

En admettant pour le récepteur une bande passante de 2×6 Kcs, on voit que la condition (1°) est bien satisfaite, et on trouve comme affaiblissements maxima (point B de la fig. 569), correspondant aux désaccords $(6 + 1,7)$ Kcs d'une part et $(6 + 3,5)$ Kcs d'autre part :

$$s' = \sqrt{1+\left(2Q_2\ \frac{\Delta\omega}{\omega'}\right)^2} = \sqrt{1+\left(200 \times \frac{7,7}{500}\right)^2} = \sqrt{1+\left(\frac{15,4}{5}\right)^2} = 3,3$$

$$s'' = \sqrt{1+\left(2Q_2\ \frac{\Delta\omega}{\omega''}\right)^2} = \sqrt{1+\left(200 \times \frac{9,5}{1500}\right)^2} = \sqrt{1+\left(\frac{19}{15}\right)^2} = 1,6$$

La première valeur trouvée est un peu forte (10 décibels

environ) et on aperçoit la nécessité de ne pas employer un circuit secondaire ayant un coefficient de surtension Q_2 trop élevé . On observera d'ailleurs qu'en l'absence de désaccord $\Delta\omega'_2$ dû au système de commande unique , on aurait eu :

$$s = \sqrt{1 + \left(2Q_2 \frac{\Delta\omega}{\omega}\right)^2} = \sqrt{1 + \left(200 \times \frac{6}{500}\right)^2} = \sqrt{1 + \left(\frac{12}{5}\right)^2} = 2.6$$

ce qui est déjà très sérieux .

Correction du désaccord $\Delta\omega_2$ du circuit secondaire .

573 - Comme on l'a vu dans ce qui précède , l'alignement , en commande unique , du circuit d'entrée est obtenu au détriment à la fois du gain et de la qualité de la courbe de sélectivité globale du récepteur .

Pour remédier complètement à ces deux défauts , il faudrait renoncer purement et simplement à la "commande unique" et régler l'accord du circuit d'antenne séparément du reste du récepteur (le secondaire pouvant d'ailleurs , alors , être accordé sans difficulté par la même manœuvre que les autres circuits HF du récepteur).

Entre cette solution extrême et la commande rigoureusement " unique " , on peut utiliser la solution mixte intermédiaire qui consiste , tout en conservant le dispositif de commande unique précédemment décrit , à ajouter un petit condensateur variable de correction de l'accord du circuit d'entrée . Ce condensateur γ , d'une valeur maximum de quelques dixaines de $\mu\mu F$, est placé en dérivation sur le condensateur variable d'accord du secondaire du circuit d'entrée à la façon des trimmers des condensateurs variables des autres étages HF du récepteur . L'alignement est alors réalisé en plaçant le condensateur γ dans sa position médiane , de sorte qu'on dispose d'une marge de $\pm \frac{\gamma}{2}$ pour corriger le désaccord $\Delta\omega_2$ inhérent à la commande unique du

circuit d'entrée.

Ayant ensuite à régler le récepteur sur une émission donnée, on utilise d'abord le bouton de commande unique et on parfait ensuite le réglage au moyen du condensateur de correction γ. D'une part, le gain se trouve amélioré, mais surtout la position de la courbe de sélectivité du circuit d'entrée se trouve exactement ajustée (voir fig. 567 Ⓐ).

574 - Le condensateur de correction d'accord a un autre intérêt. En effet, l'alignement du circuit d'entrée selon la méthode précédemment indiquée suppose que l'impédance interne de l'antenne est négligeable devant la réactance de la self primaire L. Il s'en suit que les valeurs des éléments calculés sont, en principe, indépendants du choix de l'antenne utilisée. En pratique, l'hypothèse faite n'est réalisée que d'une manière plus ou moins approchée. C'est pourquoi, en pratique, l'opération doit être terminée expérimentalement au moyen soit d'une antenne fictive, soit même de l'antenne réelle que le poste est destiné à utiliser, lorsque celle-ci est déterminée à l'avance.

Lorsque l'on vient à modifier les caractéristiques de l'antenne utilisée avec le poste, le condensateur de correction d'accord du circuit d'entrée permet néanmoins de retrouver, dans chaque cas particulier, les conditions optima de fonctionnement.

Alignement du circuit de l'oscillateur local du changement de fréquence.

575 - Le circuit doit être constamment accordé, non pas sur la fréquence f d'accord des autres circuits du récepteur, mais sur une fréquence f' présentant une différence constante $f' - f = f_i$ avec cette fréquence f.

576 – Une méthode consisterait à prendre des condensateurs du type dit "à variation linéaire de fréquence" et à décaler une fois pour toutes le rotor ou le stator relatif au circuit considéré d'un angle correspondant à la différence $f' - f = f_i$ désirée. Ces condensateurs ont l'inconvénient d'être plus encombrants et de posséder une capacité résiduelle plus forte ; au surplus, la variation de fréquence n'est réellement linéaire que si l'on a convenablement ajusté les capacités d'appoint (trimmers) et le décalage dont il s'agit est d'une réalisation mécanique difficile. Enfin, ce décalage lui-même devrait être différent selon les différences gammes de l'appareil. C'est pourquoi la solution habituelle consiste à utiliser tels quels des condensateurs du type ordinaire (donnant une variation se rapprochant de la variation linéaire de longueur d'onde) et sans décalage mécanique d'aucune sorte.

Moyennant l'introduction d'une capacité de réglage supplémentaire (padding), en série avec le condensateur variable au lieu d'être en dérivation comme le trimmer, on arrive à réaliser un alignement suffisamment approché, pour les besoins de la pratique, tout au long de la gamme couverte par le condensateur variable.

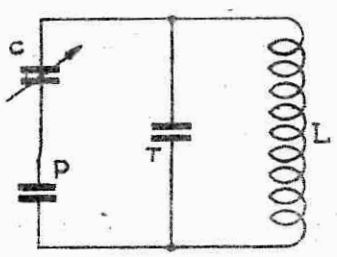


Fig. 576

C'est ce qu'on peut vérifier en cherchant la loi de variation de la pulsation ω du circuit oscillant L'C muni du trimmer T et du padding P (fig. 576). En effet, la résultante des ces trois capacités est :

$$C' = T + \frac{1}{\frac{1}{C} + \frac{1}{P}} = T + \frac{CP}{C+P} .$$

La pulsation propre du circuit est :

$$\omega' = \frac{1}{\sqrt{L'\left(T + \frac{CP}{C+P}\right)}} .$$

Celle des circuits d'accord, composés de la self L et de la même capacité C est :

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

Il nous faut $\omega - \omega' = Cte = 2\pi f_i$, c'est-à-dire :

$$\frac{1}{\sqrt{L'\left(T + \frac{CP}{C+P}\right)}} - \frac{1}{\sqrt{LC}} = 2\pi f_i .$$

Comme on dispose des trois paramètres L' P et T, l'égalité ci-dessus peut être réalisée rigoureusement pour trois valeurs C_1 C_2 C_3 de la capacité variable C.

Appelons ω'_1 et ω_1, ω'_2 et ω_2, ω'_3 et ω_3 les pulsations propres correspondantes de l'oscillation locale et des circuits HF.

On a, rigoureusement, les égalités :

$$\begin{cases} \omega'_1 - \omega_1 = \omega_i \\ \omega'_2 - \omega_2 = \omega_i \\ \omega'_3 - \omega_3 = \omega_i \end{cases}$$

En dehors de ces trois positions du condensateur variable, il apparaît un certain écart $\Delta\omega$ entre la fréquence réelle de l'oscillation locale et celle qui serait nécessaire $(\omega + \omega_i)$ pour produire la fréquence intermédiaire ω_i.

On a : $\Delta\omega = \omega' - (\omega + \omega_i)$.

Cet écart se traduit par une translation égale, vers la droite ou vers la gauche, du diagramme en V donnant la correspondance des fréquences HF et MF (voir § 228 ci-dessus).

La courbe de sélectivité globale (ou résultante) du récepteur est plus ou moins profondément déformée. Le problème de l'alignement consiste à déterminer les éléments L'T et P de façon telle que l'écart $\Delta\omega$ demeure le plus petit possible tout au long de la gamme $(\omega_{Max}, \omega_{Min})$ couverte par la manœuvre du condensateur

variable, et que l'écart maximum réalisé reste encore compatible avec la courbe de sélectivité de la partie HF (ou avec la bande passante HF) du récepteur (fig. 577).

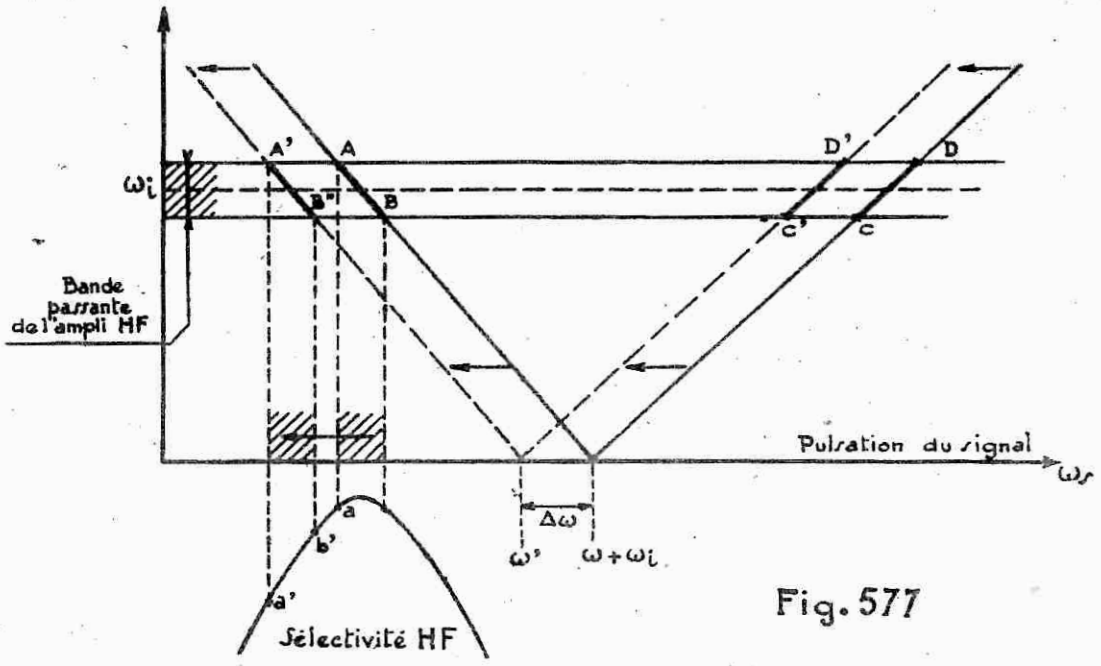


Fig. 577

Les variations de cet écart $\Delta\omega$ peuvent être représentées, en fonction de la pulsation ω, dans la gamme ω_{Max} ω_{Min}, par une courbe telle que celle tracée sur la fig. 578.

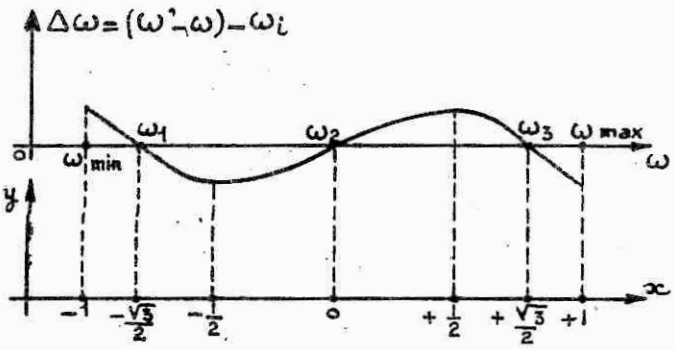


Fig. 578

Une étude détaillée de la fonction $\Delta\omega = f(\omega)$ montre que les écarts maxima à subir sont les plus petits lorsque :

1° : la pulsation ω_2 est située au milieu de la gamme :

$$\omega_2 = \frac{\omega_{Max} - \omega_{Min}}{2}$$

2° : les pulsations ω_1 et ω_3 sont placées symétriquement par rapport à ω_2 et de telle sorte que l'on ait :

$$\omega_3 - \omega_2 = \omega_2 - \omega_1 = \frac{\sqrt{3}}{4} \left(\omega_{Max} - \omega_{Min} \right) .$$

Les écarts maxima, alors tous égaux, sont obtenus pour les quatre valeurs suivantes de ω, symétriques deux à deux par rapport à ω_2 :

$$\omega_{Min} \ , \ \omega_2 \pm \frac{1}{2} \left(\omega_{Max} - \omega_2 \right) , \ \omega_{Max} .$$

A un coefficient de proportionnalité près, l'écart Δf est sensiblement donné par la fonction du 3e degré $y = x^3 - \frac{3}{4} x$, où x représente le désaccord relatif $\frac{\omega - \omega_2}{\omega_{Max} - \omega_2}$ par rapport à la pulsation médiane ω_2.

On voit en effet que y s'annule pour $x = 0$ et $x = \pm \frac{\sqrt{3}}{2}$ et qu'il présente, pour $x = \pm \frac{1}{2}$, un maximum et un minimum égaux entre eux en valeur absolue et égaux aussi à la valeur absolue de la fonction aux extrémités de la gamme $x = \pm 1$, $y = \mp \frac{1}{4}$.

En ce qui concerne la détermination pratique des éléments L, T et P, diverses méthodes ont été préconisées et on pourra utiliser, en particulier, à ce sujet, la méthode graphique enseignée par Mr. Villem, à l'Ecole Supérieure d'Electricité.

Pour une fréquence intermédiaire donnée f_i, on constate que la capacité de "padding" P nécessaire est d'autant plus grande que la fréquence du signal est plus élevée. Tant et si bien qu'à partir d'une certaine fréquence ($f > 15$ MC par exemple, pour $f_i = 450$ Kc) on peut pratiquement supprimer ce padding ($P = \infty$).

En fait, les capacités P et T, comme les trimmers des autres circuits oscillants du récepteur, sont constituées par des condensateurs " ajustables " dont on peut faire varier la capacité assez largement autour des valeurs théoriques données par le calcul ; ces condensateurs une fois mis en place, sont ajustés expérimentalement, au moyen d'un générateur local d'oscillations HF (générateur étalonné).

Alignement expérimental du récepteur.

1° : Etages à fréquence intermédiaire .

577 - La première opération à faire consiste, si elle n'a pas déjà été faite, à régler (on dit "à aligner") les circuits de l'amplificateur de fréquence intermédiaire. L'appareil est placé dans la position de la plus grande sélectivité et le dispositif de contrôle automatique du gain, s'il existe, est déconnecté ; on élimine aussi les étages HF, par exemple en supprimant leur alimentation anodique. On ajuste alors les condensateurs d'accord des circuits oscillants en commençant au plus près du détecteur jusqu'à obtenir pour chacun d'eux le maximum d'amplitude de signal appliqué au détecteur. Ce maximum est observé soit au moyen de l'indicateur d'accord, soit d'un appareil de mesure monté à la sortie de l'amplificateur BF. En ce dernier cas, il faut, bien entendu, utiliser un générateur d'oscillations HF modulées (celles-ci seront, par exemple, modulées à 400 périodes avec un taux de modulation de 30 %).

Dans ces opérations, l'injection de la tension fournie par le générateur étalonné est faite au moyen d'une petite capacité de liaison, par la grille de la lampe qui précède les circuits à accorder. On arrive ainsi de proche en proche jusqu'à la grille de la lampe mélangeuse puisque c'est cette lampe qui alimente le premier transformateur de fréquence intermédiaire.

2° : Etages à haute fréquence et oscillateur de changement de fréquence .

578 - L'amplificateur de fréquence intermédiaire étant aligné, il reste à faire l'opération principale : l'alignement des étages HF et de l'oscillation locale.

Le problème consiste :

1° : à faire coïncider les courbes d'étalonnage en fréquence des circuits d'accord, entre elles et éventuellement avec la graduation du cadran (si celle-ci est déjà tracée comme cela a lieu dans le cas d'un réalignement ou dans le cas d'une construction en série) ;

2° : à faire coïncider la courbe d'étalonnage f' de l'oscillateur local avec une courbe parallèle aux précédentes, mais décalée dans le sens des fréquences croissantes ($f' > f$) d'une quantité égale à la fréquence intermédiaire f_i.

Pour cela, on procède par <u>approximations successives</u>, en remarquant que :

1° : l'action des variations de self se fait sentir de façon relativement uniforme tout au long de la graduation du condensateur variable ;

2° : les trimmers agissent surtout aux faibles valeurs du condensateur variable ;

3° : les paddings, au contraire, présentent le maximum d'action aux valeurs les plus élevées du même condensateur variable.

L'alignement se fera sur trois points correspondant aux pulsations ω_1 ω_2 ω_3 définies au § 576 ci-dessus. Le générateur étalonné sera réglé successivement sur les trois fréquences ainsi définies ; puis, en agissant, selon le cas, sur la self (fréquence médiane), sur les trimmers (fréquence supérieure) ou sur les paddings (fréquence inférieure), on cherchera chaque fois encore le maximum de courant au deuxième détecteur ou à la sortie de l'amplificateur BF.

L'opération sera recommencée autant de fois qu'il sera nécessaire, chaque ajustage ayant pour effet d'altérer un peu l'effet des précédents. On sera renseigné sur la qualité du résultat final en traçant la courbe de la sensibilité de l'appareil en fonction de la fréquence. Cette courbe ne devra pas présenter de chute notable dans la gamme considérée.

Principes généraux de construction des récepteurs .

581 - L'organisation des récepteurs diffère avec le genre d'emploi et les conditions de travail auxquels le matériel est destiné . Il faut en effet distinguer les postes portatifs , fixes , de grand trafic , etc ... et ne pas négliger la question des prix de revient , surtout quand il s'agit de postes de série destinés à l'écoute de la radiodiffusion . Néanmoins il est des principes de base qui s'appliquent à tous les types d'appareils .

Le principe fondamental est l'élimination des couplages nuisibles entre les différents étages HF ou étages MF , couplages qui pourraient provenir de leur alimentation par une source commune ou des capacités et inductions mutuelles parasites .

On parvient à éliminer les couplages électrostatiques et magnétiques entre les étages au moyen d'écrans que l'on réalise :

- soit sous la forme d'un compartimentage du poste ;
- soit par le blindage individuel des éléments constitutifs du récepteur (inductances sous écrans , connexions blindées , etc ...) .

582 - La méthode du compartimentage consiste , comme son nom l'indique , à loger les différents étage de l'amplificateur dans des compartiments fermés individuels construits en métal bon conducteur (cuivre ou aluminium) et juxtaposés ; les lampes sont montées en travers des cloisons mitoyennes comme il est représenté sur la fig. 582 . Le montage est d'ailleurs différents selon que ce sont les grilles ou les plaques qui sont " sorties " par le sommet des ampoules .

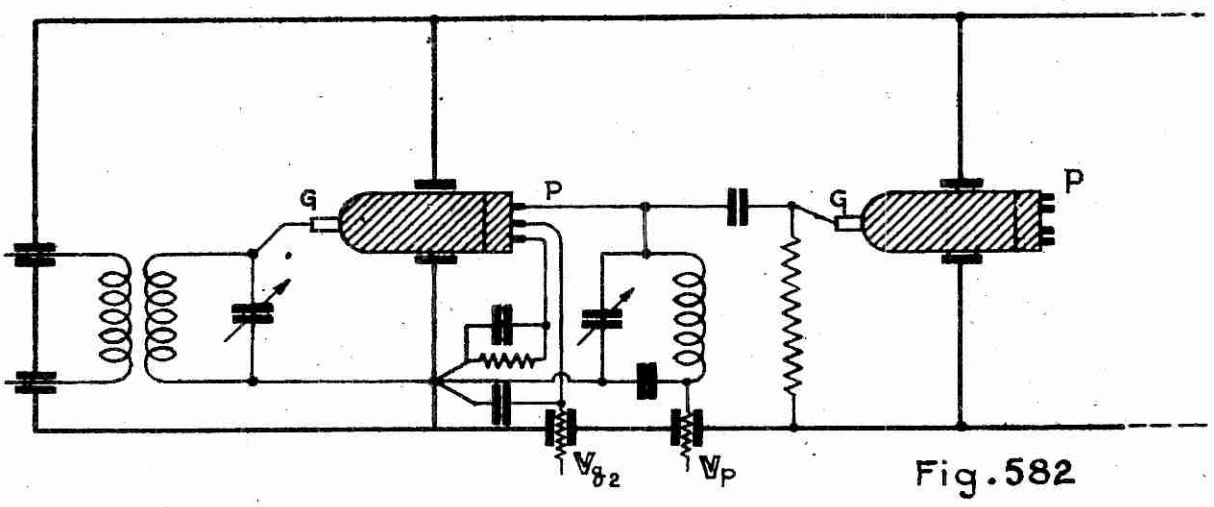


Fig. 582

Pour être efficace contre le champ magnétique issu des bobinages, les compartiments doivent être fermés par des panneaux assurant de bons contacts entre eux. Les meilleurs résultats sont atteints avec des compartiments en métal coulé d'une seule pièce et munis de panneaux mobiles à la fois peu nombreux et de petites dimensions. Cette méthode à l'avantage de protéger du même coup toutes les connexions relatives à un étage déterminé.

583 - La seconde méthode, celle des blindages élémentaires, est d'une réalisation plus commode, moins encombrante et moins onéreuse. En ce qui concerne les inductances, le montage sous écran amène à la fois une diminution de la self induction et une augmentation de la résistance effective. On réduit cet inconvénient au minimum en ménageant un intervalle suffisant entre le bobinage et l'écran et en employant comme écran un métal aussi bon conduc-

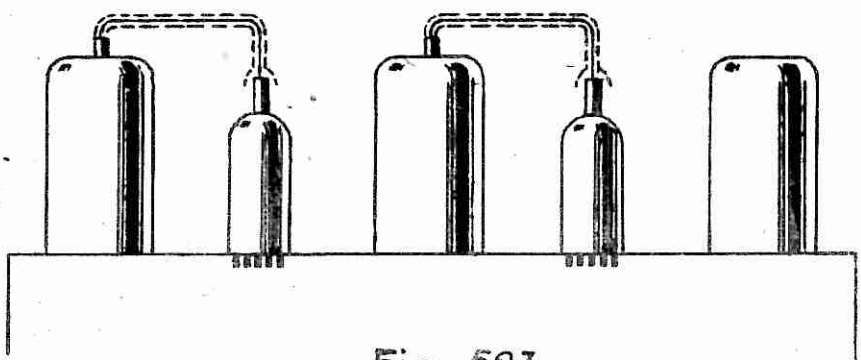


Fig. 583

teur que possible .

On arrive ainsi à la formule classique de construction en châssis qui est universellement adoptée .

Les lampes , les circuits sous leurs blindages individuels , le bloc de condensateurs en ligne et les éléments principaux du récepteur sont placés côte à côte sur un caisson sans fond , à l'intérieur duquel sont logés (encore sous leurs blindages individuels s'il y a lieu) toutes les connexions et organes annexes indispensables (fig . 583) .

Elimination des couplages par l'alimentation .

584 - Lorsque la même source de tension anodique alimente plusieurs étages (comme c'est généralement le cas) les courants plaque et écran des lampes se trouvent avoir un trajet commun plus ou moins long . Or ce trajet comporte toujours une impédance non nulle aux fréquences mises en jeu dans le récepteur . Pour éviter que cette impédance crée un couplage (couplage par " impédance commune ") entre les différents circuits alimentés , il faut que soient éliminées du trajet commun toutes les composantes variables (HF , MF ou BF) contenues dans les courants des plaques et des écrans considérés . En d'autres termes , les différents circuits individuels doivent être " découplés " . On réalise ces découplages au moyen de filtres passe-bas rudimentaires constitués par une capacité en dérivation et d'une résistance en série . Ces éléments sont désignés par $C_1 R_1$ et $C_2 R_2$ sur la fig. 584 qui représente le découplage des circuits d'une lampe pentode amplificatrice HF .

Les capacités de découplage doivent présenter une impédance négligeable aux fréquences mises en jeu . En haute fréquence, des capacités de l'ordre du millième de microfarad suffisent ; il en est autrement en basse fréquence où on est d'ailleurs généralement conduit à employer des capacités électrochimiques (10 à 20 µF

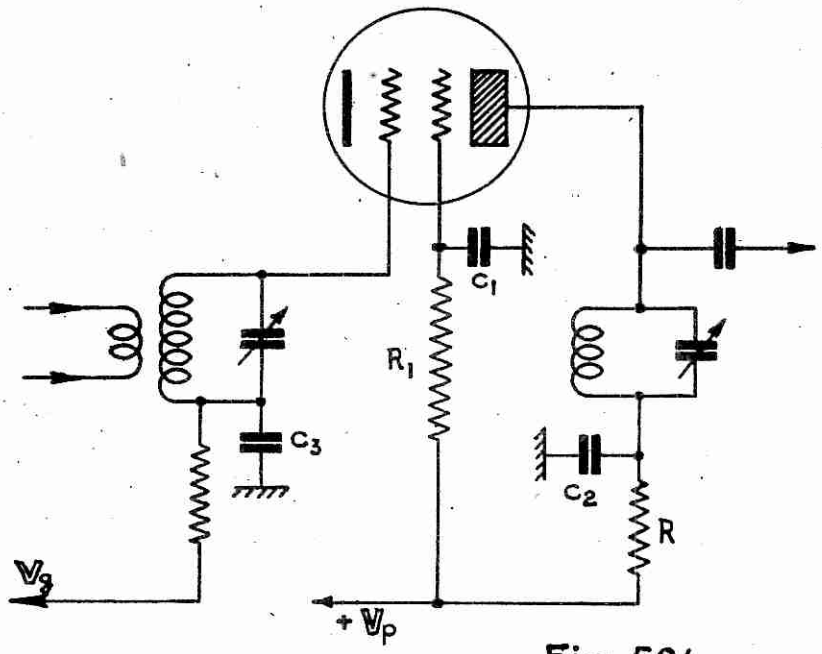


Fig. 584

par exemple).

Quant aux valeurs des résistances à employer, elles sont choisies les plus élevées possibles, compte tenu de la nécessité de ne pas dépasser une certaine chute sur la tension effectivement appliquée à la lampe.

Avec les ondes courtes, on devra même veiller à ce qu'il ne subsiste pas de couplages par suite des trajets des courants d'alimentation à l'intérieur du métal du châssis lui-même du poste récepteur. Le choix des points de masse où seront connectés les condensateurs de découplage devra être déterminé en conséquence (fig. 582).

Organe de réglage et de contrôle du récepteur.

585 - Les commandes des organes de réglage du récepteur seront normalement amenées sur la paroi verticale avant du châssis, paroi qui sera, le cas échéant, prolongée vers le haut en forme de "panneau avant" de grandeur convenable.

Ce panneau servira, en outre, à porter les appareils de mesure et de contrôle utilisés, de sorte qu'en définitive, les organes qu'on pourra y trouver rassemblés seront les suivants :

- 1° : organe de commande et cadran de lecture du groupe des condensateurs variables. Pour des appareils à gammes de fréquences très étendues, on pourra monter deux blocs

distincts de condensateurs, l'un de faible capacité maxima (0,1 µF par exemple) pour les fréquences élevées ($f > 6$ MC/s), l'autre de capacité plus importante, 0,40 par exemple pour les fréquences inférieures ($f < 6$ MC/s).

Ou bien le deuxième bloc de condensateurs sera utilisé à "dilater" une bande étroite de fréquences plus fréquemment utilisées.

- 2° : condensateur de correction d'accord du circuit d'entrée.
- 3° : indicateur d'accord (trèfle cathodique par exemple).
- 4° : indicateur de niveau à l'entrée du récepteur.
- 5° : commande du commutateur de gammes.
- 6° : clé de mise en service du contrôle automatique du gain.
- 7° et 8° : commandes manuelles de gain, séparées pour la haute fréquence et la fréquence intermédiaire.
- 9° : commande de la sélectivité variable sur la fréquence intermédiaire.
- 10° : commande du compensateur de réjection de fréquence, dans le cas d'un filtre à quartz.
- 11° : commande manuelle du gain BF ou contrôle du volume sonore.
- 12° : commande du dispositif de réglage de la tonalité.
- 13° : commande de la sélectivité basse fréquence.
- 14° : clé de mise en marche de l'hétérodyne de battement.
- 15° : commande du dispositif limiteur de bruits.
- 16° : clé de coupure des tensions anodiques (pour permettre une remise en marche instantanée).
- 17° : interrupteur général du récepteur (comportant la coupure des chauffages des lampes) ou plutôt interrupteur de l'alimentation générale par le secteur.

Choix d'un type de récepteur.

588 – Un modèle déterminé résulte, en général, d'un compromis entre la qualité absolue et d'autres conditions d'apparence moins techniques telles que conditions d'alimentation, encombrement, poids, prix de revient, etc ... . Suivant l'importance relative des différents facteurs à intervenir, on aboutira à des conceptions de poste qui pourront aller du plus simple au plus compliqué. Nous examinerons successivement les différentes solutions possibles, en commençant par les plus simples et en procédant ensuite par la voie de perfectionnement et de complexité croissante.

1° : Récepteurs à une seule lampe.

589 – Le récepteur le plus simple est évidemment constitué par une détectrice toute seule qui sera une détectrice par la grille en raison de sa sensibilité ; l'usage de la réaction lui confère un gain de 10 à 20 dans la réception des ondes modulées ou de la téléphonie à condition d'être mise en œuvre par un opérateur exercé.
La réaction, poussée au delà de la limite d'entretien permet la réception de la télégraphie entretenue pure, mais elle a l'inconvénient de rayonner de l'énergie dans une zone plus ou moins étendue autour du récepteur, et par conséquent de provoquer des brouillages dans les récepteurs voisins.

La sélectivité est celle du circuit oscillant unique amélioréé par la diminution de résistance effective due à la réaction.

En ondes courtes, l'usage de la super-réaction permet d'augmenter dans des proportions qui peuvent être considérables, la sensibilité du dispositif.

2° : Récepteurs à deux lampes.
(1 détectrice, 1 BF)

590 - Employée seule, la lampe détectrice à réaction ordinaire ou à super-réaction est tout juste capable d'actionner un casque téléphonique. Il est quasi indispensable de la faire suivre d'une lampe amplificatrice BF, une pentode, par exemple.

L'usage d'une lampe double (double triode, ou double pentode) permet néanmoins de conserver à l'ensemble du système un encombrement particulièrement réduit.

Pour actionner un haut-parleur, une deuxième lampe BF est généralement nécessaire, mais le poste obtenu pêche toujours évidemment par défaut de selectivité et de sensibilité.

3° : Récepteurs à trois lampes.
(1 HF, 1 détectrice, 1 BF).

591 - Des résultats incomparablement supérieurs sont obtenus lorsqu'on fait précéder la détectrice d'une lampe amplificatrice à haute fréquence.

En effectuant la réaction sur la lampe détectrice, on évite en presque totalité le rayonnement de l'oscillation locale par l'antenne lors de la réception en autodyne des ondes entretenues.

La fig. 591 représente le schéma d'un récepteur de ce type ; la réaction y est réglée par variation de la tension d'écran de cette lampe au moyen du potentiomètre P.

Équipé de lampes à chauffage direct, un tel poste n'a qu'une consommation minime. Par exemple avec des lampes de la série à 2 volts (1E5 + 1E5 + 1H4), la consommation anodique est de l'ordre de 10 mA pour 200 volts de tension plaque et la consommation filament de 0,18 ampère sous 2 volts. Entre les mains d'un opérateur exercé, il est susceptible de fournir, comme

RÉCEPTEUR A TROIS LAMPES

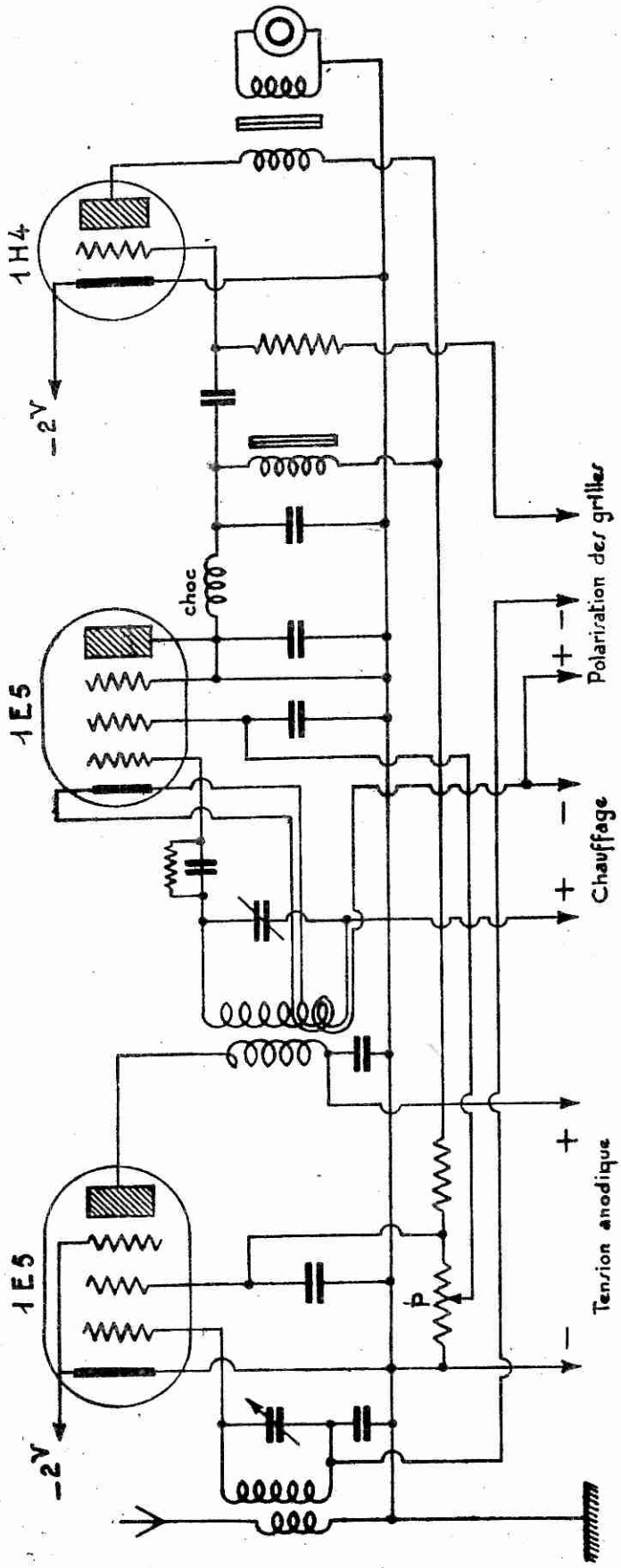


Fig. 591

poste portatif, des résultats intéressants, surtout en ce qui concerne la réception des signaux télégraphiques.

4° : Amplification directe avec 2 lampes HF.

592 _ Pour la réception de la radiotéléphonie, il est préférable d'installer deux étages HF au lieu d'un et de supprimer la réaction.

Simultanément, on améliorera la fidélité en remplaçant la détection grille par une détection par diode. Il faut aussi munir le poste d'un dispositif de commande automatique du gain, et apporter des soins particuliers à l'amplificateur basse fréquence.

5° : Postes à changement de fréquence.

593 _ L'appareil spécifié au § 592 ci-dessus comprend donc deux lampes avant la diode détectrice. Or l'expérience montre que, pour un même nombre total de lampes, de meilleurs résultats, tant au point de vue du gain que de la sélectivité, peuvent être obtenus au moyen d'un changement de fréquence. Dans le cas actuel, le poste comprendrait donc une lampe changeuse de fréquence auto-oscillatrice, suivie d'une unique amplificatrice à fréquence intermédiaire, avant la détection et l'amplification BF.

Pour éviter les brouillages par la fréquence image, il est alors indiqué de constituer le système d'accord d'entrée de l'appareil par un présélecteur à deux circuits couplés par exemple par capacité commune. Ou bien il faut choisir la fréquence intermédiaire assez élevée, mais alors l'amplification globale du dispositif est moins grande.

Pour la réception des signaux télégraphiques en ondes entretenues pures, on peut provoquer l'amorçage d'oscillations dans

un circuit de l'amplificateur de fréquence intermédiaire au moyen d'un couplage réactif approprié . La méthode présente néanmoins des aléas , et le récepteur ainsi réalisé , s'il présente des avantages sur l'appareil à amplification directe dont il était question précédemment, ne constitue néanmoins qu'un type très imparfait en tant que récepteur à changement de fréquence .

594 _ C'est en particulier au point de vue des bruits de fond que l'appareil est défectueux , à cause de la valeur toujours élevée des résistances de souffle des tubes changeurs de fréquence (plusieurs centaines de milliers d'ohms) . Comme l'impédance effective du présélecteur est notablement plus basse , le souffle du tube d'entrée est prédominant .

Le premier perfectionnement à apporter consistera donc à monter une lampe HF avant la changeuse de fréquence . Si on désire ne pas augmenter le nombre de circuits à accorder , on pourra abandonner le système du présélecteur à deux circuits accordés et revenir à un système d'entrée à un seul circuit accordé ; le deuxième circuit accordé se trouve en effet intercalé maintenant entre la lampe HF et la changeuse .

Le choix de la première lampe sera encore déterminé par la question des bruits de fond . Pour bénéficier de toute la sensibilité possible , il faut en effet choisir une lampe dont la résistance de souffle soit inférieure (dans le rapport 1/3 par exemple) à la résistance effective $R''_1 = \frac{L}{CR_e}$ du circuit placé en tête de l'amplificateur . Or cette résistance R''_1 va en décroissant au fur et à mesure que la fréquence croît . Aux ondes très courtes , il faudra faire appel à des lampes à très forte pente (type 1852 par exemple) .

Par ailleurs , le gain de l'étage HF lui aussi diminue quand la fréquence croît . Pour que le souffle de la lampe mélangeuse

ne devienne pas perceptible à nouveau, il faut que la tension de souffle correspondante demeure inférieure à celle qui provient de l'amplification des bruits dus à l'agitation thermique dans le premier circuit. En d'autres termes, si R''_1 est la résistance apparente du premier circuit, R_s la résistance de souffle de la mélangeuse et g_1 le gain de la première HF il faut que l'on ait :

$$R''_1 \, g_1^2 > R_s \, .$$

Si cette relation n'était pas satisfaite, on devrait monter deux lampes amplificatrices HF au lieu d'une, avant la changeuse de fréquence, et ainsi de suite.

Dans le domaine des ondes courtes on est d'ailleurs conduit à augmenter la fréquence intermédiaire f_i ; cela a pour effet de diminuer le gain, par étage de fréquence intermédiaire. Pour compenser cette perte, il faudra naturellement augmenter progressivement le nombre des étages MF installés.

595 — Enfin le poste récepteur pourra être doté de tout ou partie des dispositifs annexes précédemment étudiés dans le présent Chapitre (sélectivité variable, indicateurs d'accord, de niveau à l'entrée, etc ...).

XV. La réception des ondes modulées en fréquence.

621 – On a vu au Chap. IV (§ 311) comment on pouvait engendrer une oscillation H.F. modulée en fréquence, et quelles étaient les caractéristiques fondamentales de telles oscillations.

D'autre part, le schéma de principe récepteur correspondant avait déjà été indiqué au cours du Chap. I (§ 403). Ce schéma est reproduit sur la fig. 621 ci-dessous.

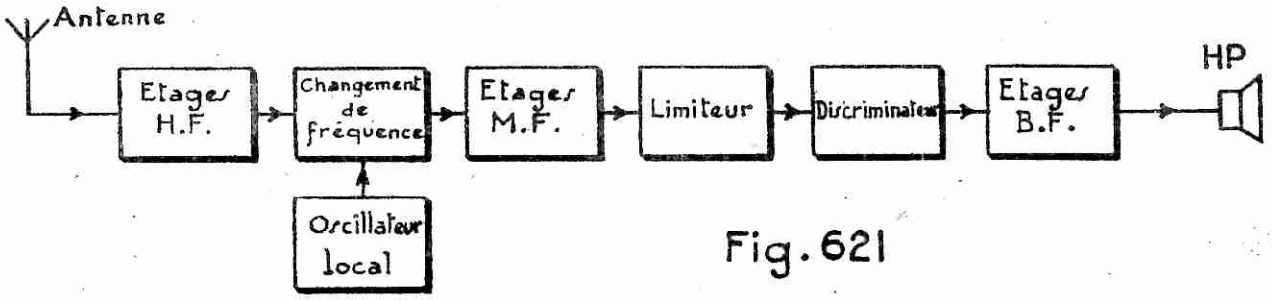


Fig. 621

On a vu, en particulier, que la démodulation était obtenue au moyen d'un organe spécial appelé "discriminateur", et que ce discriminateur était toujours précédé par un limiteur assurant une amplitude constante à la tension HF (modulée en amplitude) appliquée à l'entrée du discriminateur.

Le discriminateur.

622 – Un modèle de discriminateur a déjà été décrit précédemment (§ 526) lors de l'étude des dispositifs de correction auto-

matique de l'accord des récepteurs d'ondes modulées en amplitude.

Le discriminateur indiqué à cet endroit était du type à deux circuits symétriquement désaccordés. Ces circuits attaquaient chacun, séparément, une diode détectrice (fig. 622) et la tension (démodulée) de sortie était prise directement entre les cathodes C_1 et C_2.

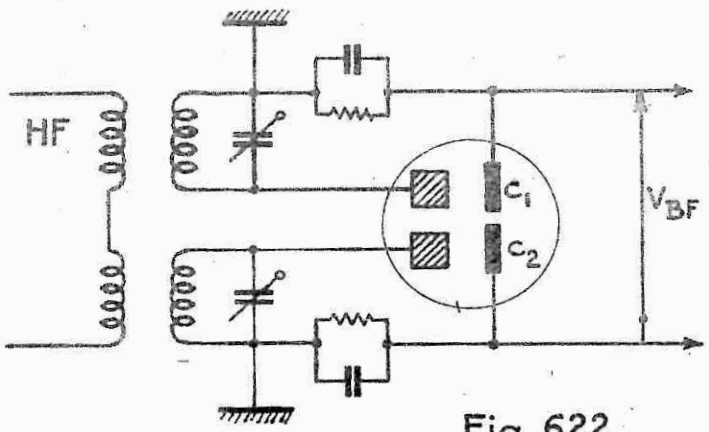


Fig.622

623 - Il est bien évident qu'une détectrice ordinaire associée à un circuit oscillant accordé unique LC (fig. 623) constitue aussi un moyen de démoduler des ondes modulées en fréquence, à condition de dérégler légèrement l'accord du circuit oscillant. En effet, ce circuit, par suite de son léger désaccord, travaille sur l'un des côtés de sa courbe de résonance, et transforme les variations de fréquence en variations d'amplitude. Ces dernières sont ensuite détectées à la façon ordinaire.

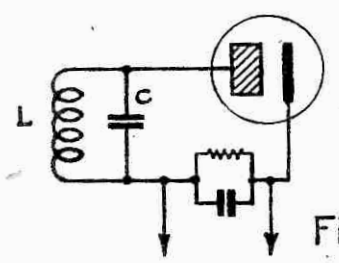


Fig.623

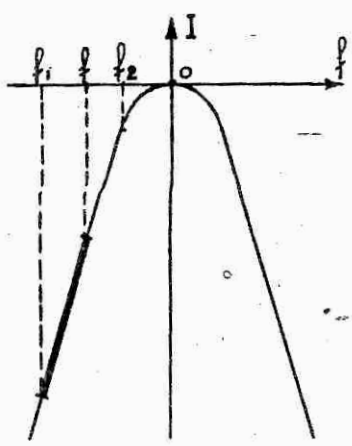


Fig.624

624 - Le schéma le plus généralement adopté comprend deux circuits exactement accordés sur le signal et connectés comme

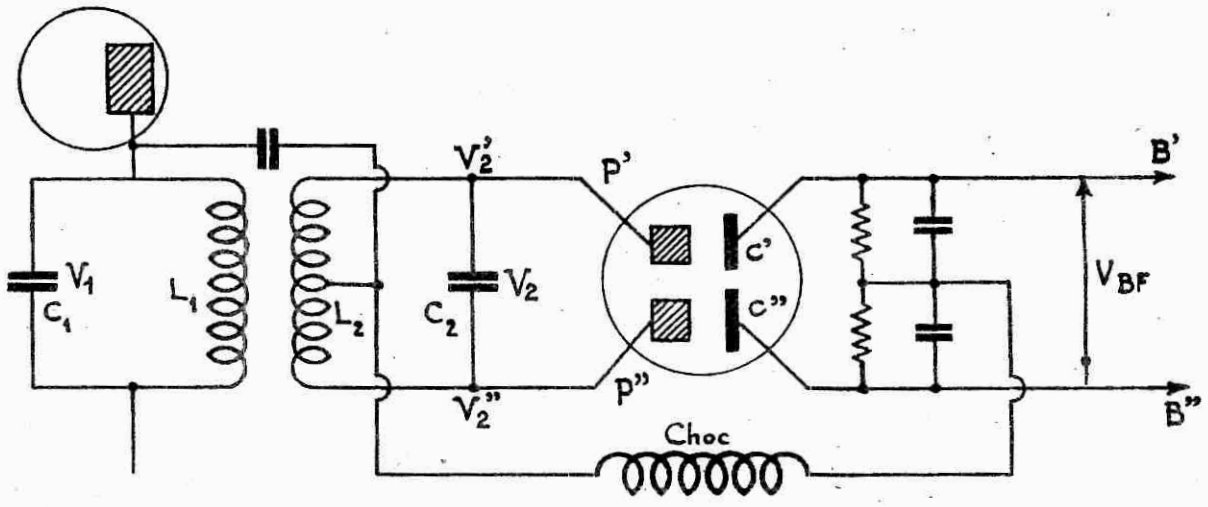


Fig.625

l'indique la fig. 625 .

La double diode est attaquée , cette fois , par le circuit $L_2 C_2$, symétriquement ; le point milieu M de ce circuit est relié à l'extrémité supérieure du circuit $L_1 C_1$ qui reçoit les oscillations à démoduler . En outre le circuit $L_2 C_2$ est couplé magnétiquement au circuit $L_1 C_1$.

Le fonctionnement du système est le suivant : lorsque la fréquence des oscillations incidentes est égale à la fréquence médiane f , c'est-à-dire à la fréquence d'accord des deux circuits $L_1 C_1$ et $L_2 C_2$, la tension V_2 aux bornes du secondaire est exactement décalée de $\frac{\pi}{2}$ par rapport à la tension V_1 observée aux bornes du circuit primaire . En effet (Chap. II - § 291) l'expression du courant J_2 dans le secondaire est :

$$J_2 = -j \frac{\mathcal{E}}{2\sqrt{R_1 R_2}} \times \frac{2n}{1 + n^2 - \xi_1 \xi_2 - j(\xi_1 + \xi_2)}$$

Les circuits étant à l'accord , on a $\xi_1 = \xi_2 = 0$, et, par suite :

$$J_2 = -j \frac{\mathcal{E}}{2\sqrt{R_1 R_2}} \frac{2n}{1 + n^2} .$$

Cette relation exprime que le courant dans le secondaire est décalé de $\frac{\pi}{2}$ en avant sur la force électromotrice $\mathcal{E}$ appliquée dans le primaire. D'autre part le courant J_1 est en phase avec $\mathcal{E}$ (Chap II - § 278) . Les courants J_1 et J_2 sont donc décalés de $\frac{\pi}{2}$, et il en est de

même des tensions V_1 et V_2 développées aux bornes des deux circuits.

Le diagramme des tensions appliquées aux deux anodes P' et P" est donc celui de la fig. 626. Le vecteur V_1 représente la tension aux bornes du circuits $L_1 C_1$; V_A et V_B les tensions aux bornes des deux demi-secondaires. P' et P", résultantes de V_1 avec V_A d'une part et V_B d'autre part, représentent les potentiels des anodes détectrices.

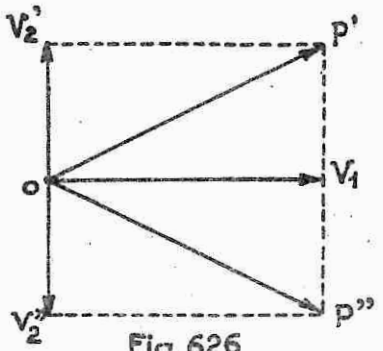


Fig.626

La figure étant symétrique par rapport à $\overrightarrow{V_1}$, les vecteurs P' et P" sont égaux ; les courants détectés par les deux diodes sont égaux, et la tension recueillie à la sortie est nulle.

Lorsque la fréquence des oscillations incidente s'écarte de la fréquence d'accord f_0 des circuits, le décalage entre les tensions V_1 et V_2 cesse d'être égal à $\frac{\pi}{2}$ et le sens de variation dépend du sens de variation de f. Suivant le signe de $f - f_0$ on a le diagramme de la fig. 627 ou celui de la fig. 628.

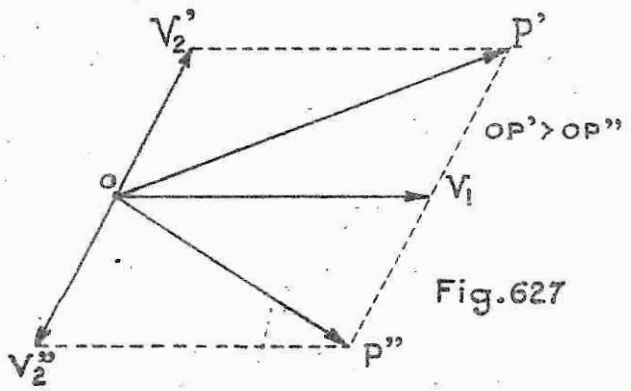


Fig.627

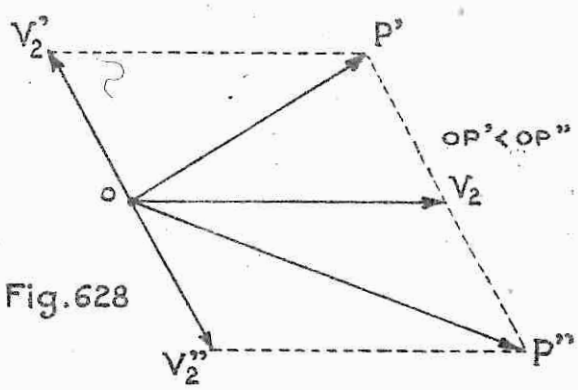


Fig.628

Sur la première figure, on observe simultanément une augmentation de la tension appliquée à la première diode et une diminution de la seconde. Le courant détecté par la première diode augmente tandis que celui qui est fourni par la seconde diminue. Une tension apparaît aux bornes de sortie B' B" de l'appareil. Les phénomènes sont inverses dans le cas de la fig. 628.

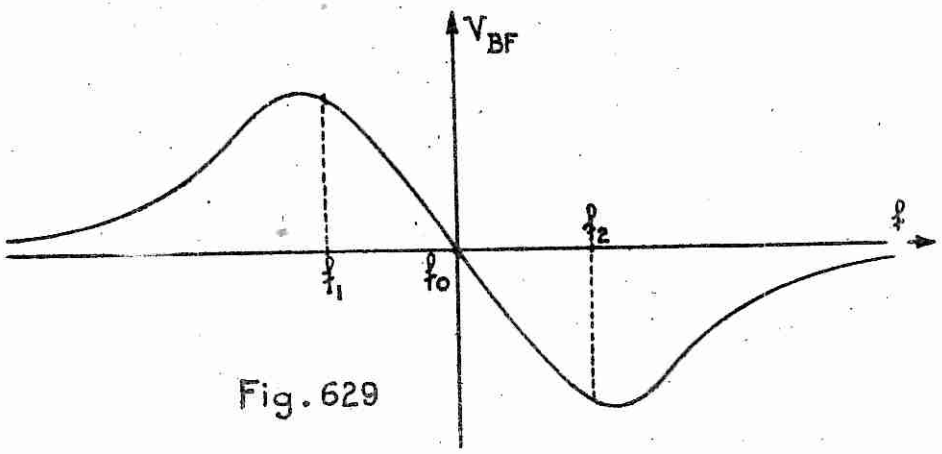


Fig. 629

Le fonctionnement de l'ensemble est défini par la caractéristique tension de sortie en fonction de la fréquence instantanée de l'onde incidente . Cette caractéristique à l'aspect qui a déjà été indiqué au Chap. I (§ 401) et qui est représenté à nouveau par la fig. 629 -

625 - Les discriminateurs à doubles - diodes (fig. 622 et 625) sont immédiatement adaptables à l'attaque d'un étage symétrique à deux tubes .

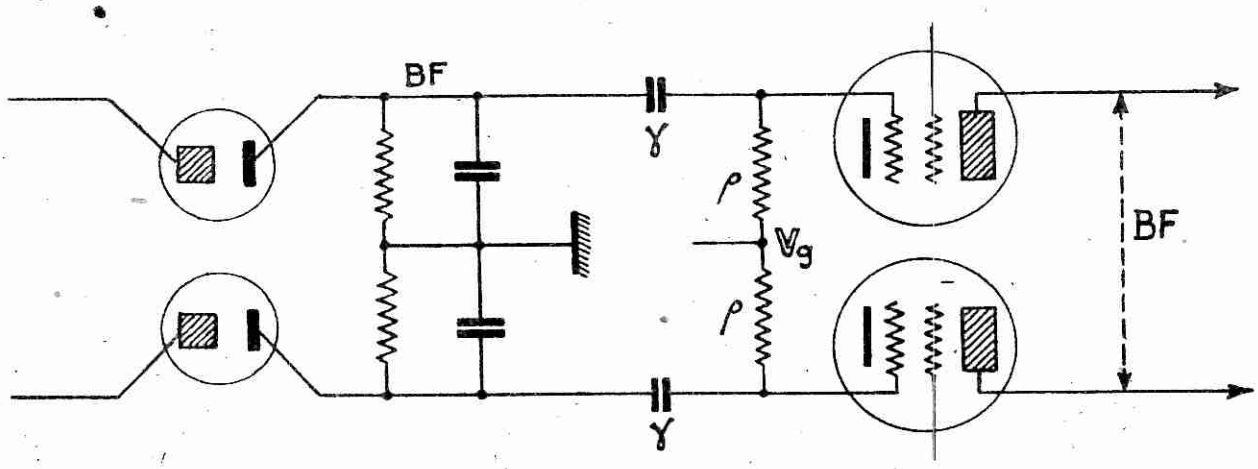


Fig. 630

La fig. 630 indique le montage correspondant , où γ représentent des capacités de liaison BF (10 à 100 mμF par exemple) et ρ les résistances de fuite des grilles des lampes BF (0,5 à 1 MΩ

par exemple) .

Le limiteur .

626 – Le limiteur, qui se place immédiatement avant le discriminateur (voir fig. 621), peut être réalisé de différentes manières .

Il peut être constitué comme un des limiteurs de parasites étudiés au cours des §§ 535 à 540 qui précèdent .

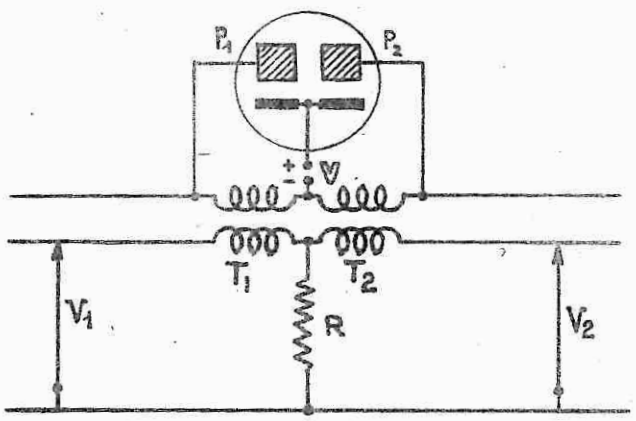


Fig.631

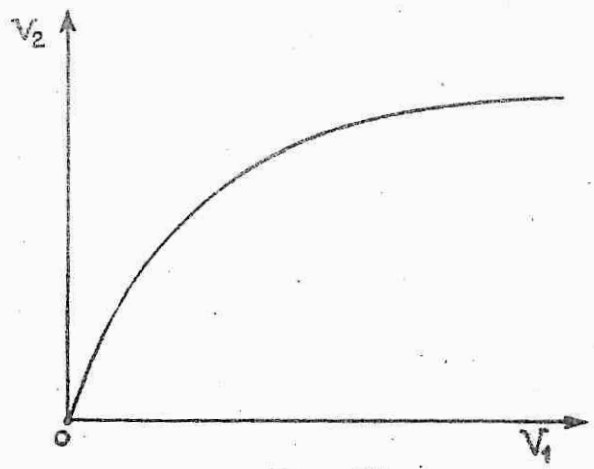


Fig.632

On peut aussi utiliser le montage de la fig. 631 où les couplages dans les transformateurs T_1 et T_2 sont établis de telle manière que les tensions appliquées aux deux anodes P_1 et P_2 soient en opposition de phase .

A partir d'une certaine amplitude les deux diodes se mettent à débiter, chacune sur une alternance et la tension V_2 à la sortie cesse de monter si la tension V_1 à l'entrée continue à croître (courbe de la fig. 632) .

627 – On utilise le plus généralement le système de la pentode saturée, fonctionnant avec une faible tension de plaque (fig. 633). L'action limitatrice du courant de plaque est complétée par le phénomène

de détection par la grille (Chap. III – § 411) procuré par l'ensemble RC dont la constante de temps est réglée en fonction des amplitudes susceptibles d'être reçues par le système (par exemple : R = 50000 Ω et C = 100 μμF) . La courbe du courant à la sortie en fonction de la tension d'entrée a l'aspect donné par la fig. 634 (courbe Ⓐ) .

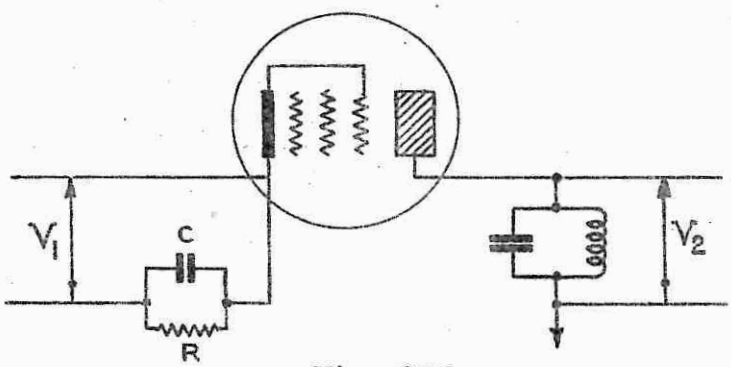


Fig. 633

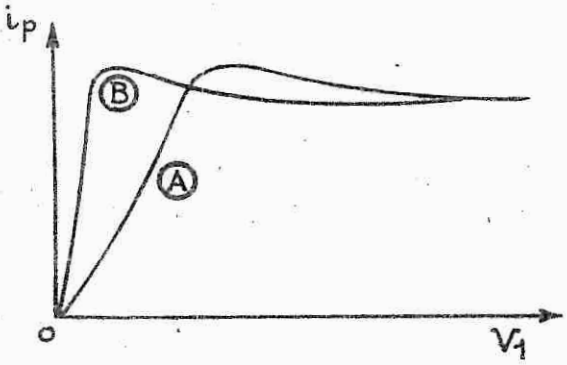


Fig. 634

On voit que l'effet limiteur est beaucoup plus net que dans le cas précédent .

628 – De bien meilleurs résultats sont obtenus en montant deux limiteurs à la suite l'un de l'autre , au lieu d'un seul . Il est alors possible d'adopter pour le second limiteur une constante de temps R C notablement plus longue que pour le premier (par exemple 1/20 de seconde et 1/200 de seconde) . La courbe résultante est alors notablement améliorée (courbe Ⓑ de la fig. 634) .

Avantages de la modulation de fréquence , comparée à la modulation d'amplitude , au point de vue des brouillages à la réception .

631 – Nous examinerons successivement les brouillages qui peuvent provenir :

1° : d'un signal de fréquence voisine de celui à recevoir .

2° : d'un signal de fréquence éloignée .

3° : du bruit de fond .

Brouillage provenant d'un signal de fréquence voisine.

632 - Nous désignerons ainsi un signal brouilleur dont la fréquence est suffisamment rapprochée de celle du signal, pour qu'il rentre dans la bande passante de l'amplificateur supposé exactement réglé sur le signal à recevoir . En d'autres termes c'est un signal de fréquence trop voisine de celle du signal à recevoir pour être éliminé par l'effet de la sélectivité de l'amplificateur de réception . Nous supposerons , pour simplifier , que ce brouilleur n'est pas modulé .

633 - En modulation d'amplitude , il y a production d'un battement généralement audible qui se superpose à la modulation reçue . En première approximation (1) le rapport signal sur brouillage est proportionnel au rapport des amplitudes H.F. du signal et du brouilleur .

634 - En modulation de fréquence , la loi de variation du rapport signal/brouillage est plus compliquée .

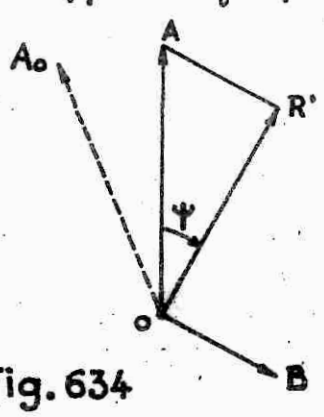


Fig. 634

Soit $\overrightarrow{OA}$ le vecteur représentatif du signal H.F modulé en fréquence . Par rapport au vecteur $\overrightarrow{OA_0}$ représentatif de l'onde centrale du signal , ce vecteur $\overrightarrow{OA}$ tourne dans un sens ou dans l'autre suivant le sens de la déviation de fréquence à l'instant considéré .

---

(1) Abstraction faite notamment du phénomène de la "démodulation" d'un signal faible par un signal fort (Voir § 161 ci-dessus) .

Soit $\overrightarrow{OB}$ le vecteur représentatif du brouilleur. La somme géométrique $\overrightarrow{OR} = \overrightarrow{OA} + \overrightarrow{OB}$ donne le vecteur représentatif de l'oscillation qui attaque réellement le discriminateur. Par rapport à $\overrightarrow{OA}_o$, le vecteur OB tourne :

- avec une vitesse angulaire <u>constante</u> (dans un sens ou dans l'autre), si $\overrightarrow{OB}$ n'est pas modulé ;
- avec une vitesse angulaire <u>variable</u> (et susceptible de changer fréquemment de sens) si $\overrightarrow{OB}$ représente une oscillation elle-aussi modulée en fréquence.

Dans les deux cas, le lieu décrit par l'extrémité R du vecteur résultant est un cercle décrit autour de A comme centre et avec $\overrightarrow{AR} = \overrightarrow{OB}$ comme rayon en supposant toutefois encore que OB ne soit pas modulé en amplitude. Si $\overrightarrow{OB}$ était modulé en amplitude il conviendrait de considérer l'amplitude maximum $\overrightarrow{OB}_M$ du brouilleur, à la place de son amplitude instantanée $\overrightarrow{OB}$.

Le signal résultant est une oscillation modulée à la fois en amplitude (OR varie entre les deux limites extrêmes $\overline{OA} + \overline{OB}$ et $\overline{OA} - \overline{OB}$) et en phase (la phase de OR est égale à celle de OA augmentée de $\Psi = \widehat{OAR}$).

Le limiteur efface la modulation d'amplitude mais il reste l'altération de la phase.

635 – On voit immédiatement que les résultats sont complètement différents selon que $\overline{OB}$ est plus petit ou plus grand que $\overline{OA}$.

Lorsque l'on a $OB < OA$ (Voir aussi Chap. III_a – § 51) le point O demeure constamment à l'extérieur du cercle décrit par R. L'angle Ψ oscille entre deux valeurs extrêmes $+\Psi_o$ et $-\Psi_o$ inférieures à 90° en valeur absolue et par conséquent considérablement plus petites que la déviation de phase propre du signal $\overrightarrow{OA}$ supposé modulé en fréquence ; le brouillage de ce signal demeure donc très faible.

Lorsque le vecteur OB est plus grand que OA, le point O passe à l'intérieur du cercle. Le vecteur résultant R, au lieu d'osciller seulement de part et d'autre de OA, tourne autour de O, l'angle φ peut prendre n'importe quelle valeur. La phase de $\overrightarrow{OR}$ n'a plus de rapport avec celle de $\overrightarrow{OA}$. Le brouillage devient considérable.

636 - Le graphique représenté par la fig. 635 donne une idée des phénomènes. En abcisses, on a porté les rapports Brouillage / Signal (ou $\frac{\overline{OB}}{\overline{OA}}$) et supposés tous deux modulés, en ordonnées on a porté les intensités relatives du brouillage B et du signal S.

- Dans le cas de la modulation d'amplitude les courbes obtenues (B_A) et (S_A), sont sensiblement des droites se rencontrant au point d'abcisses $\frac{B}{S} = 1$.

Dans le cas de la modulation de fréquence on a deux courbes (B_M) et (S_M) qui se rencontrent toujours au point $\frac{B}{S} = 1$, mais avec des pentes beaucoup plus grandes.

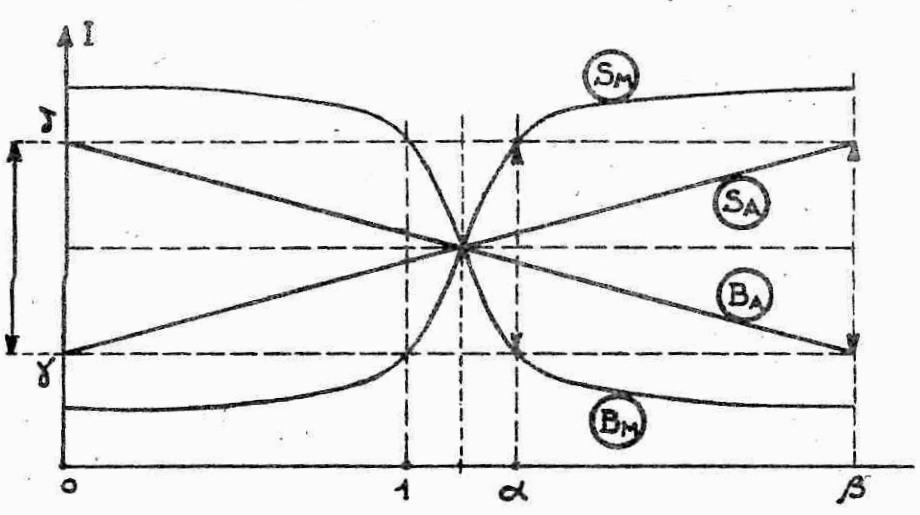


Fig. 635

Désignons par $\gamma\delta$ l'écart minimum nécessaire à la sortie pour que le brouillage cesse d'être gênant. On voit sur la fig. 635 qu'il suffit, dans le cas de la modulation de fréquence, d'un rapport signal sur bruit, à l'entrée, qui soit à peine supérieur à l'unité (point d'abcisse α) tandis qu'en modulation d'amplitude la disparition du brouillage n'est obtenue que pour

le rapport $\frac{S}{B} = \beta$, notablement plus grand que α.

On voit d'après ce qui précède que la modulation de fréquence a pour effet d'améliorer considérablement une réception qui serait difficile mais non impossible en modulation d'amplitude ; en d'autres termes la caractéristique de la modulation de fréquence est de donner des réceptions confortables.

Brouillage provenant d'un signal de fréquence éloignée.

637 - Ce signal brouilleur est supposé suffisamment puissant pour présenter une amplitude suffisante à l'entrée du discriminateur malgré l'affaiblissement considérable qui résulte de la sélectivité du récepteur.

Un tel signal, en modulation d'amplitude, donne généralement lieu dans les premiers étages du récepteur (où la sélectivité est encore faible) au phénomène d'intermodulation et par conséquent à un brouillage intense du signal à recevoir.

On démontre qu'en modulation de fréquence, le phénomène d'intermodulation demeure pratiquement négligeable ce qui est un nouvel avantage de la modulation de fréquence.

Brouillage dû au bruit de fond.

638 - Ses effets sont différents suivant l'amplitude du signal comparée à l'amplitude moyenne du bruit de fond.

1° : cas d'un signal d'amplitude notablement plus grande que le bruit de fond.

Le brouillage résulte alors, à peu près totalement, des battements entre le signal et les différentes composantes du bruit de fond (voir § 477 ci-dessus), les interférences entre composantes du bruit étant

— négligeables.

Les composantes du bruit de fond (§ 477 ci-dessus) ayant toutes la même amplitude, leurs battements avec l'onde porteuse du signal donnent dans le récepteur à modulation d'amplitude des composantes BF d'amplitude constante (droite AB de la fig. 636).

Au contraire, en modulation de fréquence cette amplitude est proportionnelle à l'écart $|f-f'|$ qui existe entre la composante considérée du bruit et le signal ; le spectre du brouillage, pour un récepteur à modulation de fréquence d'amplification comparable au récepteur à modulation d'amplitude primitivement considéré, est défini par la ligne brisée COD de la fig. 636.

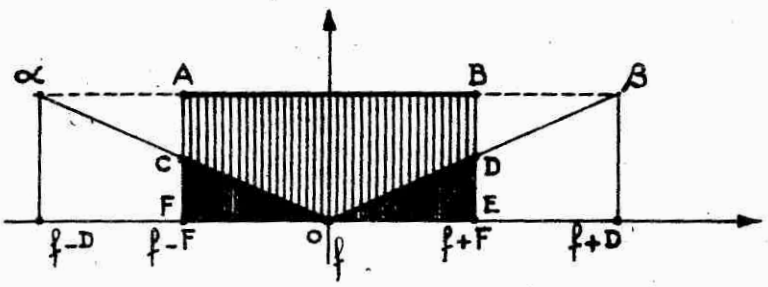


Fig. 636

La comparaison des aires ABEF et CODEF indique le gain apporté par la modulation de fréquence. Le calcul montre que l'amélioration est égale à $\frac{D\sqrt{3}}{F}$, D désignant la déviation de fréquence et F la demi-largeur de la bande passante BF.

2° : cas d'un signal d'amplitude comparable au bruit de fond ; dans ce cas, le problème est plus compliqué.

Comme on l'a vu au Chap. III_a - §§ 51 et suivants, la résultante de l'onde porteuse avec chacune des composantes du bruit de fond n'est plus une oscillation sinusoïdale.

La répartition spectrale cesse d'être définie par les deux droites CO et OD de la fig. 636. Ce fait est illustré par les oscillogrammes de la fig. 637 qui montre la déformation progressive du spectre au fur et à mesure que décroît le rapport signal / Bruit.

Lorsque l'on a $S/B = 1$ les deux systèmes paraissent donner des résultats sensiblement équivalents. En pratique, le bruit, de nature

essentiellement irrégulière, manifeste des pointes dans l'intervalle desquelles le rapport S/B est momentanément augmenté et l'effet de brouilleur diminué ; le brouillage moyen est, de ce fait, un peu plus faible qu'en modulation d'amplitude.

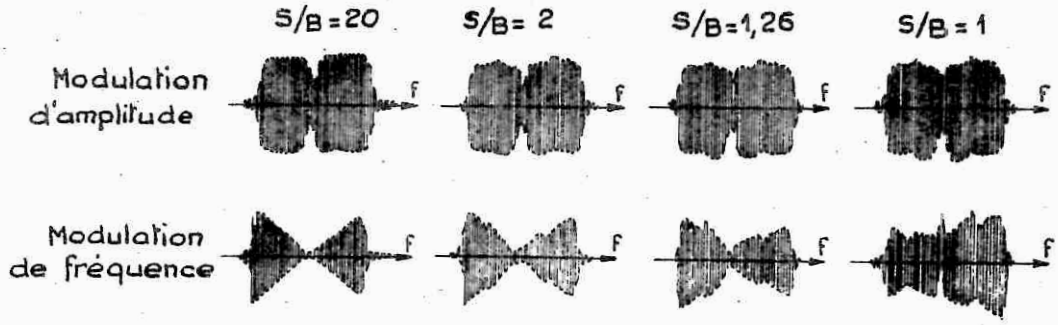


Fig. 637

XVI . La réception des impulsions .

651 – La constitution d'un récepteur d'impulsions dépend essentiellement du mode suivant lequel ces impulsions sont modulées (Chap IV – § 368) :

– modulation en amplitude ,
– modulation en durée ,
– modulation en déplacement .

652 – Les impulsions des deux premiers types peuvent évidemment être reçues par des récepteurs du type ordinaire à modulation d'amplitude , puisque leurs détecteurs sont sensibles à la valeur moyenne de l'amplitude HF , et que cette amplitude moyenne varie avec la largeur des impulsions (pour une amplitude constante) aussi bien qu'avec leur amplitude (à largeur constante) .

Ces deux modes de modulation , ainsi qu'il a été déjà dit au Chap. IV ne présentent d'ailleurs pas d'avantages très particuliers .

653 – Il en va tout autrement dans le cas de la modulation par déplacement ; la valeur moyenne de l'amplitude HF demeure constante et le détecteur ordinaire est inopérant .

Récepteurs pour impulsions modulées en déplacements.

655 - Réduit à ses organes strictement essentiels, le récepteur d'impulsions modulées en déplacement comprend les parties suivantes (fig. 651) :

- un amplificateur à fréquence radio (généralement à changement de fréquence) à bande passante suffisamment large pour respecter la forme des impulsions
- un détecteur reproduisant ces impulsions (c'est-à-dire l'enveloppes des signaux HF).
- un amplificateur d'impulsions.
- un traducteur.

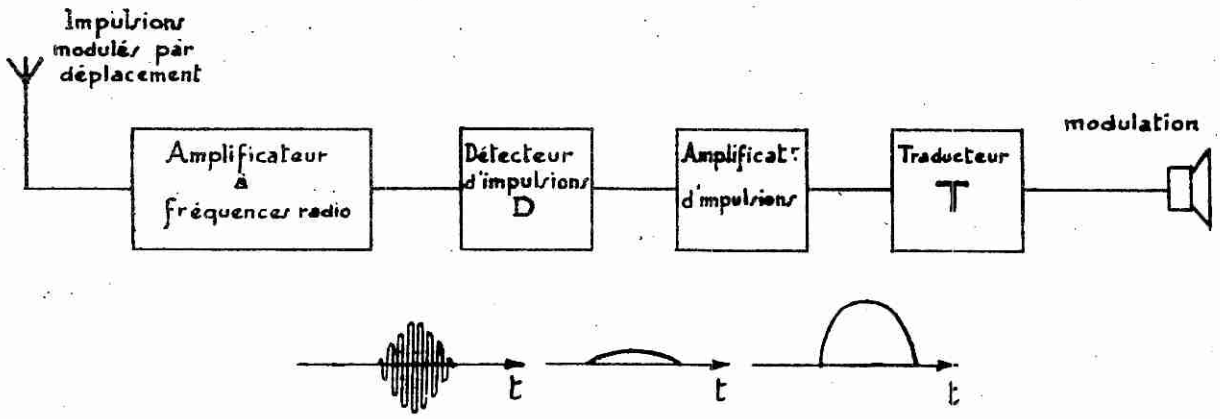


Fig. 651

656 - La bande passante de l'amplificateur étant forcément limitée, il y a nécessairement une déformation de la forme de l'impulsion, qui s'allonge d'autant plus dans le temps que la bande passante est plus étroite. La pratique montre que la largeur de bande ΔF à prévoir doit être à peu près égale à l'inverse $\frac{1}{\tau}$ de la durée τ d'une impulsion (Chap. IV - § 357).

657 - Le détecteur doit avoir une constante de temps

suffisamment courte pour reproduire sans déformation la forme des impulsions .

Le détecteur employé sera généralement un détecteur symétrique à double diode , sans shunt sur la résistance de charge (voir Chap. III – § 485) .

L'amplificateur d'impulsions doit lui aussi conserver la forme des impulsions ; sa bande passante devra être prévue en conséquence .

Le traducteur d'impulsions .

658 – L'organe essentiel du récepteur d'impulsions modulées en déplacement est le traducteur . Le plus simple est constitué par un sélecteur d'harmoniques suivi d'un détecteur d'amplitude .

Considérons la suite d'impulsions fournies par l'amplificateur en l'absence de modulation . La tension (ou l'intensité) obtenue représente une fonction périodique du temps dont la fréquence fondamentale est celle de la répétition des impulsions $\left(F = \frac{1}{T} \right)$. Cette fonction est décomposable en série de Fourier et contient des harmoniques d'ordre 2 , 3 , etc ... n , dont les amplitudes sont calculables pour les formules du Chap. I_a (§ 172) ou la méthode graphique du § 173 .

Si l'on applique maintenant , à ces impulsions , une modulation en déplacement , il est aisé de voir que cette modulation se trouve reportée sur les amplitudes des harmoniques considérés . Une sélection d'harmoniques suivie d'une détection ordinaire doit donc nous restituer la modulation initiale . Le calcul et l'expérience montrent qu'il est avantageux de choisir le cinquième harmonique (fréquence 5F) pour opérer cette traduction .

Le sélecteur d'harmonique peut être tout simplement constitué par un unique circuit oscillant de coefficient de surtension approprié.

Dispositions annexes.

Dispositifs à seuils.

659 - Le principe même des transmissions par impulsions où l'énergie est concentrée dans une fraction $\frac{\tau}{T}$ du temps (Chap. IV - § 352) donne le moyen d'améliorer notablement la protection contre les parasites.

En effet, à égalité de puissance HF rayonnée par l'émetteur le rapport :

$$\frac{\text{amplitude instantanée du signal}}{\text{amplitude quasi-maximum du parasite}}$$

se trouve augmenté dans le rapport $\frac{T}{\tau}$, c'est-à-dire dans des proportions considérables, et il est possible d'utiliser des dispositifs à seuils ne laissant passer que les signaux d'une amplitude supérieure à une grandeur donnée. On utilisera par exemple comme détecteur D du schéma de la fig. 651 un détecteur à diodes dont les cathodes sont portées à un certain potentiel positif par rapport au potentiel initial des anodes.

Il ne sort du détecteur que des impulsions, débarassées de tous parasites dans leurs intervalles.

Limiteurs d'amplitudes.

660 - Il est essentiel que les impulsions qui arrivent au traducteur aient une amplitude bien constante, sinon la modulation d'amplitude résiduelle se superposerait à celle qui affecte déjà l'harmonique sélectionné dans le traducteur. Ce calibrage des impulsions est obtenu au moyen d'un limiteur analogue à ceux qui sont utilisés en modulation de fréquence.

Blocage synchrone du récepteur.

661 – Le caractère de périodicité des impulsions peut être mis à profit, lui aussi, pour augmenter la protection contre les brouillages. La méthode consiste à utiliser un récepteur alternativement bloqué et débloqué et dont les périodes de fonctionnement (ou fenêtres) se présentent seulement au moment des impulsions incidentes. Le déblocage du récepteur est commandé par les impulsions elles-mêmes grâce à l'interposition d'une ligne à retard dont la constante de temps est égale à l'intervalle T qui sépare deux impulsions (ou plus généralement à un nombre n entier quelconque de fois cet intervalle T). Le schéma de principe du dispositif est donné par la fig. 661.

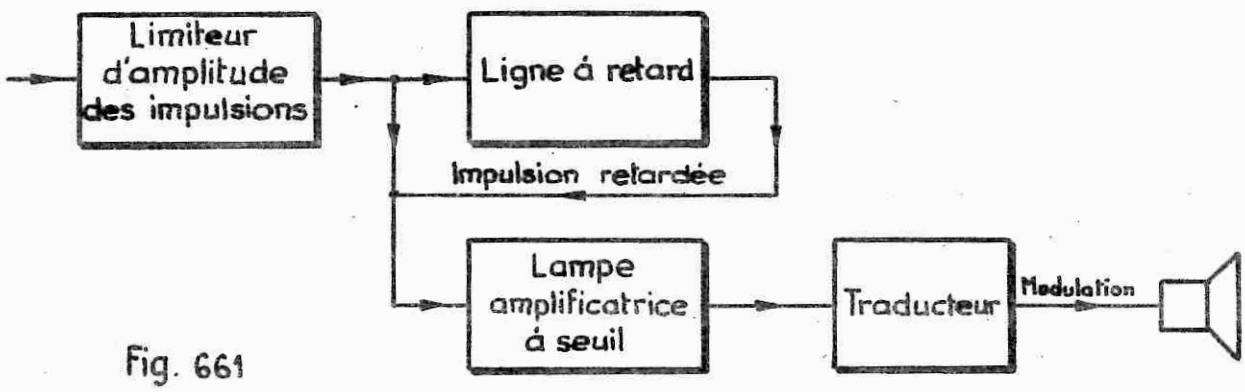


Fig. 661

Comme on le voit, les impulsions sont bifurquées à la sortie du limiteur :

– d'une part, vers une ligne de retard,

– d'autre part vers une lampe à seuil, qui reçoit, en même temps, le signal issu de la ligne à retard. Cette lampe est polarisée de manière à ne transmettre que les impulsions dont l'amplitude est supérieure à celle qui est imposée par le limiteur.

On voit qu'une impulsion ne peut donc franchir la lampe amplificatrice à seuil et atteindre le traducteur que si elle a été, elle-même, précédée par une autre impulsion un temps égal à T (ou à n fois T) auparavant. Grâce à ce système, tout parasite, même très violent,

qui tombe dans l'intervalle de deux impulsions se trouve complètement éliminé .

La ligne à retard élargit suffisamment l'impulsion pour assurer une superposition convenable des deux signaux à l'entrée de la lampe à seuil malgré les déplacements résultant de la modulation du signal. .

Comme il a été dit plus haut , la ligne à retard est constituée par un certain nombre de cellules de filtre passe bas , le retard obtenu étant proportionnel au nombre de cellules installées .

Ce filtre sert de système de liaison entre les deux pentodes P_1 et P_2 (fig. 662) destinées à compenser l'affaiblissement inévitable de la ligne . La tension de déblocage est prélevée, avec la polarité qui convient, aux bornes de la résistance R insérée dans la cathode de la lampe P_2 .

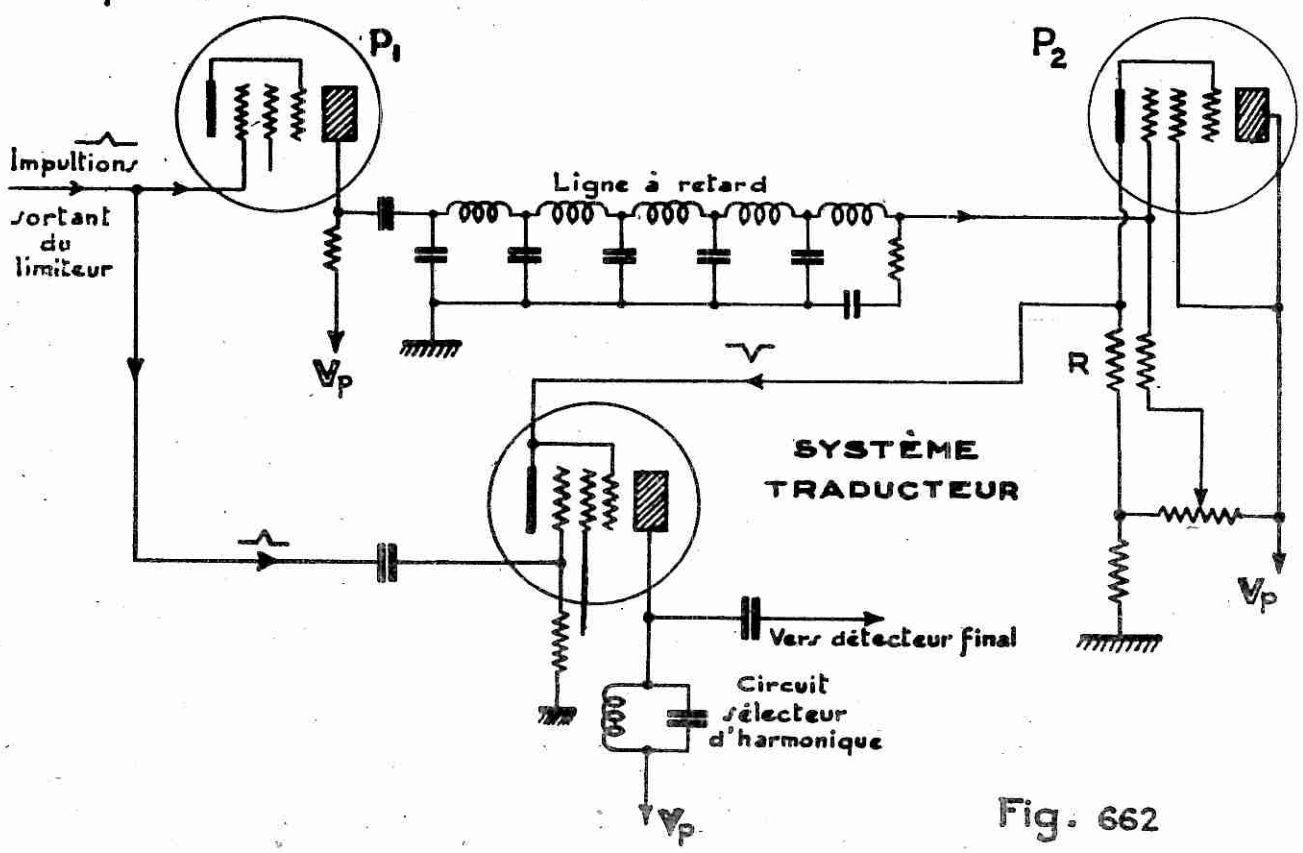


Fig. 662

Cas des transmissions multiples.

662 - C'est une méthode analogue à celle du blocage synchrone qui est employé pour sélectionner les impulsions de même rang émises par le système multiplex à impulsions décrit au Chap. IV (§ 375). Ces impulsions recueillies par l'antenne, convenablement amplifiées puis détectées sont transmises à un amplificateur d'impulsions terminé par un limiteur comme au § 660. Elles sont ensuite transmises à une lampe amplificatrice à seuil en même temps que les impulsions d'un oscillateur de période $n\,T$ convenablement synchronisé sur les impulsions incidentes. Ces nouvelles impulsions (de fréquence $\frac{1}{nT}$) "soulèvent" les impulsions qui se présentent en même temps qu'elles à la lampe à seuil et leur font franchir cette lampe. La coïncidence se produit seulement pour $\frac{1}{n}$ des impulsions incidentes, à savoir pour celles qui occupent le même rang p dans chaque groupe consécutif de n impulsions incidentes.

Il faut évidemment installer autant d'éléments semblables qu'il y a de voies à sélectionner (c'est-à-dire n) et prendre les dispositions nécessaires pour assurer une répartition invariable des n impulsions de chaque groupe vers les n traducteurs.

Chapitre VI

Les Signes

Sommaire du Chapitre VI

Les Lignes

§ n°		Pages
1	Particularités des circuits "linéaires".	523
3	Equations générales de la propagation sur les lignes	525
11	Equation des télégraphistes - vitesse de propagation	529
	Etude des lignes en régime sinusoïdal	533
21	Emploi de la représentation vectorielle.	533
24	Emploi de la notation imaginaire.	534
29	Impédance caractéristique.	538
31	Utilisation des fonctions hyperboliques.	539
41	Impédance Z_0 d'entrée d'une ligne.	540
42	Impédance à l'entrée d'une ligne fermée sur une impédance d'utilisation donnée.	541
45	Impédance à l'entrée d'une ligne indéfiniment prolongée.	542
46	Impédance à l'entrée d'une ligne fermée sur son impédance caractéristique.	542
47	Impédance à l'entrée d'une ligne ouverte à son extrémité.	543
48	Impédance à l'entrée d'une ligne court-circuitée à son extrémité.	544
51	Tension à l'extrémité d'une ligne ouverte.	544

§ n°		Pages
52	Intensité à l'extrémité d'une ligne court-circuitée	545
	Ondes progressives et ondes stationnaires	546
61	Décomposition de la tension $\mathcal{V}$ et de l'intensité $\mathcal{I}$ ou des vecteurs $\vec{V}$ et $\vec{I}$ en un point de la ligne.	546
63	Onde progressive et onde régressive (onde directe et onde inverse)	548
	Ondes progressives pures	549
72	Constante de propagation.	550
72	Constante d'affaiblissement et constante de propagation	550
	1er Cas - la ligne ne dissipe pas d'énergie	
83	Impédance caractéristique.	552
84	Constante de longueur d'onde et longueur d'onde sur la ligne.	553
86	Représentation dans l'espace.	554
87	Tension et intensité dans l'impédance d'utilisation	555
88	Puissance transmise	555
89	Représentation des tensions et intensités réelles v et i le long de la ligne.	556
	2e Cas - la ligne dissipe de l'énergie	
96	Impédance caractéristique.	558
111	Cas particulier où la réactance linéaire $L_1\omega$ est négligeable vis-à-vis de la résistance linéaire R_1.	562
113	Représentation des vecteurs $\vec{V}$ et $\vec{I}$ dans l'espace.	563
114	Courant et tension dans l'impédance d'utilisation.	564
115	Puissance transmise.	565

§ n°		Pages
	Ondes stationnaires et pseudo-stationnaires.	566
122	Ondes stationnaires pures.	567
126	Ventres et noeuds de tension et d'intensité.	570
131	Interprétation géométrique.	571
135	Représentation des vecteurs V et I dans l'espace. Valeurs instantanées de la tension et de l'intensité le long de la ligne.	575
145	Variation de l'impédance $Z = \frac{\gamma}{j}$ le long de la ligne	581
149	Cas d'une ligne ouverte à son extrémité.	584
150	Cas d'une ligne court-circuitée à son extrémité.	585
	Ondes pseudo-stationnaires	586
162	**1er Cas - la ligne ne dissipe pas d'énergie**	587
163	Distribution des vecteurs tension et intensité le long de la ligne.	588
167	Construction géométrique.	591
171	Variation de l'impédance $Z = \frac{\gamma}{j}$ le long de la ligne	594
181	Les ondes stationnaires pures et progressives pures considérées comme des cas particulier des ondes pseudo-stationnaires.	598
185	Position et grandeur des minima et maxima de V et de I le long de la ligne, en fonction de l'impédance terminale.	600
191	Cas particulier où cette impédance est une résistance pure.	602
	2e Cas - la ligne dissipe de l'énergie.	604
196	Répartition des tensions et des courants le long de la ligne.	604
198	Variations de l'impédance $Z = \frac{\gamma}{j}$ le long de la ligne	611

§ n°		Pages
199	Lieu de l'extrémité du vecteur Z dans ce plan.	612
201	Tension et intensité le long de la ligne.	613
206	Conditions pour que les vecteurs V' et V" ou I' et I" à l'extrémité soient en phase ou en opposition	617
211	Cas extrêmes où le module de Z_2 serait infini (ligne ouverte) ou nul (ligne court-circuitée).	618
	Adaptation d'une impédance d'utilisation donnée à une ligne donnée.	621
241	Problème de l'adaptation d'une ligne et d'une impédance.	621
241	Adaptation par lignes	623
249	1er Cas - l'organe supplémentaire de réglage est placé à l'extrémité de la ligne d'adaptation. Construction géométrique	624
255	2e Cas - l'organe supplémentaire de réglage est placé en tête de ligne d'adaptation.	628
256	Construction géométrique.	631
261	Adaptation au moyen de la boucle STERBA	632
265	Constructions géométriques.	636
274	Emploi des courbes donnant la position et la longueur de la boucle en fonction de $\frac{I_{min}}{I_{max}}$ sur la ligne.	641
	Différents modes d'attaque d'une ligne.	643
303	Problème de l'attaque d'une ligne dans le cas général	644
311	Attaque en tension ou en intensité.	647
321	Passage d'une ligne symétrique à une ligne dissymétrique	649
322	Lignes à deux conducteurs et à un conducteur.	650
333	Valeur de l'impédance caractéristique.	653

Chapitre VI

Les Lignes

1 — Dans les chapitres qui précèdent on a considéré des circuits et des assemblages de circuits constitués au moyen d'inductances et de capacités mises en série. Dans ces circuits, le courant i à l'époque t était essentiellement supposé avoir la même valeur en tous les points de ces circuits. Cette hypothèse revient à supposer implicitement la vitesse de propagation du phénomène électrique (ou des ondes électriques - voir Chapitre I § 31) comme suffisamment grande par rapport aux dimensions linéaires du conducteur constituant le circuit (et la self-induction), pour que la durée de parcours de ce circuit par les ondes ne représente qu'une fraction négligeable de la période des oscillations électriques mises en jeu dans le circuit.

Or la vitesse de propagation des ondes électriques sur les conducteurs n'est pas infinie ; sa limite supérieure est égale à la vitesse de la lumière, et elle peut être très notablement inférieure à cette limite. La longueur d'onde Chapitre I § 13) correspondant à une fréquence donnée est donc elle-même finie. Pour que le courant i

puisse être considéré comme étant le même dans toutes les parties du circuit, en même temps, il faut que les dimensions du circuit soient négligeables par rapport à cette longueur d'onde.

Le but du présent chapitre est d'étudier le comportement des conducteurs dans le cas où cette hypothèse n'est pas réalisée, comme c'est nécessairement le cas pour les antennes, par exemple.

Equations générales de la propagation sur les lignes.

3 — On étudiera d'abord le cas où les deux conducteurs constituant la ligne sont très rapprochés l'un de l'autre, ceci afin de donner un sens précis aux notions de self-induction, de capacité, et de résistance par unité de longueur (caractéristiques linéaires[1] de la ligne). Les résultats seront ensuite étendus à deux fils écartés, et finalement au cas d'une ligne à simple fil, le conducteur de retour étant constitué par le sol.

4 — Supposons donc la ligne composée au moyen de deux conducteurs très rapprochés l'un de l'autre (fig. 1). Nous supposerons cette ligne attaquée à son origine AA' par une source S éloignée du sol, comme la ligne elle-même. Aucune hypothèse n'est faite, pour le moment, sur la longueur de la ligne, ni sur ce qui se trouve éventuellement connecté à l'extrémité BB'.

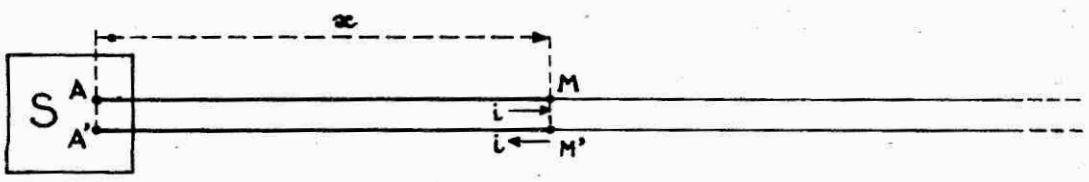


Fig. 1

5 — Soient M et M' deux points situés vis-à-vis l'un de l'autre sur ces conducteurs, en un endroit quelconque, d'abcisse x, de la ligne.

En raison de la symétrie, les courants seront égaux et de sens contraires en M et en M'; tandis que l'un des courants viendra de la direction où se trouve la source

(1) On dit aussi linéiques

l'autre se dirigera vers elle.

Soit i la valeur commune de ces courants, ce sera une fonction

1°/ du temps t

2°/ de l'abscisse x du point M sur la ligne.

De même la différence de potentiel $V_M - V_{M'}$, existant entre ces deux points M et M' sera une fonction des deux mêmes variables t et x.

L'étude de la ligne consiste à déterminer les v et les i relatifs aux différents points de cette ligne connaissant:

1°_ la tension fournie à l'entrée par la source S.

2°_ les caractéristiques électriques de la ligne et des appareils qui seraient éventuellement connectés à son extrémité.

D'une manière plus générale, on peut encore dire que c'est l'étude des lois qui relient les tensions et les intensités entr'elles et aux caractéristiques électriques en question.

6 _ Sur la ligne représentée par la figure 1 prenons un élément MM', M'M', de longueur $\overline{MM_1} = \Delta x$ (fig. 2)

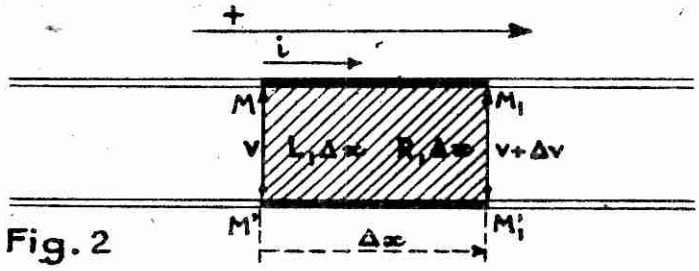


Fig. 2

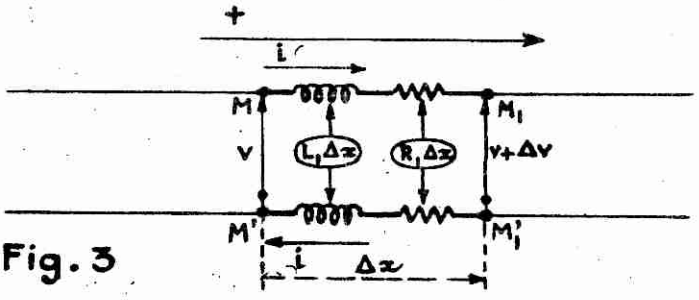


Fig. 3

Le courant en M étant i, le courant en M_1 sera $i + \Delta i$. de même, la tension entre M et M' étant v, la tension entre M_1 et M'_1 sera $v + \Delta v$.

La différence de tension obtenue en passant de MM' à $M_1M'_1$

provient de deux causes.

1°_ la résistance de l'élément de ligne $MM'M_1M'_1$,

2°_ la self-induction de ce même élément de ligne.

Nous supposerons que cette résistance et cette self-induction sont proportionnelles à la longueur Δx de l'élément de ligne considérée. R_1 et L_1 désignant respectivement la résistance et la self rapportée à l'unité de longueur, on aura pour l'élément $MM'M_1M'_1$ une résistance $R_1 \Delta x$ et une self-induction $L_1 \Delta x$.

Nous mesurerons les intensités sur le conducteur AM, le sens positif étant le même que pour les abcisses x c'est-à-dire le sens qui va de A vers M.

La loi d'ohm appliquée aux deux conducteurs MM_1 et $M'M'_1$ donne la relation :

$$-\Delta V = R_1 \Delta x \times i + L_1 \Delta x \times \frac{\partial i}{\partial t} \quad (1)$$

7_ D'autre part, la différence d'intensité existant entre M et M_1 (qui est d'ailleurs la même qu'entre M'_1 et M') provient du courant transversal qui passe directement de l'élément MM_1 à l'élément $M'M'_1$ (figure 4).

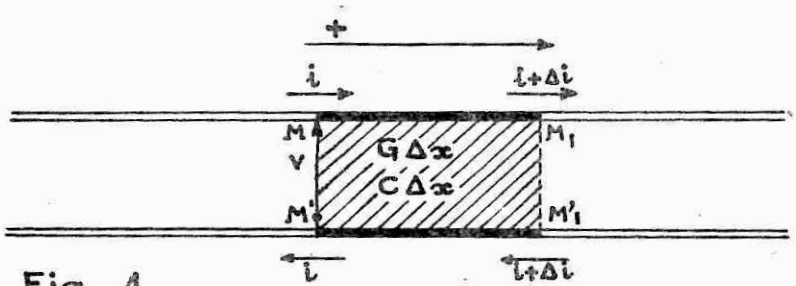


Fig. 4

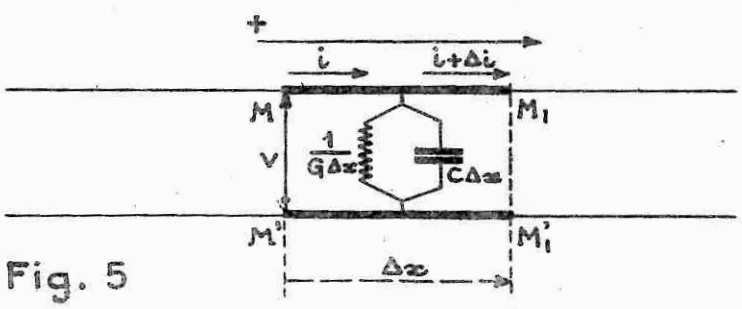


Fig. 5

Dans le cas le plus général, ce courant transversal à deux causes :

1°_ les imperfections d'isolement de l'élément de ligne, ou sa perditance.

2°_ la capacité du même élément c'est-à-dire la capacité du conducteur MM_1 avec $M'M'_1$.

Si l'on désigne par G_1 la perditance par unité de longueur et par C_1 la capacité par unité de longueur, la perditance de l'élément de ligne $MM'M_1M'_1$ sera $G_1 \Delta x$ et sa capacité $C_1 \Delta x$. On aura donc finalement l'équation :

$$-\Delta i = G \Delta x \times V + C \Delta x \times \frac{\partial V}{\partial t} \qquad (2)$$

8 — En divisant les deux équations en ΔV et Δi par Δx on obtient le système suivant :

$$\begin{cases} -\dfrac{\Delta V}{\Delta x} = R_1 i + L_1 \dfrac{\partial i}{\partial t} \\ -\dfrac{\Delta i}{\Delta x} = G_1 V + C_1 \dfrac{\partial V}{\partial t} \end{cases}$$

Faisons tendre l'élément Δx vers l'infiniment petit dx, les quotients $\frac{\Delta V}{\Delta x}$ et $\frac{\Delta i}{\Delta x}$ tendront vers les dérivés partielles de V et de i par rapport à x : $\frac{\partial V}{\partial x}$ et $\frac{\partial i}{\partial x}$, de même que les quantités $\frac{\partial i}{\partial t}$ et $\frac{\partial V}{\partial t}$ représentent déjà les dérivées partielles de i et de V par rapport au temps (voir Chap. I a §141). Les équations précédentes deviennent finalement :

$$\begin{cases} -\dfrac{\partial V}{\partial x} = R_1 i + L_1 \dfrac{\partial i}{\partial t} \qquad (3) \\ -\dfrac{\partial i}{\partial x} = G_1 V + C_1 \dfrac{\partial V}{\partial t} \qquad (4) \end{cases}$$

9 — En éliminant tantôt l'une tantôt l'autre de deux inconnues i ou V entre les deux équations ci-dessus on obtient deux équations différentielles du second ordre en V ou en i qui sont, d'ailleurs, de même forme :

$$\begin{cases} C_1 L_1 \dfrac{\partial^2 v}{\partial t^2} + (L_1 G_1 + R_1 C_1) \dfrac{\partial v}{\partial t} + R_1 G_1 v = \dfrac{\partial^2 v}{\partial x^2} \cdot & (5) \\ C_1 L_1 \dfrac{\partial^2 i}{\partial t^2} + (L_1 G_1 + R_1 C_1) \dfrac{\partial i}{\partial t} + R_1 G_1 i = \dfrac{\partial^2 i}{\partial x^2} & (6) \end{cases}$$

La première de ces équations relie la dérivée seconde de v par rapport à l'abisse x aux dérivées première et seconde de v par rapport au temps, ainsi qu'à la fonction v elle-même c'est ce qu'on appelle une équation différentielle aux dérivées partielles.

Il en est de même de la seconde équation.

10 — Lorsque la perditance est nulle, comme c'est le cas avec les antennes bien isolées, les équations se simplifient. On a par exemple, pour l'équation en v:

$$C_1 L_1 \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + R_1 C_1 \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \qquad (7)$$

11 — Si, en outre la résistance R_1 est négligeable (ligne sans amortissement, l'équation se simplifie encore et devient :

$$C_1 L_1 \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \cdot \qquad (9)$$

Cette dernière équation, appelée <u>équation des télégraphistes</u> est une équation de même forme que l'équation des <u>cordes vibrantes</u> régissant la propagation d'un ébranlement mécanique appliqué à une corde tendue :

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = A \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \cdot$$

La solution d'une telle équation est une fonction y de la forme :

$$y = F\left(t \pm \frac{x}{v}\right).$$

avec $V = \sqrt{A}$, mais où la fonction F, qui peut être quelconque, n'est définie que par les conditions aux limites, et en particulier par la nature de l'ébranlement appliqué à la corde.

La solution $y = F\left(t \pm \frac{x}{v}\right)$ montre que cet ébranlement se propage à une vitesse finie $V = \sqrt{A}$. En effet, une élongation donnée $y = y_0$ se retrouve identique à elle-même pour tout couple de valeurs de t et de x qui satisfont à la relation $t - \frac{x}{v} = C^{te} = t_0 - \frac{x_0}{v}$, c'est à-dire $x - x_0 = v(t - t_0)$ [t_0 et x_0 étant une solution quelconque de l'équation $y_0 = F\left(t - \frac{x}{v}\right)$].

Pendant l'intervalle de temps $t - t_0$, cette élongation y_0 s'est donc "propagée" sur un espace $x - x_0$ égal au produit de cet intervalle de temps $(t - t_0)$ par la vitesse v.

12 — De même l'équation (7) exprime que la tension v existant à l'époque t_0 au point d'abscisse x_0 se propage le long de la ligne avec la vitesse $v = \sqrt{L_1 C_1}$

13 — Lorsque R et G ne peuvent être négligés, la solution est plus compliquée. On trouve encore une vitesse de propagation mais plus petite que $\sqrt{L_1 C_1}$, et cette propagation est accompagnée d'un affaiblissement et d'une déformation d'autant plus grands que la perturbation s'éloigne davantage du point x_0.

14 — Le problème se simplifie lorsque la perturbation électrique (ou la tension délivrée par la source à l'entrée de la ligne) est sinusoïdale, grâce à la possibilité que l'on a de faire usage de la notation imaginaire et de la

représentation vectorielle ; cette étude fera l'objet des § 21 et suivants ci-après.

15 — Enfin les résultats obtenus en régime sinusoïdal pourront être étendus au cas de perturbations de formes quelconques étant donné :

— d'une part, qu'une fonction v(t) quelconque peut toujours être décomposée en série ou en intégrale de Fourier (Chap. I a § 181) et par conséquent considérée comme une somme de fonctions sinusoïdales d'amplitudes de pulsations et de phases diverses

— d'autre part, qu'on pourra faire application du principe de superposition des états électriques.

En d'autres termes on pourra traiter le problème séparément pour chacune des composantes sinusoïdales en question comme si elle existait seule dans le circuit ; on obtiendra ensuite les caractéristiques réelles, l'état électrique (courant, tension, charge, etc...) en un point, en faisant la somme algébrique des grandeurs correspondantes obtenues séparément, au même point, pour chacune des composantes sinusoïdales considérées.

Cette manière de faire suppose que les caractéristiques électriques de la ligne et d'utilisation (selfs, capacités, résistances) sont des <u>constantes</u> (<u>indépendantes</u> en particulier des courants tensions, et charges mises en jeu).

En effet, dans cette hypothèse (Chap II § 1 à 899) es états électriques se trouvent reliés par des équations où nterviennent, au premier degré, les courants, tensions et harges et les dérivées successives de ces fonctions du temps.

Ce sont des équations différentielles linéaires à oefficients constants (puisque les caractéristiques des

circuits sont supposés eux-même constantes), et l'on a vu au Chapitre I que la <u>somme</u> d'un nombre quelconque de solutions particulières d'une équation différentielle linéaire à coefficients constants est aussi une solution de cette équation différentielle.

Etude des Lignes en régime sinusoïdal

Emploi de la représentation vectorielle.

21 — En régime sinusoïdal les grandeurs v et i sont des fonctions sinusoïdales du temps et on peut introduire la représentation vectorielle et la notation imaginaire

Pour chaque point M de la ligne on sera donc amené à considérer un vecteur $\vec{V}$ représentatif de la tension v en ce point, et un vecteur $\vec{I}$ représentatif de l'intensité i.

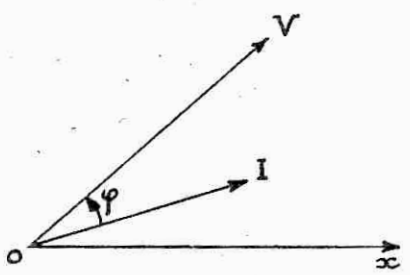


Fig. 6

La figure 6 représente ces deux vecteurs tracés avec la direction ox comme direction origine des phases.

Pour représenter l'ensemble des phénomènes aux divers points de la ligne il faut en principe autant de figures analogues à la figure 6, qu'il y a de points considérés sur la ligne. On aura une vue d'ensemble de ce qui se passe sur la ligne en considérant simultanément l'ensemble de toutes ces figures planes.

22 — On peut aussi imaginer ces différentes figures tracées perpendiculairement à la ligne, (cette dernière ayant été préalablement développée selon une droite, si elle est curviligne) ; les directions origines ox sont toutes supposées parallèlement orientées, ou ce qui revient au même amenées en coïncidence avec l'intersection des différents plans

de figures par un plan origine des phases s'appuyant tout au long de la ligne elle-même.

L'ensemble du vecteur $\vec{V}$ dessine alors dans l'espace une surface qui sera souvent commode pour représenter les variations de la tension v au long de la ligne, et de même pour l'intensité i.

Ces deux surfaces dessinées par les vecteurs $\vec{V}$ et $\vec{I}$ auront en général l'aspect d'une vis d'archimède plus ou moins déformée ou aplatie.

23 _ On peut aussi tracer sur une même figure et avec la même origine des phases ox les vecteurs $\vec{V}$ et $\vec{I}$ relatifs aux divers point de la ligne. Ces différents vecteurs ayant même origine des phases, l'examen de la figure renseignera immédiatement sur les valeurs et les variations relatives de ces éléments (rapports d'amplitudes et différences de phases, en particulier).

Emploi de la notation imaginaire.

24 _ Soit ω la pulsation des perturbations sinusoïdales étudiées. Désignons par $\mathcal{I}$ et $\mathcal{V}$ l'intensité imaginaire et la tension imaginaire au point d'abcisse x de la ligne. Ces grandeurs imaginaires (ou complexes) $\mathcal{I}$ et $\mathcal{V}$ seront des fonctions de la variable x. En d'autres termes les amplitudes $I = |\mathcal{I}|$ et $V = |\mathcal{V}|$, ainsi que les phases φ_i = arg. de $\mathcal{I}$ et φ_v = arg. de $\mathcal{V}$ seront toutes les quatre des fonctions de la variable x.

Dans les équations (3) et (4) remplaçons i et v par les valeurs imaginaires correspondantes il vient le système :

$$-\frac{\partial \mathcal{V}}{\partial x} = R\mathcal{J} + L\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial t}$$

$$-\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial x} = G\mathcal{V} + C\frac{\partial \mathcal{V}}{\partial t}$$

or on a vu au chapitre IIIa (§ 7) que l'on obtenait les dérivées de $\mathcal{J}$ et $\mathcal{V}$ par rapport au temps, en faisant tourner les vecteurs représentatifs de $+\frac{\pi}{2}$ et en multipliant leurs modules par ω :

$$\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial t} = j\omega\mathcal{J} \quad \text{et} \quad \frac{\partial \mathcal{V}}{\partial t} = j\omega\mathcal{V} .$$

D'autre part $\mathcal{J}$ et $\mathcal{V}$ étant des variables de la seule variable x nous écrirons leurs dérivées $\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial x}$ et $\frac{\partial \mathcal{V}}{\partial x}$ respectivement : $\frac{d\mathcal{J}}{dx}$ et $\frac{d\mathcal{V}}{dx}$.

Le système d'équations s'écrira donc en définitive :

$$\begin{cases} -\dfrac{d\mathcal{V}}{dx} = (R_1 + jL_1\omega)\mathcal{J} & (11) \\ -\dfrac{d\mathcal{J}}{dx} = (G_1 + jC_1\omega)\mathcal{V} & (12) \end{cases}$$

25 — Ces deux équations auraient d'ailleurs pu être écrites directement au simple examen des figures 3 et 5.

En effet (figure 3), d'une part la différence de tension imaginaire entre entrée et la sortie de l'élément de ligne MM', M_1M_1' c'est-à-dire :

$$\mathcal{V} - [\mathcal{V} + d\mathcal{V}] = -d\mathcal{V}$$

est égale au produit de l'intensité $\mathcal{J}$ par l'impédance série $(R_1 + jL_1\omega)\,dx$ de cet élément de ligne : Donc :

$$-d\mathcal{V} = \mathcal{J}(R_1 + jL_1\omega)\,dx .$$

D'autre part, la différence d'intensité à l'entrée et à la sortie de l'élément de ligne, (fig. 5) a savoir :

$$\mathcal{J} - (\mathcal{J} + d\mathcal{J}) = - d\mathcal{J}$$

est égale au produit de l'admittance en en dérivation $(G_1 + j C_1 \omega)\, dx$ de cet élément, multipliée par la tension $\mathcal{V}$. D'où la seconde équation :

$$- d\mathcal{J} = \mathcal{V} (G_1 + j C_1 \omega)\, dx .$$

En divisant les deux équations par dx, on retrouve bien le système des équations (11) et (12).

26 - Dans ces deux équations, les inconnues $\mathcal{J}$ et $\mathcal{V}$ ne dépendent que d'une seule variable, l'abscisse x. On voit que l'emploi de la notation imaginaire a ramené le nombre des variables de deux à une.

27 - En éliminant, soit $\mathcal{J}$ soit $\mathcal{V}$ entre les équations (11) et (12) on obtient l'une et l'autre des deux équations suivantes qui sont des équations différentielles du second ordre de même forme, en $\mathcal{V}$ ou en $\mathcal{J}$:

$$\begin{cases} \dfrac{d^2 \mathcal{V}}{dx^2} - \gamma^2 \mathcal{V} = 0 , & (13) \\ \dfrac{d^2 \mathcal{J}}{dx^2} - \gamma^2 \mathcal{J} = 0 & (14) \end{cases}$$

en posant $\gamma^2 = (R_1 + j L_1 \omega)(G_1 + j C_1 \omega)$.

Cette constante γ est appelée la <u>constante de propagation</u> sur la ligne, comme on le voit, c'est un nombre imaginaire qui dépend de la <u>pulsation</u> ω des oscillations considérées.

28 - D'après ce que l'on a vu au Chapitre I a (§ 242) la solution générale de l'équation différentielle en $\mathcal{V}$ ou en $\mathcal{J}$ ci-dessus[1] est de la forme $A e^{r'x} + B e^{r''x}$,

(1) équation différentielle linéaire du second ordre à coefficients constants.

où r' et r'' sont les racines de l'équation en r et A et B des constantes qui seront déterminées par les conditions aux limites.

Dans le cas actuel l'équation en r est $r^2 - \gamma^2 = 0$, ce qui donne immédiatement $r' = \gamma$ et $r'' = -\gamma$.

La solution générale de l'équation (13), en $\mathcal{V}_1$ sera

$$\mathcal{V} = Ae^{\gamma x} + Be^{-\gamma x} \quad (15)$$

On pourrait d'ailleurs vérifier directement que cette fonction $\mathcal{V}$ satisfait bien l'équation (13).

On aurait une expression de même forme pour $\mathcal{I}$, en partant de l'équation différentielle (14), ce qui introduirait deux autres constantes à la place de A et B.

2° — Il est préférable de procéder autrement. En dérivant l'équation (15) on tire la valeur de $\frac{d\mathcal{V}}{dx}$:

$$\frac{d\mathcal{V}}{dx} = \gamma \left(Ae^{\gamma x} - Be^{-\gamma x} \right). \quad (16)$$

Cette expression portée dans l'équation (11) donne immédiatement :

$$\mathcal{I} = -\gamma \frac{Ae^{\gamma x} - Be^{-\gamma x}}{R_1 + jL_1\omega}. \quad (17)$$

Comme : $$\gamma = \sqrt{(R_1 + jL_1\omega)(G_1 + jC_1\omega)}, \quad (18)$$

il vient finalement :

$$\mathcal{I} = -\frac{Ae^{\gamma x} - Be^{-\gamma x}}{\sqrt{\frac{R_1 + jL_1\omega}{G_1 + jC_1\omega}}}. \quad (19)$$

ou bien : $$\mathcal{I} = -\frac{1}{\mathcal{Z}_c}\left(Ae^{\gamma x} - Be^{\gamma x} \right), \quad (20)$$

en posant : $$\mathcal{Z}_c = \sqrt{\frac{R_1 + jL_1\omega}{G_1 + jC_1\omega}} \quad (21)$$

Cette quantité Z_c, qui a les dimensions d'une impédance, est ce qu'on appelle l'impédance caractéristique de la ligne. On reviendra ultérieurement sur cette impédance caractéristique (§ 46).

30 - Le rapport $\frac{\mathcal{V}}{J} = Z$, de la tension $\mathcal{V}$ et de l'intensité J au point M d'abcisse x définit l'impédance de la ligne en ce point ; d'après ce qui a été dit au Chapitre III a § 14 , la grandeur de l'argument de cette impédance (ou le signe de sa partie réelle) définit le sens dans lequel l'énergie se propage le long de la ligne.

Si cet argument est compris entre $-\frac{\pi}{2}$ et $+\frac{\pi}{2}$ (ou la partie réelle positive), d'après les conventions de signes adoptées (figure 2), on voit que l'énergie se propagera de la gauche vers la droite.

Si au contraire, l'argument de $\frac{\mathcal{V}}{J}$ est compris entre $-\pi$ et $-\frac{\pi}{2}$ ou $\frac{\pi}{2}$ et π, (ou la partie réelle négative), l'énergie se propagera de la droite vers la gauche (où est placée la source S).

La valeur de cette impédance est :

$$Z = \frac{\mathcal{V}}{J} = \frac{A e^{\gamma x} + B e^{-\gamma x}}{-\frac{1}{Z_c}\left(A e^{\gamma x} - B e^{-\gamma x} \right)}$$

ou :

$$Z = - Z_c \frac{A e^{\gamma x} + B e^{-\gamma x}}{A e^{\gamma x} - B e^{-\gamma x}}$$

31 - Tout ce qui précède est applicable quelle que soit la façon dont la ligne est excitée, pourvu que l'excitation soit sinusoïdale et de pulsation ω.

Les constantes A et B dépendent des conditions imposées à la ligne et en particulier de la manière dont celle-ci est excitée.

Supposons la ligne attaquée par son extremité A, origine des abcisses x. Nous appellerons $\mathcal{V}_0$ et $\mathcal{I}_0$ la tension et l'intensité en ce point ; ces grandeurs doivent satisfaire les équations (15) et (20) après qu'on y a fait $x = 0$:

$$\begin{cases} \mathcal{V}_0 = Ae^0 + Be^0 = A + B \\ \mathcal{I}_0 Z_c = -Ae^0 + Be = -A + B \end{cases}$$

On en tire les valeurs de A et de B en fonction de $\mathcal{V}_0$ et $\mathcal{I}_0$:

$$\begin{cases} A = \dfrac{\mathcal{V}_0 - \mathcal{I}_0 Z_c}{2} \\ B = \dfrac{\mathcal{V}_0 + \mathcal{I}_0 Z_c}{2} \end{cases}$$

En portant ces valeurs dans les expressions (15) et (20) de $\mathcal{V}$ et $\mathcal{I}$. il vient :

$$\begin{cases} \mathcal{V} = \frac{1}{2}(\mathcal{V}_0 - \mathcal{I}_0 Z_c)\, e^{\gamma x} + \frac{1}{2}(\mathcal{V}_0 + \mathcal{I}_0 Z_c)\, e^{-\gamma x} & (22) \\ \mathcal{I} = \frac{1}{2}\left(\frac{\mathcal{V}_0}{Z_c} - \mathcal{I}_0\right) e^{\gamma x} + \frac{1}{2}\left(\frac{\mathcal{V}_0}{Z_c} + \mathcal{I}_0\right) e^{-\gamma x} & (23) \end{cases}$$

C'est ce que l'on peut encore écrire :

$$\begin{cases} \mathcal{V} = \mathcal{V}_0 \dfrac{e^{\gamma x} + e^{-\gamma x}}{2} - \mathcal{I}_0 Z_c \dfrac{e^{\gamma x} - e^{-\gamma x}}{2} \\ \mathcal{I} = \mathcal{I}_0 \dfrac{e^{\gamma x} + e^{-\gamma x}}{2} - \dfrac{\mathcal{V}_0}{Z_c} \dfrac{e^{\gamma x} - e^{-\gamma x}}{2} \end{cases}$$

Ou encore en faisant usage des fonctions hyperboliques (Chapitre I a § 24).

$$Sh\,\gamma x = \frac{e^{\gamma x} - e^{-\gamma x}}{2} \qquad Ch\,\gamma x = \frac{e^{\gamma x} + e^{-\gamma x}}{2},$$

$$\begin{cases} \mathcal{V} = \mathcal{V}_0\, Ch\,\gamma x - \mathcal{I}_0 Z_c\, Sh\,\gamma x & (24) \\ \mathcal{I} = \mathcal{I}_0\, Ch\,\gamma x - \dfrac{\mathcal{V}_0}{Z_c}\, Sh\,\gamma x & (25) \end{cases}$$

Telles sont les équations qui lient ensemble les tensions, intensités à l'origine et au point M d'abcisse x.

32 – On peut se proposer de résoudre ces équations par rapport à $\mathcal{V}_0$ et $\mathcal{I}_0$.

Éliminons $\mathcal{I}_0$ entre ces équations, en multipliant la première par $\mathrm{Ch}\,\gamma x$ et la seconde par $\mathcal{Z}_c\,\mathrm{Sh}\,\gamma x$, et en additionnant. Il vient :

$$\mathcal{V}\,\mathrm{Ch}\,\gamma x + \mathcal{I}\mathcal{Z}_c\,\mathrm{Sh}\,\gamma x = \mathcal{V}_0\,(\mathrm{Ch}^2\gamma x - \mathrm{Sh}^2\gamma x)$$

Or on a vu au Chap. I a (§ 71) que $\mathrm{Ch}^2\gamma x - \mathrm{Sh}^2\gamma x = 1$, Il vient donc finalement :

$$\mathcal{V}_0 = \mathcal{V}\,\mathrm{Ch}\,\gamma x + \mathcal{I}\mathcal{Z}_c\,\mathrm{Sh}\,\gamma x \qquad (26)$$

De même, on éliminerait $\mathcal{V}_0$, en multipliant l'équation (24) par $\mathrm{Sh}\,\gamma x$ et l'équation (26) par $\mathcal{Z}_c\,\mathrm{Ch}\,\gamma x$ et en additionnant. On trouve finalement, pour $\mathcal{V}_0$ et $\mathcal{I}_0$ en fonction de $\mathcal{V}$ et $\mathcal{I}$, le système des deux équations (26) et (27):

$$\mathcal{V}_0 = \mathcal{V}\,\mathrm{Ch}\,\gamma x + \mathcal{I}\,\mathcal{Z}_c\,\mathrm{Sh}\,\gamma x \qquad (26)$$

$$\mathcal{I}_0 = \mathcal{I}\,\mathrm{Ch}\,\gamma x + \frac{\mathcal{V}}{\mathcal{Z}_c}\,\mathrm{Sh}\,\gamma x \qquad (27)$$

Impédance $\mathcal{Z}_0$ d'entrée d'une ligne

41 – Le rapport $\frac{\mathcal{V}_0}{\mathcal{I}_0} = \mathcal{Z}_0$ définit l'impédance de de la ligne à son origine, c'est l'impédance d'entrée de la ligne.

En faisant le rapport des expressions (26) et (27) on trouve :

$$\mathcal{Z}_0 = \mathcal{Z}_c\,\frac{\mathcal{V}\,\mathrm{Ch}\,\gamma x + \mathcal{I}\,\mathcal{Z}_c\,\mathrm{Sh}\,\gamma x}{\mathcal{I}\,\mathcal{Z}_c\,\mathrm{Ch}\,\gamma x + \mathcal{V}\,\mathrm{Sh}\,\gamma x} \qquad (28)$$

Ou encore, en divisant le numérateur et le dénominateur

par $\jmath$, et en remplaçant le rapport $\frac{\gamma}{\jmath}$ par l'impédance z au point d'abcisse x, c'est-à-dire l'impédance de tout ce qui se trouve à droite de M, il vient :

$$z_o = z_c \frac{z \operatorname{Ch} \gamma x + z_c \operatorname{Sh} \gamma x}{z_c \operatorname{Ch} \gamma x + z \operatorname{Sh} \gamma x} \quad . \qquad (29)$$

Impédance à l'entrée d'une ligne fermée sur une impédance d'utilisation donnée.

42 — La formule (29) est évidemment vraie quelle que soit la longueur de la ligne au delà de MM' et les impédances des organes branchés au delà de ce même point.

En particulier, lorsque la ligne s'arrête au point MM', l'impédance $z = \frac{\gamma}{\jmath}$ représente l'impédance du système d'utilisation situé à droite de ce point.

Si z_u représente la valeur imaginaire de l'impédance branchée à l'extrémité BB' de la ligne supposée de longueur $x = l$, l'impédance à l'entrée, en fonction de l'impédance d'utilisation z_u, de l'impédance caractéristique z_c et de la longueur l sera donnée par la formule suivante qui se déduit de la formule (29) en y faisant $z = z_u$, $l = x$:

$$z_o = z_c \frac{z_u \operatorname{Ch} \gamma l + z_c \operatorname{Ch} \gamma l}{z_c \operatorname{Ch} \gamma l + z_u \operatorname{Sh} \gamma l} \quad . \qquad (30)$$

43 — L'impédance z_u étant supposée fixée, l'impédance z_o est une fonction de la longueur l de la ligne.

On voit déjà que la ligne se comporte comme un transformateur d'impédances. Cette propriété pourra être employée, en particulier, comme un moyen d'adapter une impédance donnée à une source donnée.

44 – Enfin, dans ce qui précède, rien n'empêche de prendre un point A_1A_1' quelconque sur la ligne comme origine de cette ligne (et en particulier comme origine à partir de laquelle seront comptées les abcisses x des points de la ligne situés à droite). Tout ce qui se trouve placé à gauche de la nouvelle origine A_1A_1' se comportera comme la source S de la figure 1. En appelant Z_1 l'impédance au point A_1A_1' et par Z_2 l'impédance en un point A_2A_2' quelconque situé à une distance l_1 à droite de A_1A_1', on aura entre ces quantités, une relation analogue à la relation (30) :

$$Z_1 = Z_c \frac{Z_2 \operatorname{Ch} \gamma l_1 + Z_c \operatorname{Sh} \gamma l_1}{Z_c \operatorname{Ch} \gamma l_1 + Z_2 \operatorname{Sh} \gamma l_1} \quad . \qquad (31)$$

Impédance à l'entrée d'une ligne indéfiniment prolongée.

45 – Lorsque la longueur l de la ligne augmente indéfiniment, $\operatorname{Ch} \gamma l$ et $\operatorname{Sh} \gamma l$ tendent l'un et l'autre vers $e^{\gamma l}$, en sorte que la formule (30) devient :

$$Z_0 = Z_c \frac{Z_u + Z_c}{Z_c + Z_u} = Z_c$$

L'impédance à l'entrée, comme d'ailleurs en un point quelconque, d'une ligne indéfinie est égale à son <u>l'impédance caractéristique</u> et cela quelle que soit l'impédance Z_u branchée à l'extrémité.

Impédance à l'entrée d'une ligne fermée sur son impédance caractéristique

46 – Si l'on fait $Z_u = Z_c$ dans la formule (30), on obtient :

$$Z_0 = Z_c \frac{Z_c \operatorname{Ch} \gamma l + Z_c \operatorname{Sh} \gamma l}{Z_c \operatorname{Ch} \gamma l + Z_c \operatorname{Sh} \gamma l} = Z_c \, .$$

On trouve que l'impédance d'entrée est égale à l'impédance caractéristique, tout comme si la ligne était indéfiniment prolongée.

Cette propriété est intéressante parce qu'elle permet de réaliser pratiquement des lignes ayant les mêmes propriétés que des lignes indéfinies. Il suffit que la ligne soit bouclée sur une impédance égale à son impédance caractéristique. Comme on le verra plus loin, c'est la condition pour obtenir qu'une perturbation électrique voyageant sur la ligne ne se réfléchisse pas à son extrémité (ondes progressives, § 71).

Impédance à l'entrée d'une ligne ouverte à son extrémité.

47 – La ligne étant ouverte, l'impédance d'utilisation Z_u est infinie en module. Le module de $\frac{Z_c}{Z_u}$ est nul et la formule (30) devient :

$$Z_{o\infty} = Z_c \frac{Ch\,\gamma l}{Sh\,\gamma l} = \frac{Z_c}{Th\,\gamma l} = Z_c\, Coth\,\gamma l \qquad (32)$$

C'est d'ailleurs un résultat qu'on obtiendrait directement à partir des formules (24) et (25) :

$$\begin{cases} V = V_0\, Ch\,\gamma x - I_0 Z_c\, Sh\,\gamma x & (24) \\ I = I_0\, Ch\,\gamma x - \frac{V_0}{Z_c}\, Sh\,\gamma x & (25) \end{cases}$$

On doit avoir $I = 0$ pour $x = l$,

$$0 = I_0\, Ch\,\gamma l - \frac{V_0}{Z_c}\, Sh\,\gamma l .$$

On en tire immédiatement :

$$Z_{o\infty} = \frac{V_0}{I_0} = Z_c \frac{Ch\,\gamma l}{Sh\,\gamma l} = \frac{Z_c}{Th\,\gamma l} = Z_c\, Coth\,\gamma l .$$

Impédance à l'entrée d'une ligne court-circuitée à son extrémité.

48 – Si, au lieu d'être ouverte à son extrémité, la ligne est court-circuitée, l'impédance Z_u est nulle, comme la tension $\mathcal{V}$ et l'on trouve, grâce à un calcul analogue :

$$Z_{o.cc} = Z_c \ \mathrm{Th}\, \gamma l \quad . \quad (33)$$

La comparaison des formules (32) et (33) montre immédiatement que l'on a :

$$Z_{o.\infty} \times Z_{o.cc} = Z_c^2 \quad . \quad (34)$$

L'impédance caractéristique est la moyenne géométrique des impédances d'entrée, lorsque l'extrémité de la ligne est ouverte et lorsqu'elle est court-circuitée.

Tension à l'extrémité d'une ligne ouverte.

51 – Faisons $x = l$ et $\mathcal{I} = 0$ dans les équations (24) et (25) ; il vient :

$$\begin{cases} \mathcal{V} = \mathcal{V}_0 \ \mathrm{Ch}\, \gamma l - \mathcal{I}_0 Z_c \ \mathrm{Sh}\, \gamma l \\ 0 = \mathcal{I}_0 \ \mathrm{Ch}\, \gamma l - \dfrac{\mathcal{V}_0}{Z_c} \mathrm{Sh}\, \gamma l \quad . \end{cases}$$

La seconde équation donne :

$$\mathcal{I}_0 = \frac{\mathcal{V}_0}{Z_c} \ \frac{\mathrm{Sh}\, \gamma l}{\mathrm{Ch}\, \gamma l} \quad .$$

En portant cette valeur dans la première équation, on obtient l'expression de $\mathcal{V}$:

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}_0 \ \mathrm{Ch}\, \gamma l - \mathcal{V}_0 \frac{\mathrm{Sh}^2 \gamma l}{\mathrm{Ch}\, \gamma l} = \mathcal{V}_0 \frac{\mathrm{Ch}^2 \gamma l - \mathrm{Sh}^2 \gamma l}{\mathrm{Ch}\, \gamma l} = \frac{\mathcal{V}_0}{\mathrm{Ch}\, \gamma l} \quad (35)$$

On aurait de même la valeur de $\mathcal{V}$ en fonction de l'intensité $\mathcal{I}_0$ à l'entrée en remplaçant, dans cette dernière

formule, $\mathcal{V}_0$ par sa valeur tirée de la seconde équation :

$$\mathcal{V}_0 = \mathcal{J}_0 \, \mathcal{Z}_c \frac{\mathrm{Ch}\,\gamma l}{\mathrm{Sh}\,\gamma l} \quad ,$$

ce qui donnerait :

$$\mathcal{V} = \frac{1}{\mathrm{Ch}\,\gamma l} \times \mathcal{Z}_c \frac{\mathrm{Ch}\,\gamma l}{\mathrm{Sh}\,\gamma l} = \frac{\mathcal{Z}_c}{\mathrm{Sh}\,\gamma l} \qquad (36)$$

Intensité à l'extrémité d'une ligne court-circuitée.

52 - Faisons, de même, $x = l$ et $\mathcal{V} = 0$ dans les équations (24) et (25), on trouve :

$$\begin{cases} 0 = \mathcal{V}_0 \, \mathrm{Ch}\,\gamma l - \mathcal{J}_0 \, \mathcal{Z}_c \, \mathrm{Sh}\,\gamma l \\ \mathcal{J} = \mathcal{J}_0 \, \mathrm{Ch}\,\gamma l - \dfrac{\mathcal{V}_0}{\mathcal{Z}_c} \, \mathrm{Sh}\,\gamma l \end{cases} .$$

En portant dans la seconde équation la valeur de $\mathcal{V}_0$ tirée de la première, il vient :

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_0 \frac{\mathrm{Ch}^2\gamma l - \mathrm{Sh}^2\gamma l}{\mathrm{Ch}\,\gamma l} = \frac{\mathcal{J}_0}{\mathrm{Ch}\,\gamma l} \qquad (37) .$$

En fonction de la tension $\mathcal{V}_0$, on aurait l'expression :

$$\mathcal{J} = \frac{1}{\mathrm{Ch}\,\gamma l} \times \frac{\mathcal{V}_0}{\mathcal{Z}_c} \frac{\mathrm{Ch}\,\gamma l}{\mathrm{Sh}\,\gamma l} = \frac{\mathcal{V}_0}{\mathcal{Z}_c \, \mathrm{Sh}\,\gamma l} \qquad (38) .$$

Ondes progressives et ondes stationnaires

61 – Reprenons sous une forme un peu modifiée les formules générales (15) et (20) donnant la tension $\mathcal{V}$ et l'intensité $\mathcal{I}$ en un point M d'abscisse x de la ligne :

$$\begin{cases} \mathcal{V} = B e^{-\gamma x} + A e^{\gamma x} & (15^{bis}) \\ \mathcal{I} = \dfrac{B}{Z_c} e^{-\gamma x} - \dfrac{A}{Z_c} e^{\gamma x} & (20^{bis}) \end{cases}$$

Ces formules montrent que l'on peut considérer l'oscillation $(\mathcal{V}, \mathcal{I})$ comme la somme de deux oscillations $(\mathcal{V}', \mathcal{I}')$ et $(\mathcal{V}'', \mathcal{I}'')$:

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}' + \mathcal{V}''$$
$$\mathcal{I} = \mathcal{I}' + \mathcal{I}'' ,$$

avec :

d'une part $\begin{cases} \mathcal{V}' = B e^{-\gamma x} \\ \mathcal{I}' = \dfrac{B}{Z_c} e^{-\gamma x} \end{cases}$ d'autre part $\begin{cases} \mathcal{V}'' = A e^{\gamma x} \\ \mathcal{I}'' = -\dfrac{A}{Z_c} e^{\gamma x} . \end{cases}$

On voit que $\mathcal{V}'$ est relié à $\mathcal{I}'$ par la relation $\mathcal{V}' = Z_c \mathcal{I}'$, et que $\mathcal{V}''$ est relié à $\mathcal{I}''$ par la relation $\mathcal{V}'' = -Z_c \mathcal{I}''$. Ceci veut dire que, si θ_c désigne l'argument de Z_c, le vecteur $\overrightarrow{V'}$ représentatif de $\mathcal{V}'$ est décalé d'un angle θ_c en avant du vecteur $\overrightarrow{I'}$ représentatif de $\mathcal{I}'$ (figure 61), tandis que $\overrightarrow{V''}$ représentant $\mathcal{V}''$ est décalé de $\pi + \theta_c$ en avant de $\overrightarrow{I''}$ qui représente $\mathcal{I}''$ (figure 62).

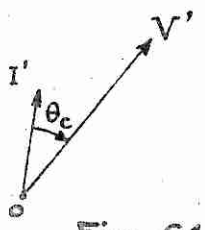


Fig. 61

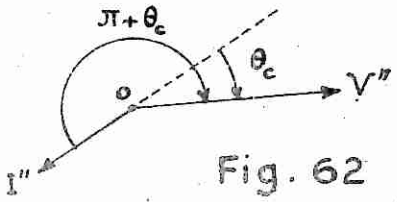


Fig. 62

Dans les deux cas, le rapport de l'amplitude de la tension à l'amplitude de l'intensité est toujours égal au module de l'impédance caractéristique Z_c.

62 - Explicitons dans les expressions de γ' et de γ'', par exemple, la partie réelle et la partie imaginaire de γ en posant :

$$\gamma = \beta + j\alpha .$$

D'après ce qui a été dit au Chapitre III a (§ 211) on a :

$$e^{\gamma x} = e^{(\beta+j\alpha)x} = e^{\beta x} \times e^{j\alpha x} = e^{\beta x}(\cos\alpha x + j \sin\beta x)$$

ou encore, avec la notation du § 158 (Chapitre III a) :

$$e^{\gamma x} = e^{\beta x} \, \underline{|\alpha x}$$

de même : $$e^{-\gamma x} = e^{-\beta x} \, \underline{|-\alpha x} .$$

Les expressions de γ' et γ'' peuvent donc s'écrire :

$$\begin{cases} \gamma' = Be^{-(\beta+j\alpha)x} = Be^{-\beta x}(\cos\alpha x - j\sin\alpha x) = Be^{-\beta x} \, \underline{|-\alpha x} \\ \gamma'' = Ae^{(\beta+j\alpha)x} = Ae^{\beta x}(\cos\alpha x + j\sin\alpha x) = Ae^{\beta x} \, \underline{|\alpha x} \end{cases}$$

ces équations montrent :

1° - que le vecteur $\vec{V}'$ représentatif de la tension γ' est un vecteur :

- dont la longueur $V = |\gamma'| = Be^{\beta x}$, décroît suivant une loi exponentielle
- dont la phase $\theta' = \arg \gamma' = -\alpha x$, décroît linéairement en fonction de l'abscisse x, c'est-à-dire tourne uniformément dans le sens des retards.

} quand l'abscisse x croît, c'est-à-dire quand le point M se déplace sur la ligne de la gauche vers la droite.

2° - que le vecteur $\vec{V}''$ représentatif de la tension γ'' est un vecteur :

- dont la longueur $V'' = |\gamma''| = A e^{\alpha x}$, décroît suivant la même loi exponentielle.
- dont la phase $\theta'' = \arg \gamma'' = \alpha x$, décroît suivant la même loi linéaire, ou encore tourne uniformément dans le sens des retards, avec la même vitesse que ci-dessus.

} quand l'abscisse x décroît, c'est-à-dire quand le point M se déplace sur la ligne de la droite vers la gauche.

63 – Ce qui précède montre que, dans le cas général, l'oscillation en un point quelconque de la ligne résulte de la superposition de deux ondes voyageant en sens inverses sur cette ligne :

- la première, qui se propage dans le sens des x croissants, c'est-à-dire de la source vers l'extrémité de la ligne, en s'amortissant, est plus spécialement appelée "progressive".
- la seconde, qui se propage dans le sens inverse, c'est à dire qui revient de l'extrémité de la ligne vers la source, en s'amortissant, est dite "régressive".

64 – Il y a eu une réflexion à l'extrémité de la ligne ; cette réflexion sera étudiée en détail ultérieurement (§). On verra notamment qu'un changement brusque des caractéristiques de la ligne produit également une réflexion. On devra donc considérer comme "extrémité" de la ligne, tout point où celle-ci viendrait à changer de caractéristiques, quitte à étudier séparément le tronçon suivant, en le considérant comme une nouvelle ligne distincte de la première.

Ondes progressives.

71 – Supposons la ligne prolongée indéfiniment, ou, ce qui revient au même, fermée sur une impédance égale à son impédance caractéristique.

Dans l'expression de $\mathcal{V}$:

$$\mathcal{V} = Be^{-\Gamma x} + Ae^{+\Gamma x} ,$$

le coefficient A est nul.

En effet sa valeur, exprimée en fonction de la tension $\mathcal{V}_0$ et du courant $\mathcal{I}_0$ à l'entrée de la ligne, est :

$$A = \frac{\mathcal{V}_0 - \mathcal{I}_0 Z_c}{2} .$$

Or, d'après ce que l'on a vu au § 46, l'impédance d'entrée $\frac{\mathcal{V}_0}{\mathcal{I}_0}$ est égale à l'impédance caractéristique, puisque la ligne est indéfiniment prolongée (ou fermée sur une impédance caractéristique). On a donc : $\mathcal{V}_0 = Z_c \mathcal{I}_0$, et par suite :

$$A = \frac{\mathcal{V}_0 - \mathcal{I}_0 Z_c}{2} = \frac{\mathcal{V}_0 - \mathcal{V}_0}{2} = 0 .$$

L'onde $\mathcal{V}'$ venant de la gauche subsiste seule et on dit que l'on a affaire à une onde <u>progressive pure</u> ou <u>progressive</u> tout court :

$$\begin{cases} \mathcal{V} = \dfrac{\mathcal{V}_0 + \mathcal{I}_0 Z_c}{2} e^{-\Gamma x} = \mathcal{V}_0 e^{-\Gamma x} \\ \mathcal{I} = \dfrac{\mathcal{V}}{Z_c} = \dfrac{\frac{\mathcal{V}_0}{Z_c} + \mathcal{I}_0}{2} e^{-\Gamma x} = \dfrac{\mathcal{V}_0}{Z_c} e^{-\Gamma x} . \end{cases}$$

L'étude des variations de $\mathcal{V}$ et $\mathcal{I}$ se ramène à l'étude de la fonction $e^{-\Gamma x}$.

Constante de propagation.

72 _ Dans l'exponentielle $e^{-\gamma x}$, la constante de propagation γ représente le nombre complexe :

$$\gamma = \sqrt{(R_1 + j L_1 \omega)(G_1 + j C_1 \omega)} \ .$$

Explicitons la partie réelle et la partie imaginaire de γ :

$$\gamma = \beta + j\alpha \ .$$

On a donc, comme on l'a déjà vu au § 62 ci-dessus :

$$e^{-\gamma x} = e^{-\beta x} (\cos \alpha x - j \sin \alpha x)$$

β est la constante d'affaiblissement ; elle règle la façon dont varient les grandeurs des vecteurs $\vec{V}$ et $\vec{I}$ le long de la ligne.

α est la constante de longueur d'onde ; elle fait connaître la manière dont varie les phases de ces vecteurs le long de la ligne.

73 _ Calculons ces coefficients β et α en fonction des constantes de la ligne : R_1 L_1 G_1 C_1, on a :

$$\beta + j\alpha = \sqrt{(R_1 + j L_1 \omega)(G_1 + j C \omega)}$$

d'où, en élevant au carré :

$$\beta^2 + 2 j \beta \alpha - \alpha^2 = (R_1 + j L_1 \omega)(G_1 + j C_1 \omega)$$

Egalons séparément les parties réelles et les parties imaginaires pures ; on obtient les deux équations :

$$\begin{cases} \beta^2 - \alpha^2 = G_1 R_1 - L_1 C_1 \omega^2 \\ 2\beta\alpha = (L_1 G_1 + R_1 C_1)\omega \end{cases} .$$

En éliminant successivement α puis β entre ces deux équations, on obtient deux équations bicarrées en β et α

d'où l'on peut tirer les valeurs de ces coefficients.

Pour éliminer α, additionnons les deux équations après avoir multiplié la première par $4\beta^2$ et élevé la seconde au carré ; il vient après division du résultat par 4 :

$$\beta^4 - (G_1 R_1 - L_1 C_1 \omega^2)\beta^2 = \frac{(L_1 G_1 + R_1 C_1)^2 \omega^2}{4} = 0$$

De même l'élimination de β donne l'équation :

$$\alpha^4 + (G_1 R_1 - L_1 C_1 \omega^2)\alpha^2 - \frac{(L_1 G_1 + R_1 C_1)^2 \omega^2}{4} = 0$$

De ces deux équations bicarrées, nous tirons β^2 et α^2, d'où β et α.

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{2}\left[\sqrt{(R_1^2 + L_1^2\omega^2)(G_1^2 + C_1^2\omega^2)} + (G_1 R_1 - L_1 C_1 \omega^2)\right]},$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{1}{2}\left[\sqrt{(R_1^2 + L_1^2\omega^2)(G_1^2 + C_1^2\omega^2)} - (G_1 R_1 - L_1 C_1 \omega^2)\right]}.$$

Ces formules se simplifient dans le cas où la perditance est nulle (Résistance d'isolement infinie)

$$G_1 = 0$$

On a alors :

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{2}\left[\sqrt{(R_1^2 + L_1^2\omega) C_1^2 \omega^2} - L_1 C_1 \omega^2\right]}$$

et :

$$\alpha = \sqrt{\frac{1}{2}\left[\sqrt{(R_1^2 + L_1^2\omega^2) C_1^2 \omega^2} + L_1 C_1 \omega^2\right]}$$

Deux cas sont à distinguer selon que la propagation se fait ou non avec dissipation d'énergie.

1er Cas
La ligne ne dissipe pas d'énergie

81 – En ce cas non seulement la constante G_1 est nulle mais aussi la constante R_1.

Pratiquement ce sera le cas des feeders d'alimentation des antennes lorsque ceux-ci se sont bien établis.

Constante d'affaiblissement.

82 – On a:

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{2}\left[\sqrt{L_1^2 C_1^2 \omega^4} - L_1 C_1 \omega^2\right]} = 0 .$$

β étant nul, $\vec{V}$ et $\vec{I}$ gardent les grandeurs constantes tout le long de la ligne ; ces grandeurs sont respectivement égales aux amplitudes V_o et I_o de la tension et du courant à l'entrée de la ligne.

Impédance caractéristique.

83 – Quant aux grandeurs relatives de $\vec{V}$ et de $\vec{I}$, elles sont données par la valeur de l'impédance caractéristique:

$$Z_o = \sqrt{\frac{R_1 + j L_1 \omega}{G_1 + j C_1 \omega}} = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} .$$

C'est une grandeur où ne figure plus le coefficient j, donc réelle et qui est homogène à une résistance pure, c'est pourquoi on emploie souvent l'expression de "Résistance" caractéristique à propos d'une ligne ne dissipant pas d'énergie.

L'argument de $\underline{Z}_e$ étant nul, le courant et la tension seront en phase ; leurs amplitudes seront dans le rapport :

$$V = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \times I \quad .$$

Constante de longueur d'onde, et longueur d'onde sur la ligne.

84 – Dans l'hypothèse considérée la constante de longueur d'onde, α a pour valeur :

$$\alpha = \sqrt{\frac{1}{2}\left[\sqrt{L_1^2 C_1^2 \omega^4 + L_1 C_1 \omega^2}\right]} = \omega\sqrt{L_1 C_1} \quad .$$

Cette équation nous permet de définir la longueur d'onde sur la ligne : C'est la distance λ_1 qui sépare deux points consécutifs où les tensions (ou les intensités) se retrouvent en phase :

On doit donc avoir : $\alpha \lambda_1 = 2\pi$

d'où $$\lambda_1 = \frac{2\pi}{\alpha} = \frac{2\pi}{\omega\sqrt{L_1 C_1}} \quad . \quad (31)$$

Cette formule nous donne comme vérification, la valeur de la vitesse de propagation v_1 déjà apparue au § 11 .

En effet :

$$\lambda_1 = v_1 \times T = v_1 \times \frac{2\pi}{\omega}$$

T étant la période correspondant à la pulsation ω ,

donc : $$v_1 \times \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\alpha}$$

et : $$v_1 = \frac{\omega}{\alpha}$$

soit dans le cas présent :

$$v_1 = \frac{\omega}{\omega\sqrt{L_1 C_1}} = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} \quad .$$

Pour une ligne rigoureusement sans pertes, cette quantité st égale à la vitesse de la lumière c .

85 – En résumé, dans le cas de la ligne, sans perte et sans résistance, supposée indéfinie (ou fermée sur son impédance caractéristique), les vecteurs V et I se conservent en grandeur et plaqués l'un sur l'autre le long de la ligne ; seul leur angle de phase commun tourne et cela d'une façon continue de manière à effectuer un tour complet dans le sens des retards lorsqu'on parcourt sur la ligne une distance égale à la longueur d'onde sur la ligne :

$$\lambda_1 = \frac{2\pi}{\omega\sqrt{L_1 C_1}} .$$

Représentation dans l'espace.

86 – Le lieu des extrémités du vecteur V représenté dans l'espace est une hélice régulière de pas égal à λ_1. Sur la figure on a également représenté (en traits interrompus) le lieu des extrémités du vecteur $\vec{I}$. Cette hélice se déduit de la précédente en réduisant, ou en augmentant, les vecteurs $\vec{V}$ dans le rapport $\frac{\vec{I}}{\vec{V}} = \frac{1}{|Z_c|}$.

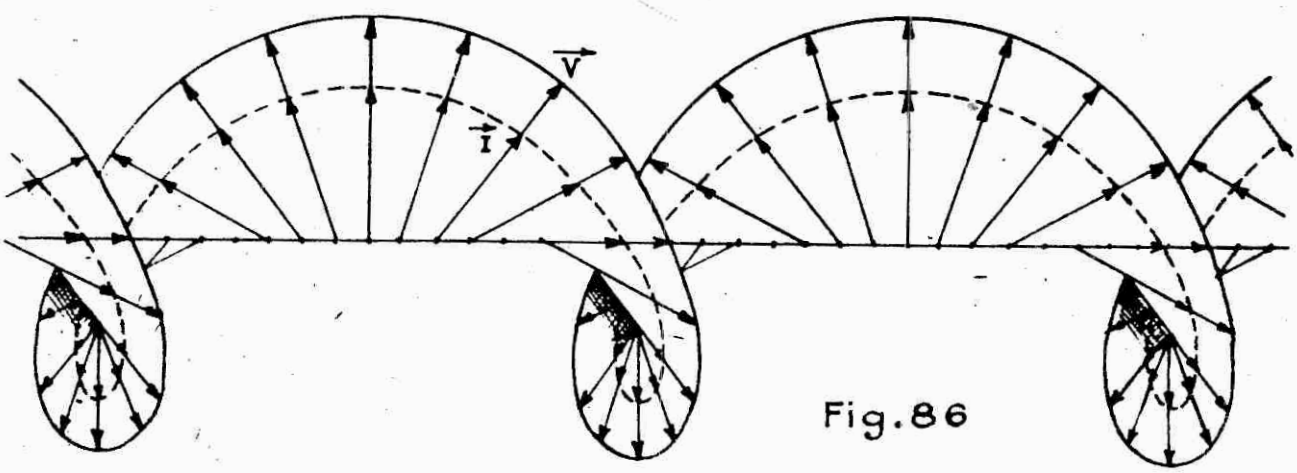


Fig. 86

Reportés sur un même diagramme comme il a été indiqué au § 23 la distribution des vecteurs $\vec{V}$ et $\vec{I}$ prend l'aspect de la figure 87 où les différents vecteurs représentés

ont été désignés par la valeur des angles $2\pi \times \frac{x}{\lambda_1}$ comptés à partir de la phase du courant et de la tension en un point quelconque A choisi comme origine.

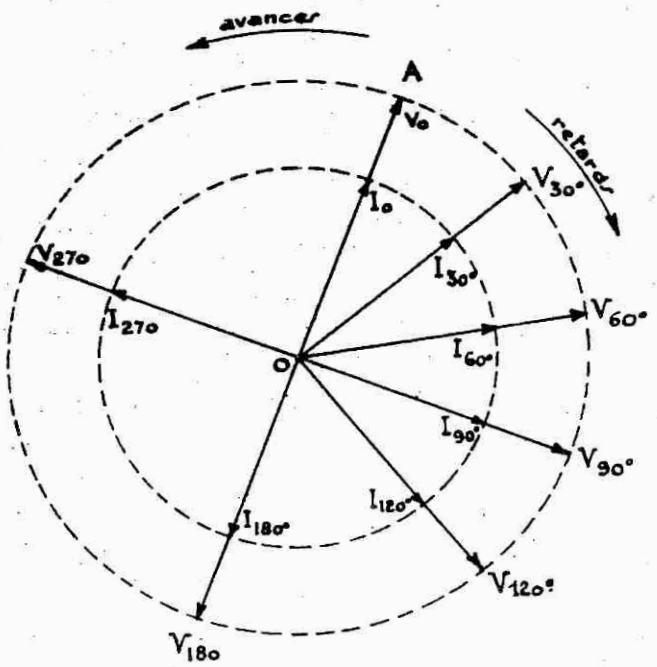
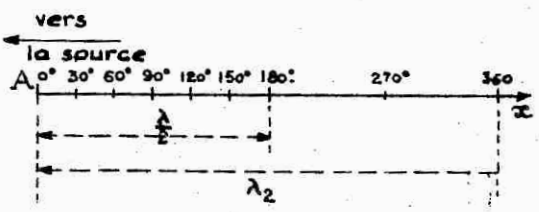


Fig. 87



Tension et intensité dans l'impédance d'utilisation.

87 – Lorqu'on a affaire à une ligne non indéfinie mais formée sur une résistance égale à l'impédance caractéristique, on obtient les vecteurs représentatifs du courant et de la tension dans cette résistance en constituant par la méthode ci-dessus indiquée les vecteurs $\vec{V}$ et $\vec{I}$ relatifs à l'extrémité de la ligne. Les vecteurs ont naturellement même grandeur qu'à l'origine de la ligne.

Puissance transmise.

88 – La puissance transmise est égale au produit $\frac{V \times I}{2}$ puisque V et I sont en phase.

Représentation des tensions et intensités réelles V et i le long de la ligne.

89 – La représentation des tensions réelles, à une époque donnée t_1, en fonction de l'abscisse x du point considéré sur la ligne, s'obtient en projetant sur le plan origine des phases (§ 22) la courbe dessinée dans l'espace par l'extrémité des vecteurs $\overrightarrow{V}$ qui a été représentée ci-dessus par la figure 86.

Le résultat est une sinusoïde t_1 telle que celle qui est tracée sur la figure 88. Sur cette même figure on a représenté également la courbe des v relative à une époque t_2 postérieure à t_1.

Cette dernière courbe se déduit de la première par une translation dans le sens des x croissants, égale à $v(t_2 - t_1)$ ou $\frac{t_2 - t_1}{\sqrt{L_1 C_1}}$.

Immédiatement au dessous de ces deux courbes, sur la figure 88, ont été figurées la répartition des charges et des courants aux divers points de la ligne aux deux époques t_1 et t_2 déjà considérées.

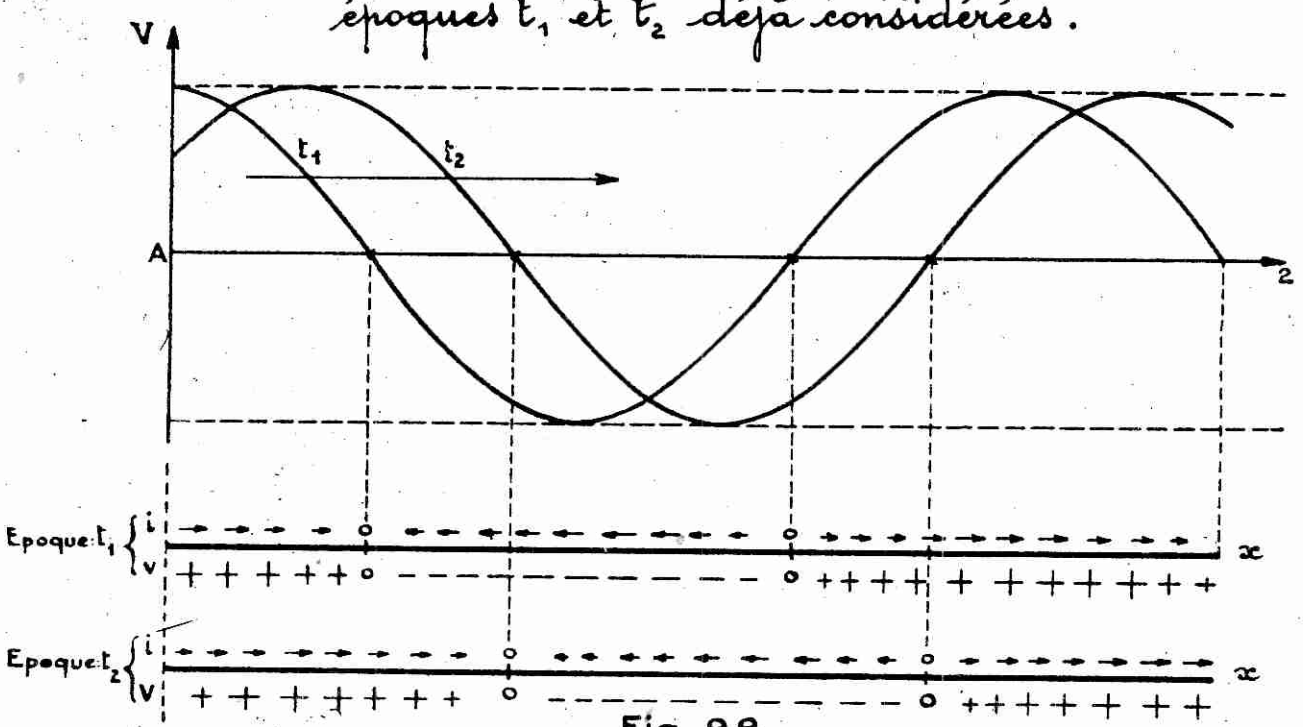


Fig. 88

2e Cas
La ligne dissipe de l'énergie

95 — Si la lampe dissipe de l'énergie, c'est que R_1 est différent de zéro, si nous supposons la ligne parfaitement isolée. Les expressions de β et de α sont alors les suivantes (§ 73) :

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{2}\left[\sqrt{(R_1^2 + L_1^2\omega^2)C_1^2\omega^2} - L_1 C_1 \omega^2\right]}$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{1}{2}\left[\sqrt{(R_1^2 + L_1^2\omega^2)C_1^2\omega^2} + L_1 C_1 \omega^2\right]} .$$

Dans les cas pratiques que l'on a généralement à examiner l'amortissement est assez faible, pour que le terme R_1 demeure petit vis-à-vis de la réactance $L_1\omega$ par unité de longueur.

La quantité sous le radical :

$$\sqrt{(R_1^2 + L_1^2\omega^2)C_1\omega} = C_1\omega\sqrt{R_1^2 + L_1^2\omega^2}$$

peut s'écrire :

$$L_1 C_1 \omega^2 \sqrt{1 + \frac{R_1^2}{L_1^2\omega^2}} \simeq L_1 C_1 \omega^2 \left(1 + \frac{R_1^2}{2 L_1^2 \omega^2}\right)$$

$$= L_1 C_1 \omega^2 + \frac{R_1^2}{2}\frac{C_1}{L_1}$$

Tenant compte de cette valeur, les expressions de β et α se simplifient :

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{2}\left[\frac{R_1^2}{2}\frac{C_1}{L_1}\right]}$$

c'est-à-dire :

$$\beta = \frac{R_1}{2}\sqrt{\frac{C_1}{L_1}} \quad . \qquad (40)$$

D'autre part :

$$\alpha = \sqrt{\frac{1}{2}\left[\frac{R_1^2\, C_1}{} + 2 L_1 C_1 \omega^2\right]} = \sqrt{L_1 C_1 \omega^2 + \frac{R_1^2 C_1}{4 L_1}} = \omega\sqrt{L_1 C_1}\sqrt{1 + \frac{R_1^2}{4 L_1^2 \omega^2}}$$

soit sensiblement :

$$\alpha = \omega\sqrt{L_1 C_1}\left(1 + \frac{R_1^2}{8 L_1^2 \omega^2}\right) . \qquad (41)$$

Impédance caractéristique

96 – La constante G_1 étant toujours supposée nulle (ligne parfaitement isolée), l'expression de $\mathcal{Z}_c$ devient (§ 29) :

$$\mathcal{Z}_c = \sqrt{\frac{R_1 + j L_1 \omega}{j C_1 \omega}} = \sqrt{\frac{L_1}{C_1} - j\,\frac{R_1}{C_1 \omega}} . \qquad (42)$$

Le module $Z_c = |\mathcal{Z}_c|$ a alors pour expression :

$$Z_c = |\mathcal{Z}_c| = \sqrt[4]{\frac{L_1^2}{C_1^2} + \frac{R_1^2}{C_1^2 \omega^2}} = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}\sqrt[4]{1 + \frac{R_1^2}{L_1^2 \omega^2}}$$

c'est-à-dire sensiblement :

$$Z_c = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}\left(1 + \frac{R_1^2}{4 L_1^2 \omega^2}\right)$$

ou encore :

$$Z_c = Z_{c.o}\left(1 + \frac{R_1^2}{4 L_1^2 \omega^2}\right) ,$$

en appelant $Z_{c.o}$ l'impédance de la ligne en l'absence d'amortissement (R_1 et G_1 nuls).

L'argument θ_c de $\mathcal{Z}_c$ est égal à la moitié de celui de la quantité comprise sous le radical de la formule (42). On a donc :

$$\theta_c = \operatorname{Arg}\mathcal{Z}_c = \frac{1}{2}\operatorname{Arg}\left(\frac{L_1}{C_1} - j\,\frac{R_1}{C_1 \omega}\right) = \frac{1}{2}\operatorname{Arg}\operatorname{tg}\left(-\frac{R_1}{L_1 \omega}\right)$$

En d'autres termes θ_c est défini par la relation :

$$\operatorname{tg} 2\theta_c = -\frac{R_1}{L_1 \omega} .$$

97 — Lorsque l'amortissement est suffisamment faible pour que l'on ait non seulement : $R_2^2 \ll L_1^2 \omega^2$, mais encore $R_1 \ll L_1 \omega$, on pourra confondre l'angle $2\theta_c$ avec sa tangente $-\frac{R_1}{L_1 \omega}$ et écrire :

$$\theta_c = -\frac{R_1}{2 L_1 \omega}$$

98 — Les différentes expressions ci-dessus de θ_c montrent que θ_c est <u>toujours négatif</u>.

L'impédance caractéristique $\vec{Z}_c$ qui se réduisait à une résistance pure $R_c = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}$ lorsque la ligne ne dissipait pas d'énergie, présente maintenant réactance qui est négative, c'est-à-dire une <u>réactance de capacité</u> (fig. 89)

99 — Comme il a été dit précédemment, les vecteurs $\vec{V}$ et $\vec{I}$, qui se confondent avec les vecteurs $\vec{V}'$ et $\vec{I}'$ du § 61 ci-dessus, tournent d'un mouvement uniforme dans le sens rétrograde quand le point considéré se déplace sur la ligne en s'éloignant de l'origine AA'. En même temps les grandeurs de $\vec{V}$ et de $\vec{I}$ vont en décroissant en suivant une loi exponentielle, avec un coefficient d'amortissement égal à $\beta = \frac{R_1}{2}\sqrt{\frac{C_1}{L_1}}$.

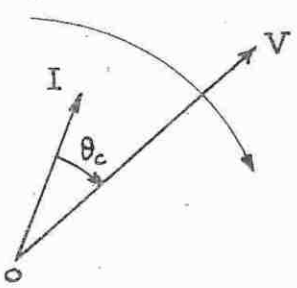


Fig. 89

100 — Ces deux vecteurs effectuent un tour complet chaque fois que le point MM' progresse sur la ligne d'une distance égale à une longueur d'onde sur la ligne. Cette longueur d'onde sur la ligne est définie par la relation (Chap. I § 13) :

$$\alpha \lambda = 2\pi$$

d'où :

$$\lambda_1 = \frac{2\pi}{\alpha} = \frac{2\pi}{\omega\sqrt{L_1 C_1}\left(1+\frac{R_1^2}{8L_1^2\omega^2}\right)} = \frac{2\pi}{\omega\sqrt{L_1 C_1}}\left(1-\frac{R_1^2}{8L_1^2\omega^2}\right)$$

ou encore :

$$\lambda_1 = \lambda_{1.0}\left(1-\frac{R_1^2}{8L_1^2\omega^2}\right),$$

en désignant par $\lambda_{1.0}$ la longueur d'onde sur la ligne lorsque celle-ci ne dissipe d'énergie.

101 — D'autre part la longueur d'onde sur la ligne λ_1 est liée à la vitesse de propagation v_1 sur cette ligne par la relation :

$$\lambda_1 = vT = \frac{v}{f} = \frac{v}{\frac{\omega}{2\pi}} = 2\pi\,\frac{v}{\omega}.$$

La comparaison des deux expressions de λ_1 donne la relation :

$$\frac{2\pi}{\alpha} = 2\pi\,\frac{v}{\omega}$$

d'où l'on tire :

$$\alpha = \frac{\omega}{v} \quad \text{ou} \quad v = \frac{\omega}{\alpha}$$

et finalement :

$$v = \frac{\omega}{\alpha} = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}\left(1-\frac{R_1^2}{8L_1^2\omega^2}\right)$$

$$= v_0\left(1-\frac{R_1^2}{8L_1^2\omega^2}\right),$$

en désignant par v_0 la vitesse de propagation sur la ligne lorsque celle-ci ne dissipe pas d'énergie. On a vu que cette vitesse v_0 était égale à la vitesse des ondes électromagnétiques dans le vide.

102 — Le fait que la ligne dissipe de l'énergie se traduit donc par une diminution de la vitesse de propagation

ou de la longueur d'onde. En pratique dans les cas que l'on rencontre en radioélectricité, la diminution de vitesse (ou de longueur d'onde) ne dépasse pas quelques centièmes (5 au maximum pour des antennes ayant un fort rayonnement).

103 — L'affaiblissement β s'exprime tout naturellement en népers par unité de longueur (Chapitre I a § 67), puisque, par définition, il y a N népers d'affaiblissement entre les tensions V_o et V lorsque l'on a entre ces trois nombres la relation : $\frac{V}{V_o} = e^{-N}$. On a donc :

$$e^{-N} = \frac{V}{V_o} = e^{-\beta x} \quad \text{et par conséquent} \quad N = \beta x .$$

En pratique on sera plutôt amené à utiliser des <u>décinépers</u> ou plus souvent encore des <u>décibels</u> (Chapitre I a § 64). Pour passer de l'affaiblissement β népers au nombre correspondant de décibels, on se rappellera la définition de l'affaiblissement de N décibels : $-N = 20 \log_{10} \frac{V}{V_o}$. Il vient donc :

$$-N = 20 \log_{10} \frac{V}{V_o} = 20 \log_{10} e^{-\beta x} = -20 \beta x \times \log_{10} e$$

$$N = 20 \beta x \times 0,434 = 8,7 \beta x .$$

Cas particulier où la réactance linéaire $L_1\omega$ est négligeable vis-à-vis de la résistance linéaire R_1.

111 — Ce cas, opposé de celui examiné dans tout ce qui précède, se présente, avec les basses fréquences, lorsque la ligne est composée de deux conducteurs extrêmement rapprochés comme cela arrive dans les câbles souterrains. Le rapprochement des conducteurs se traduit en effet par une augmentation de la capacité linéaire C_1 et une diminution corrélative de la self-induction linéaire L_1.

Les expressions des coefficients β et α deviennent alors :

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{2}\left[\sqrt{R_1^2 C_1^2 \omega^2 - L_1 C_1 \omega^2}\right]} = \sqrt{\frac{1}{2}(R_1 L_1 \omega) C_1 \omega} = \sqrt{\frac{1}{2} R_1 C_1 \omega}$$

et de même : α :

$$\alpha = \sqrt{\frac{1}{2}\left[\sqrt{R_1^2 C_1^2 \omega^2 + L_1 C_1 \omega^2}\right]} = \sqrt{\frac{1}{2}(R_1 + L_1 \omega) C_1 \omega} = \sqrt{\frac{1}{2} R_1 C_1 \omega}$$

Quant à l'impédance caractéristique $\underline{Z}_c = \sqrt{\frac{R_1 + j L_1 \omega}{G_1 + j C_1 \omega}}$ elle devient :

$$\underline{Z}_c = \sqrt{\frac{R_1}{j C_1 \omega}} = \sqrt{-j \frac{R_1}{C_1 \omega}}$$

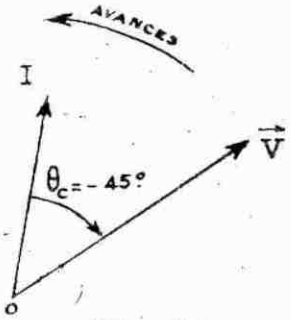


Fig. 90

son module est : $Z_c = \sqrt{\frac{R_1}{C_1 \omega}}$

son argument est : $\theta_c = \frac{1}{2}\left(-\frac{\pi}{2}\right) = -\frac{\pi}{4}$

Le vecteur $\vec{V}$ est décalé de 45° en arrière du vecteur $\vec{I}$ (fig. 90).

112 — Ce qui précède montre que, quelque soit l'amortissement de la ligne, l'argument de son impédan caractéristique est toujours compris entre 0 et − 45°. Il var de 0 à cette valeur extrême de − 45° quand l'amortissem

croît de zéro à l'infini, la valeur limite de – 45° étant pratiquement atteinte dès que la réactance linéaire $L_1 \omega$ devient petite par rapport à la résistance linéaire R_1.

Représentation géométrique

113 – La représentation géométrique dans l'espace donne comme lieu de l'extrémité du vecteur V une hélice de pas égal à λ et dont le rayon décroît progressivement de façon exponentielle ($e^{-\beta x}$).

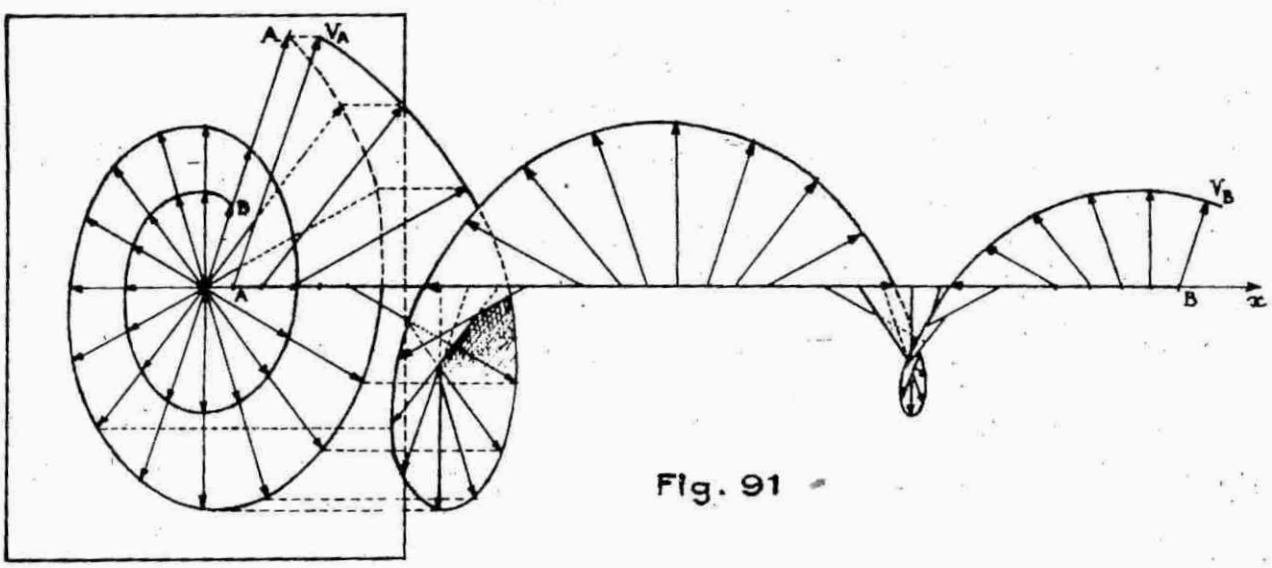
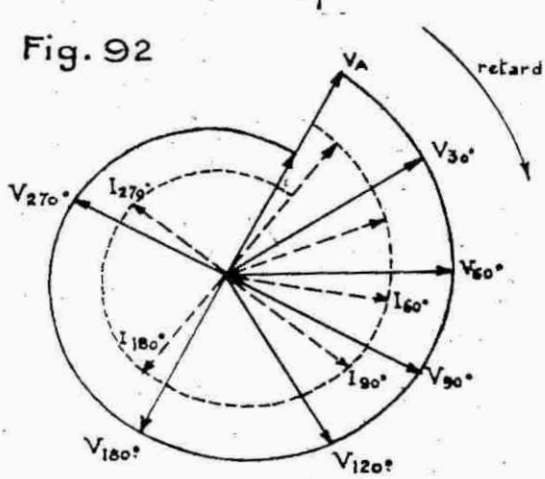


Fig. 91

Dans le plan les différents vecteurs se répartissent comme l'indique la fig. 92.

Fig. 92



Les extrémités des $\overrightarrow{V}$ sont situées sur une spirale logarithmique d'équation :

$$\rho = V_A e^{-\beta x},$$

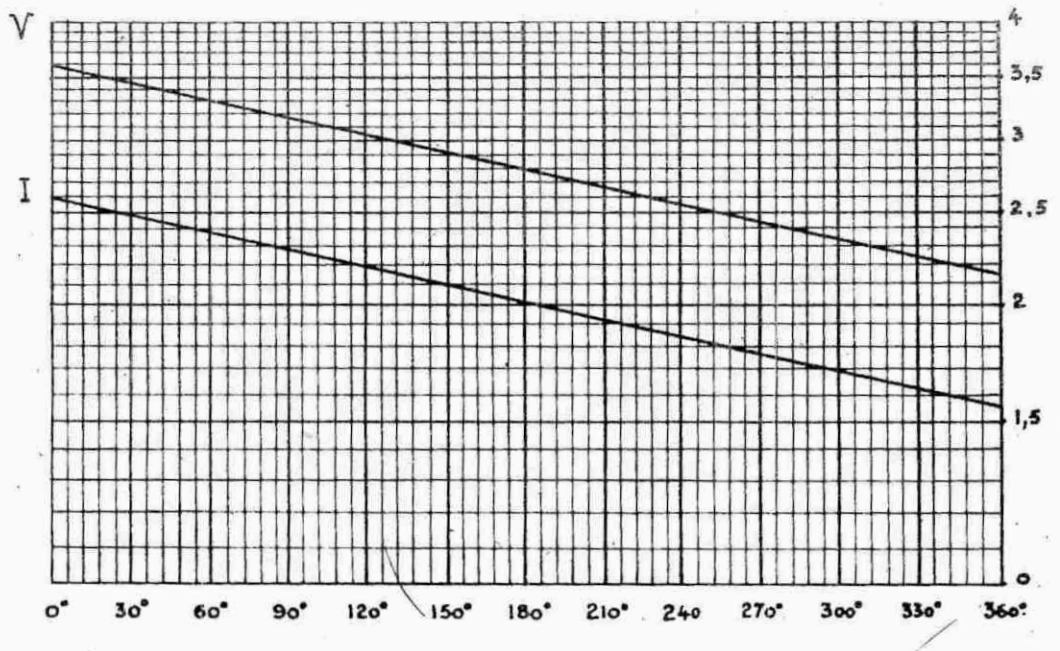
x étant l'abcisse du point considéré comptée à partir

d'une origine A où la tension est $\vec{V}_A$.

Dans cet exemple on a supposé que V_A variait dans la proportion de 5 à 3,5 pour une distance égale a λ_1 parcourue sur la ligne. Les grandeurs successives de $\vec{V}$ ont été relevées sur un quadrillage semi-logarithmique ordinaire dont un fragment est reporté ci-dessous (fig. 93).

Sur le même graphique on a porté (en traits interrompus) les vecteurs I correspondant aux vecteurs V pour une impédance caractéristique d'argument sensiblement égal à - 10 degrés.

Fig. 93



Courant et tension dans l'impédance d'utilisation.

114 — Lorsque l'on a affaire à une ligne non indéfinie, mais raccordée à son impédance caractéristique, on obtient les vecteurs courant et tension dans cette impédance en construisant par la méthode ci-dessous indiquée les vecteurs $\vec{V}_B$ et $\vec{I}_B$ correspondant à l'extrémité de la ligne.

Puissance transmise

115 — En désignant par θ_c l'argument de l'impédance caractéristique (ou de l'impédance de charge), la valeur de cette puissance sera donnée par la relation :

$$W_B = \frac{V_B I_B}{2} \cos \theta_c \quad ,$$

ou encore :

$$W_B = \left(\frac{V_A I_A}{2} \cos \theta_c\right) e^{-2\beta l}$$

$$W_B = W_A \times e^{-2\beta l} \quad .$$

W_A étant la puissance délivrée par la source et l la longueur de la ligne.

Si N est l'affaiblissement de la ligne en <u>décibels</u>, tenant compte du fait que l'affaiblissement N exprimé en décibels est égal au produit par 10 du logarithme décimal du rapport des puissances, on aura aussi la relation :

$$W_B = W_A \times 10^{-\frac{N}{10}} \quad .$$

Ondes stationnaires et pseudo-stationnaires

121 — Nous supposerons que l'on trouve en dehors des deux cas qui viennent d'être examinés :

— ligne prolongée indéfiniment

— ligne terminée par une impédance égale à son impédance caractéristique.

On se trouve alors dans le cas général où l'onde progressive et l'onde régressive existent toutes les deux dans la ligne (§ 61).

Pour avoir la tension effective en un point de la ligne on devra additionner algébriquement les tensions dues à ces deux ondes. On aura, de même, le vecteur représentatif de cette tension, en faisant la somme vectorielle des vecteurs $\overrightarrow{V'}$ et $\overrightarrow{V''}$ correspondant à ces deux ondes.

Dans l'espace l'extrémité du vecteur $\overrightarrow{V'}$ nous l'avons vu au § 61 , tournera dans le sens des <u>retards</u> en s'éloignant de la source, décrivant ainsi une sorte de vis de rayon décroissant exponentionnellement. Quant au vecteur $\overrightarrow{V''}$ il continue à tourner dans le sens des retards, mais en revenant vers la source, et tout en continuant à décroître suivant la même loi exponentielle (figure 121).

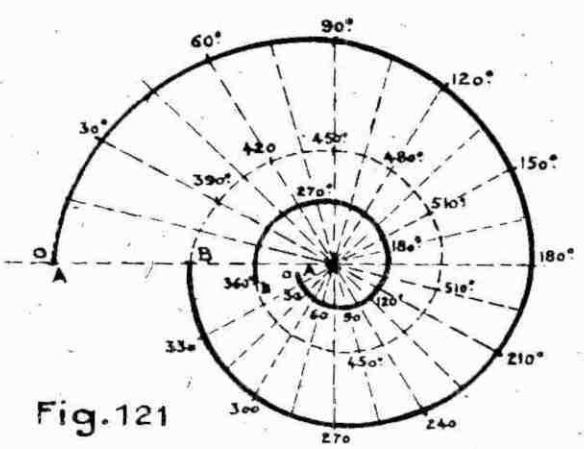


Fig.121

La détermination des positions successives du vecteur $\overrightarrow{V'}$ en différents points de la ligne se fait comme il a été dit

précédemment au sujet des ondes progressives pure . On opère de même pour les vecteurs $\vec{V}$" en se rappelant d'une part que la progression de ce vecteur se fait en sens inverse , et d'autre part que l'intensité $\vec{I}$" est décalée par rapport à $\vec{V}$" de l'angle $(\pi+\theta)$, θ_c étant l'argument de l'impédance caractéristique Z_o , et non de θ_c tout seul comme cela a lieu lorsqu'il s'agit de l'ordre directe (§ 62).

Les positions relatives des vecteurs $\vec{V}$' par rapport aux vecteurs V" sont fixées par la grandeur de l'impédance (module et argument) qui est raccordée à l'extrémité de la ligne. Cette question sera étudiée en détail plus loin (§)

Ondes stationnaires pures

122 — Le cas le plus simple qui puisse se présenter est celui où les deux vis sont des hélices de rayon constant, et le même pour les deux hélices . Cela arrive lorsque la propagation se fait sans dépense d'énergie et que la réflexion à l'extrémité de la ligne se fait sans absorption l'énergie.

La première condition suppose α nul , c'est-à-dire s constantes R_1 et G_1 nulles.

La deuxième exprime que la ligne est fermée sur re impédance purement réactive . Le module de cette pédance est indifférent . Il peut, en particulier, être infini gne ouverte) ou nul (ligne court-circuitée à son extrémité).

123 — Nous allons le vérifier pour $X = \infty$ c'est-à-dire s le cas d'une ligne ouverte à son extrémité (antenne inaire par exemple). Le calcul serait analogue pour une re court-circuitée à son extrémité, ou fermée sur une tance pure jX .

R et G étant nuls, on a (§ 27) :

$$\gamma = j\alpha = j\omega\sqrt{LC}\,.$$

Portons cette valeur dans les deux équations (15) et (20):

$$\begin{cases} \mathcal{V} = Ae^{\gamma x} + Be^{-\gamma x} = Ae^{j\alpha x} + Be^{-j\alpha x} \\ \mathcal{I} = -\frac{1}{Z_c}\left(Ae^{-\gamma x} - Be^{-\gamma x}\right) = -\frac{1}{Z_c}\left(Ae^{j\alpha x} - Be^{-j\alpha x}\right) \end{cases}$$

où A et B sont deux constantes imaginaires quelconques.

Ecrivons que, pour $x = l$, à l'extrémité de la ligne, $\mathcal{I}$ est nul :

$$\mathcal{I}_{-o} = -\frac{1}{Z_c}\left(Ae^{j\alpha l} - Be^{-j\alpha l}\right).$$

D'où la relation :

$$Ae^{j\alpha l} = Be^{-j\alpha l}.$$

124 — Telle est la relation qui lie entre elles les constantes A et B. Ces constantes ne sauraient en effet être indépendantes (§ 31 ci-dessus) puisque l'on a fixé l'impédance $\frac{\mathcal{V}_B}{\mathcal{I}}$ à l'extrémité B de la ligne ($Z_B = \infty$ dans le cas actuel).

Si l'on se fixe la tension $\mathcal{V}_o$ à l'entrée de la ligne, l'intensité $\mathcal{I}_o$ est déterminée, et réciproquement.

La relation $Ae^{j\alpha l} = Be^{-j\alpha l}$ implique l'égalité des modules des constantes A et B. En d'autres termes, on est assuré que les deux ondes voyageant sur la ligne, l'onde progressive et l'onde régressive, ont <u>toutes deux la même amplitude</u> ; les vecteurs $\vec{V}'$ et $\vec{V}''$ sont égaux et de même les vecteurs $\vec{I}'$ et $\vec{I}''$, ces quatres vecteurs étant par surcroit constants tout au long de la ligne, puisqu'il n'y a pas d'amortissement ($\beta = o$).

125 – Exprimons la valeur de la constante A en fonction de B : $A = Be^{-2j\alpha l}$, et portons cette valeur dans l'expression de $\mathcal{V}$:

$$\begin{aligned}\mathcal{V} &= Ae^{j\alpha x} + Be^{-j\alpha x}\\ &= Be^{-2j\alpha l}\, e^{j\alpha x} + Be^{j\alpha x}\\ &= Be^{-j\alpha l}\left(e^{-j\alpha l}\, e^{j\alpha x} + e^{j\alpha l}\, e^{-j\alpha x}\right)\\ &= Be^{j\alpha l}\left[e^{-j\alpha(l-x)} + e^{j\alpha(l-x)}\right]\\ &= 2Be^{j\alpha l}\,\frac{e^{j\alpha(l-x)} + e^{-j\alpha(l-x)}}{2}\\ &= 2Be^{j\alpha l}\cos\alpha\,(l-x)\end{aligned}$$

Cette expression, en termes imaginaires, est équivalente aux deux suivantes :

1°- module de $\mathcal{V} = |2B| \times$ module de $\cos\alpha\,(l-x)$

2°- { Argument de $\mathcal{V}$ = Arg B = αl, quand $\cos\alpha\,(l-x)$ est positif
Argument de $\mathcal{V}$ = Arg B = $\alpha l + \pi$, quand $\cos\alpha\,(l-x)$ est négatif.

En d'autres termes, le module varie sinusoïdalement, ou plus exactement comme la valeur absolue de la fonction $\cos\alpha\,(l-x)$, donc avec une période égale à $\frac{2\pi}{\alpha} = \lambda_1$, tandis que l'argument subit des variations brusques de π aux instants précis où le module s'annule.

Le vecteur $\vec{V}$ demeure constamment dans le plan faisant avec le plan origine des phases, un angle égal à Arg B + αl, et l'extrémité du vecteur décrit dans ce plan une sinusoïde présentant des maxima aux points d'abcisse $x = l$, $x = l - \frac{\lambda_1}{2}$, $x = l - \lambda$, $x = l - \frac{3\lambda_1}{2}$, etc. Les points où cette sinusoïde traverse son axe AB, ($\vec{V} = 0$) ont pour abcisses $x = l - \frac{\lambda_1}{4}$, $x = l - \frac{3\lambda_1}{4}$, $x = l - \frac{5\lambda_1}{4}$, etc... Tous ces points sont fixes quand le temps s'écoule et leurs positions ne dépendent que de la pulsation ω des perturbations sinusoïdales étudiées, des caractéristiques de la ligne,

et dans le cas général de l'impédance jX connectée à l'extrémité.

126 – Au lieu d'une onde progressive on a maintenant une onde stationnaire. Par analogie avec ce qui se passe sur les cordes vibrantes, les points où l'amplitude V s'annule ($x = l - \frac{\lambda_1}{4}$, etc...) sont appelés des nœuds de tension, tandis qu'on dit qu'il existe des ventres de tension aux points où cette amplitude est maximum ($x = l$, $x = l - \frac{\lambda_1}{4}$, etc...).

127 – Le calcul de $\mathcal{I}$ se conduit de la même manière que pour $\mathcal{V}$. Dans l'expression initiale de $\mathcal{I}$, faisons $A = Be^{-2j\alpha l}$, il vient :

$$\mathcal{I} = -\frac{1}{\mathcal{Z}_c}\left(Ae^{j\alpha x} - Be^{-j\alpha x}\right)$$

$$= -\frac{1}{\mathcal{Z}_c}\left(Be^{-2j\alpha l}e^{j\alpha x} - Be^{-j\alpha x}\right)$$

$$= -\frac{1}{\mathcal{Z}_c}Be^{-j\alpha l}\left[e^{-j\alpha(l-x)} - e^{-j\alpha(l-x)}\right]$$

$$= \frac{2j}{\mathcal{Z}_c}Be^{-j\alpha l}\,\frac{e^{j\alpha(l-x)} - e^{-j\alpha(l-x)}}{2j}$$

$$= \frac{2j}{\mathcal{Z}_c}Be^{-j\alpha l}\sin\alpha(l-x).$$

On a donc :

$$|\mathcal{I}| = \left|\frac{2B}{\mathcal{Z}_c}\right| \times \text{module de } \sin\alpha(l-x)$$

$$\begin{cases} \text{Arg } \mathcal{I} = \text{Arg } B + \frac{\pi}{2} - \alpha l, \text{ quand } \sin\alpha(l-x) \text{ est positif} \\ \text{Arg } \mathcal{I} = \text{Arg } B + \frac{\pi}{2} - \alpha l + \pi, \text{ quand } \sin\alpha(l-x) \text{ est négatif} \end{cases}$$

En comparant ces expressions, à celles trouvées plus

haut pour $\mathcal{Y}$, on constate que l'on a la relation :

$$\text{Arg } \mathcal{I} = \text{Arg } \mathcal{Y} + \frac{\pi}{2} .$$

Les vecteurs $\vec{I}$ sont donc, comme les vecteurs $\vec{V}$, tous contenus dans un même plan et ce plan est perpendiculaire au plan des vecteurs $\vec{V}$

L'extrémité du vecteur $\vec{I}$ décrit également une sinusoïde ayant pour axe la ligne AB elle-même. Les maxima de cette sinusoïde coïncident avec les points où le vecteur $\vec{V}$ s'annule et réciproquement le vecteur $\vec{I}$ s'annule quand $\vec{V}$ est maximum.

En d'autres termes les <u>ventres d'intensité</u> coïncident avec les noeuds de tension et les <u>noeuds d'intensité</u> avec les ventres de la tension.

128 — Le rapport $\frac{\mathcal{Y}}{\mathcal{I}}$ donne l'impédance en un point quelconque d'abcisse x sur la ligne :

$$\mathcal{Z} = \frac{\mathcal{Y}}{\mathcal{I}} = \frac{2B e^{-j\alpha l} \cos\alpha(l-x)}{j\frac{2B}{Z_c} e^{-j\alpha l} \sin\alpha(l-x)} = -j \frac{Z_c}{\text{tg}\,\alpha(l-x)} .$$

Comme il fallait s'y attendre le module de l'impédance varie comme $\frac{1}{|\text{tg}\,\alpha(l-x)|}$ et son argument varie brusquement de $-\frac{\pi}{2}$ à $+\frac{\pi}{2}$ et inversement, lorsque atteint les valeurs suivantes : $x = l - \frac{\lambda_1}{4}$, $x = l - \frac{\lambda_1}{2}$, $x = l - \frac{3\lambda_1}{4}$, $x = l - \lambda_1$, etc....

Interprétation géométrique

131 — Les résultats précédents peuvent être directement obtenus au moyen de la méthode géométrique. Nous aiterons de cette manière le cas où la ligne est fermée sur

une impédance purement réactive j.X.

Nous admettrons le problème résolu et imaginerons que la ligne est parcourue par une onde progressive et une onde régressive (§ 61) d'amplitudes égales ($V' = V''$, $I' = I''$). Quand le point considéré M se déplace sur la ligne, les vecteurs V' et V" tournent en sens inverses, avec la même vitesse et de même les vecteurs I' et I", effectuent un tour complet lorsque M s'est avancé d'une longueur d'onde λ_1 (§ 84) vers l'extrémité de la ligne.

Soit x_1 l'abcisse de l'un des points M_1 où ces deux vecteurs passent en coïncidence de phase, et soit x'ox la direction commune correspondante de ces deux vecteurs. Ces deux vecteurs étant en coïncidence, leur résultante $\vec{V_1'} + \vec{V_1''} = \vec{V_1}$ est égale à $2\vec{V_1'}$ dirigée suivant ox comme V_1' et V_1''.

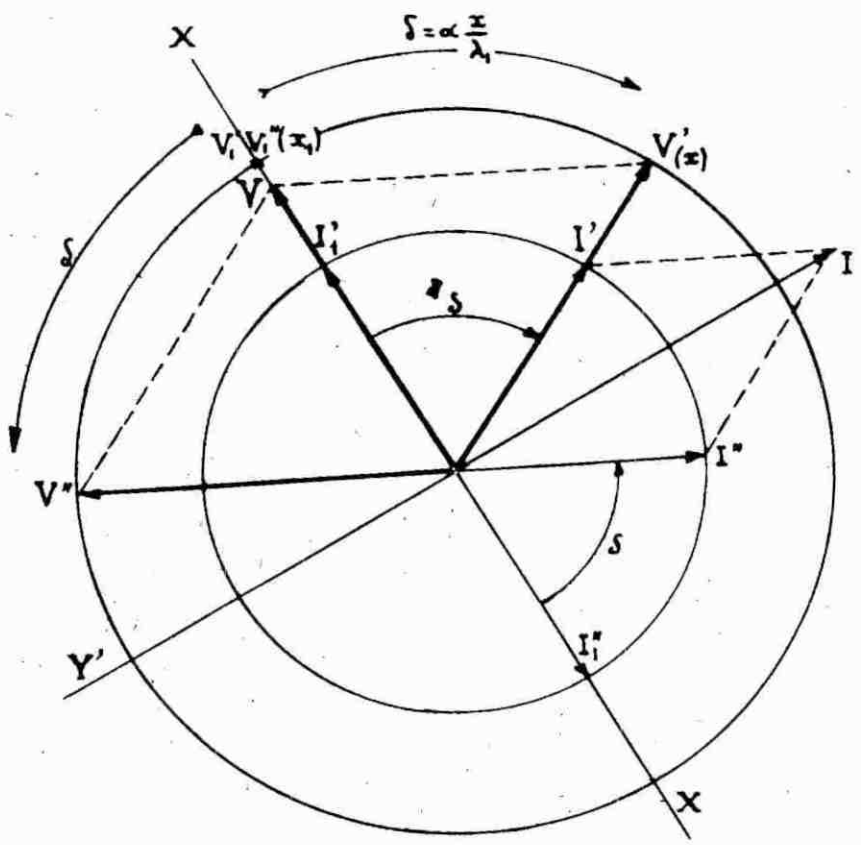


Fig. 131

Au même point M_1, d'abcisse x_1, $\vec{I_1'}$ coïncide en direction avec V_1', mais $\vec{I_1''}$ est situé dans la direction ox', opposée à ox, il est donc égal et opposé à $\vec{I'}$ et la résultante $\vec{I_1'} + \vec{I''}$ est nulle.

En un point M d'abcisse $x > x_1$

ces quatre vecteurs ont tourné chacun d'un angle $\delta = 2\pi \frac{x}{\lambda_0}$, dans un sens ou dans l'autre selon qu'ils appartiennent à l'onde directe ou à l'onde inverse (progressive ou régressive), ils sont en $\vec{V}'$ $\vec{V}''$ $\vec{I}'$ $\vec{I}''$ sur la figure 131.

Les vecteurs $\vec{V}'$ et $\vec{V}''$ sont symétriques l'un de l'autre par rapport à la direction Ox et $\vec{I}'$ et $\vec{I}''$ sont symétriques par rapport à la direction OY perpendiculaire à OX. La résultante $\vec{V} = \vec{V}' + \vec{V}''$ est donc dirigée suivant Ox et la résultante $\vec{I} = \vec{I}' + \vec{I}''$ suivant OY. Ces deux résultantes sont constamment à angle droit. Le vecteur $\vec{V}$ est en avance sur le vecteur I quand le point V' se trouve compris dans les angles XY ou $X'Y'$, et en retard dans les deux autres quadrants YX' et $Y'X$.

Ceci nous montre que l'impédance $\underline{z} = \frac{\underline{v}}{\underline{j}}$ au point M d'abcisse x est toujours une réactance pure (argument égal à $\pm \frac{\pi}{2}$). Quant au module de cette impédance ; sa valeur dépend de la position des vecteurs V' V'' I' I'' par rapport à OX et OY ; elle peut prendre n'importe quelle valeur comprise entre 0 et l'∞ puisque c'est le rapport de deux quantités $\frac{V}{I}$ dont l'une varie de $2V'$ à 0 pendant que l'autre varie de 0 à $2I'$.

132 _ On ne pourra donc avoir deux ondes (progressive et régressive) d'amplitudes égales sur la ligne qu'à la condition que celle-ci soit fermée sur une impédance dont l'argument soit égal à $\pm \frac{\pi}{2}$ la valeur du module étant d'ailleurs indifférente.

Ce module étant connu, en même temps que signe de l'argument (réactance positive ou négative) ainsi que valeur de l'impédance caractéristique $Z_c = R_c$, on

pourra construire géométriquement la position des quatre vecteurs $\vec{V}'\vec{V}''\vec{I}'\vec{I}''$ à l'extrémité de la ligne et par suite en un point quelconque.

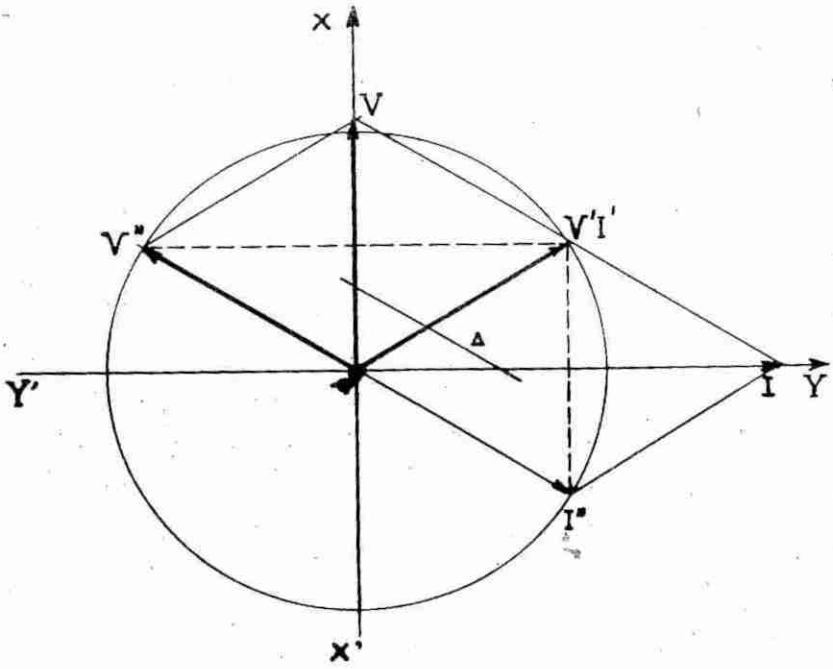


Fig.132

Tout d'abord on adoptera pour échelles des V et des I, des échelles telles que V' et I' et V" et I" soient représentées par la même longueur graphique (il suffit pour cela que l'unité d'intensité ait même grandeur que Z_c unités de tension). Dans ces conditions les extrémités de $\vec{V}'\vec{V}''\vec{I}'$ et $\vec{I}''$ seront situées sur le même cercle (fig.132) et la droite qui joint les extrémités des vecteurs résultants $\vec{V}$ et $\vec{I}$ est parallèle à la direction des vecteurs $\vec{V}''$ et $\vec{I}''$. D'autre part le rapport des longueurs OV à OI est égal à la réactance X. La direction VI est donc imposée par la valeur de cette réactance.

133 — En se donnant à priori le cercle (C) et les directions perpendiculaires OX et OY (mais en se réservant de définir plus tard les échelles elles-mêmes) il est possible de construire la direction Δ de la droite VI et par conséquent d'obtenir d'abord les vecteurs $\vec{V}''$ et $\vec{I}''$, puis par symétries autour de OX et de OY les vecteurs $\vec{V}'$ et $\vec{I}'$. Ces quatre vecteurs se rapportent à l'extrémité de la ligne

Il est ensuite aisé de "remonter" jusqu'en un point M quelconque sur la ligne, d'abcisse x connue, et, en particulier, jusqu'à l'origine. En composant les vecteurs $\vec{V}_o'$ et $\vec{V}_o''$ on obtient la tension résultante $\vec{V}_o$. Si la valeur de celle-ci est par ailleurs donnée, les échelles graphiques se trouvent, par le fait-même, déterminées.

134 — Quand la réactance terminale X donnée est infinie, cas d'une ligne "ouverte" à son extrémité la direction Δ coïncide avec OX et l'extrémité de la ligne est un ventre de tension et un noeud d'intensité.

C'est l'inverse qui se passe quand la réactance X est nulle, (cas d'une ligne court-circuitée à son extrémité), la direction Δ coïncide avec OY, l'extrémité de la ligne est un ventre de courant et un noeud de tension.

135 — L'ensemble des vecteurs $\vec{V}$ et $\vec{I}$ est représenté par la figure 133 dans l'hypothèse où la ligne serait ouverte à son extrémité B. Ce point est un ventre de tension et un noeud d'intensité ($I = 0$). Dans le cas général on trouve à l'origine de la ligne une tension $\vec{V}_o$ et une intensité $\vec{I}_o$ en quadrature. Il peut cependant arriver que l'on ait une intensité $\vec{I}_o$ nulle, donc un ventre de tension et un noeud de courant (si la longueur de la ligne AB est égale à un nombre entier de demi-longueurs d'ondes), ou inversement une tension $\vec{V}_o$ nulle, donc un noeud de de tension et un ventre de courant si la longueur de la ligne est égale à un nombre impair de quarts de longueurs d'ondes.

136 — De toute manière on constate bien que la

puissance active fournie par la source à la ligne est <u>nulle</u> et il serait d'ailleurs difficile qu'il en fut autrement, puisque ni l'impédance terminale, ni la ligne, ne consomment d'énergie.

137 — L'orientation du système des deux plans des $\vec{I}$ et $\vec{V}$ dépend uniquement de la phase de la tension $\vec{V}_0$ ou de l'intensité $\vec{I}_0$ qui alimente la ligne.

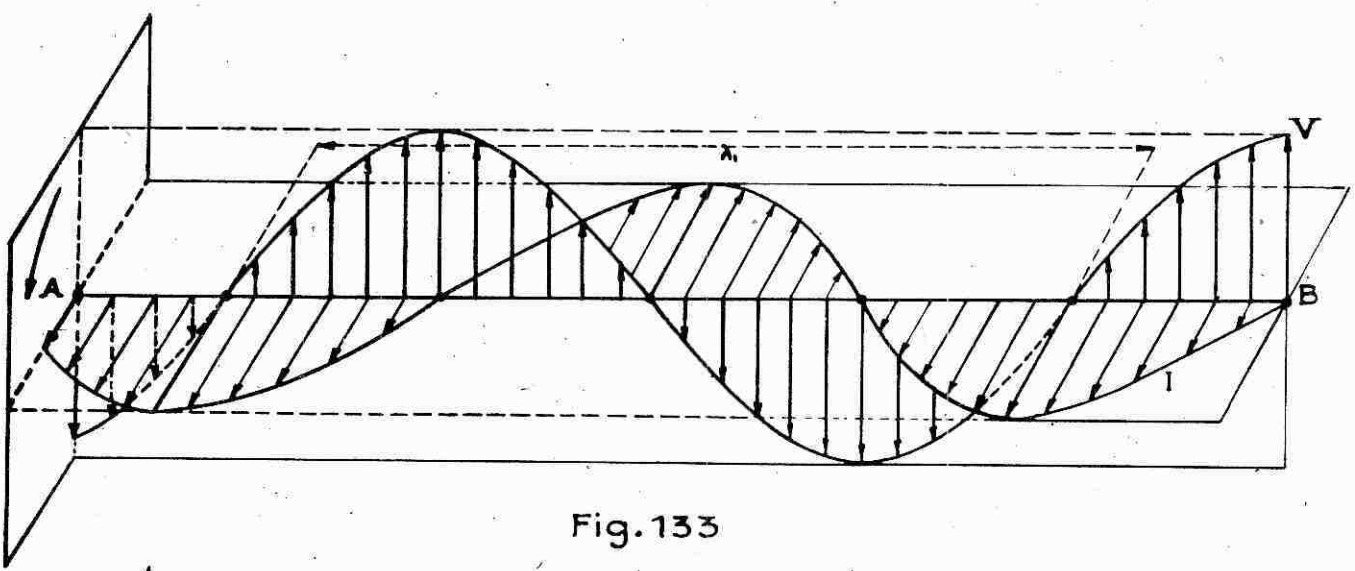


Fig. 133

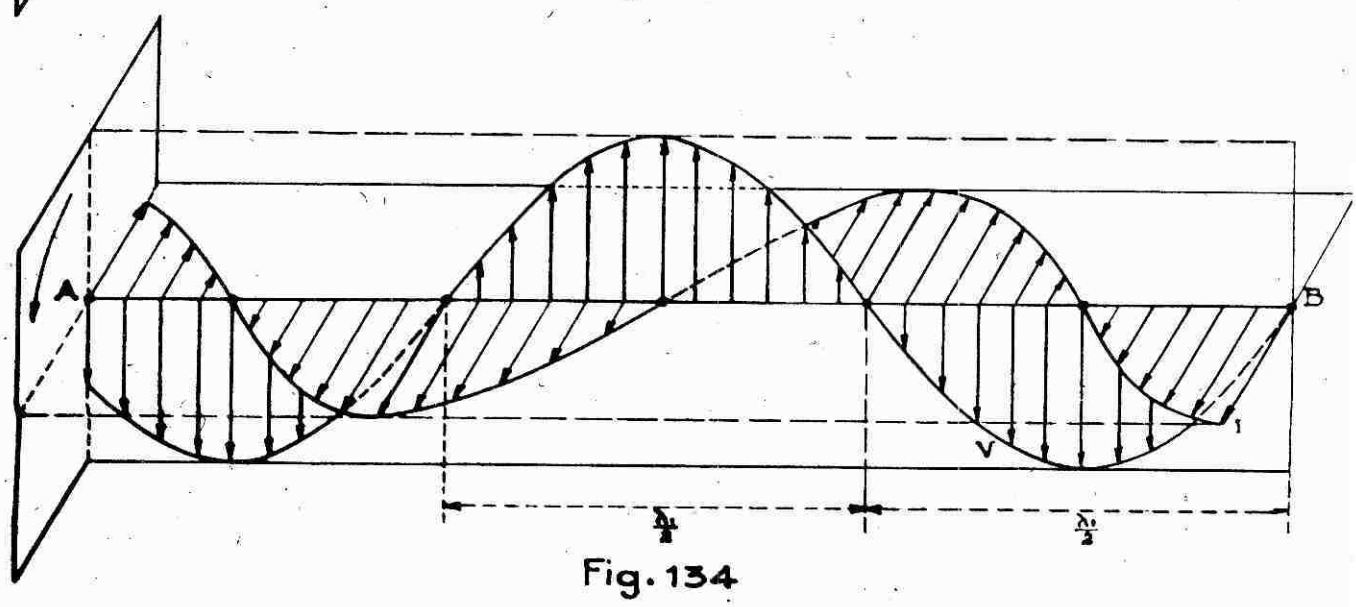


Fig. 134

138 — La figure 134 représente le cas où la réactance terminale est nulle (ligne court-circuitée à son extrémité) ; enfin la figure 135 est relative au cas ou la ligne débite dans une réactance terminale jX de valeur finie. Cette réactance a été choisie négative dans l'exemple considéré, comme si elle était constituée par un condensateur (sans pertes).

On observera que ces deux dernières figures se déduisent de la précédente au moyen d'une translation de l'ensemble des vecteurs $\vec{V}$ et $\vec{I}$ suivant l'axe de la ligne elle-même. La tension V_0 et l'intensité $\vec{I}_0$ à l'entrée dépendent donc des trois facteurs suivants :

— grandeur et signe de la réactance terminale.

— longueur de la ligne.

— valeur de la longueur d'onde sur la ligne ; celle-ci est d'ailleurs égale à la vitesse de la lumière puisque la propagation sur la ligne se fait sans pertes d'énergie (amortissement nul).

Représentation graphique des valeurs instantanées v et i de la tension et du courant le long de la ligne à une époque donnée.

141 — Les courbes donnant la tension $v(x)$ et le courant $i(x)$ en fonction de l'abcisse x seront, comme précédemment (§ 89), obtenues en projetant la courbe tracée par les extrémités des vecteurs $\vec{V}$ et $\vec{I}$, sur un plan passant par l'axe AB et tournant autour de cet axe avec une vitesse angulaire égale à $-\omega$ (Chap. III a § 3) ; on peut aussi laisser le plan de projection fixe et faire tourner l'ensemble des vecteurs $\vec{V}$ et $\vec{I}$ autour de AB,

avec une vitesse angulaire $+\omega$.

Quel que soit la méthode adoptée, on obtient sur le plan de projection des sinusoïdes ayant AB pour axe et dont les points de rencontre avec cet axe demeurent fixes quand le temps s'écoule, mais dont les élongations varient, toutes ensemble, sinusoïdalement en fonction du temps, en restant d'ailleurs proportionnelles aux longueurs des vecteurs $\vec{V}$ et $\vec{I}$ relatifs aux différents points de la ligne.

Les figures 141 à 144 représentent les courbes $v(x)$ et $i(x)$ à 6 époques successives $t_1\ t_2 \ldots\ldots t_6$.

L'époque t_1 coïncide avec un des instants où le plan des $\vec{V}$ se confond avec le plan de projection. Les tensions v sont maxima en tous les points de la ligne. La valeur de la tension v en fonction de l'abcisse x est donnée par la sinusoïde en trait plein de la figure 142. L'intensité i est nulle en tous les points de la ligne.

L'époque t_2 est postérieure à t_1, mais l'intervalle $t_2 - t_1$ est inférieure à un quart de période ($t_2 - t_1 < \frac{T}{4}$ ou $t_2 - t_1 < \frac{\pi}{2\omega}$). L'ensemble des vecteurs $\vec{V}$ et $\vec{I}$ a tourné d'un angle inférieur à $\frac{\pi}{2}$ dans le sens marqué par la flèche sur la figure 141. La valeur absolue de la tension v a diminué en tous les points de la ligne. Par contre un certain courant i a pris naissance dont la valeur en fonction de l'abcisse x est donnée par la sinusoïde en traits interrompus (- - - - - - - -) de la figure 144.

L'époque t_3 est postérieure d'un quart de période exactement, à l'époque t_1. La tension v s'est annulée tout au long de la ligne et l'intensité i atteint, en valeur absolue son maximum en chaque point de la ligne ; la courbe $i(x)$ correspondante est tracées en traits mixtes (— · — · — · —) sur la figure

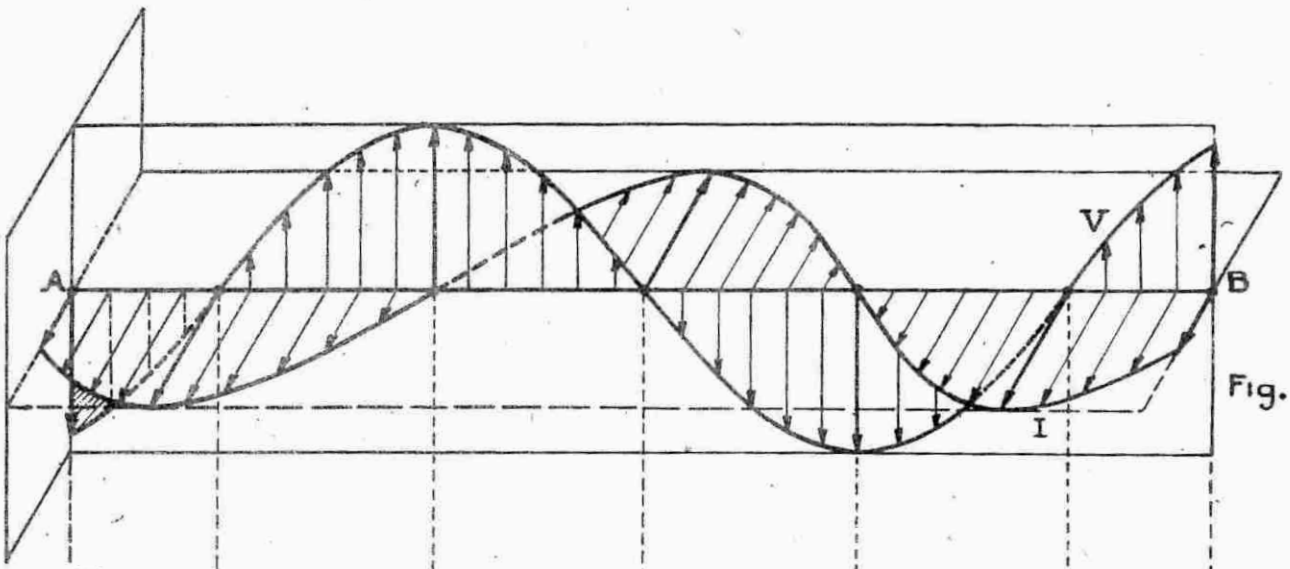


Fig.

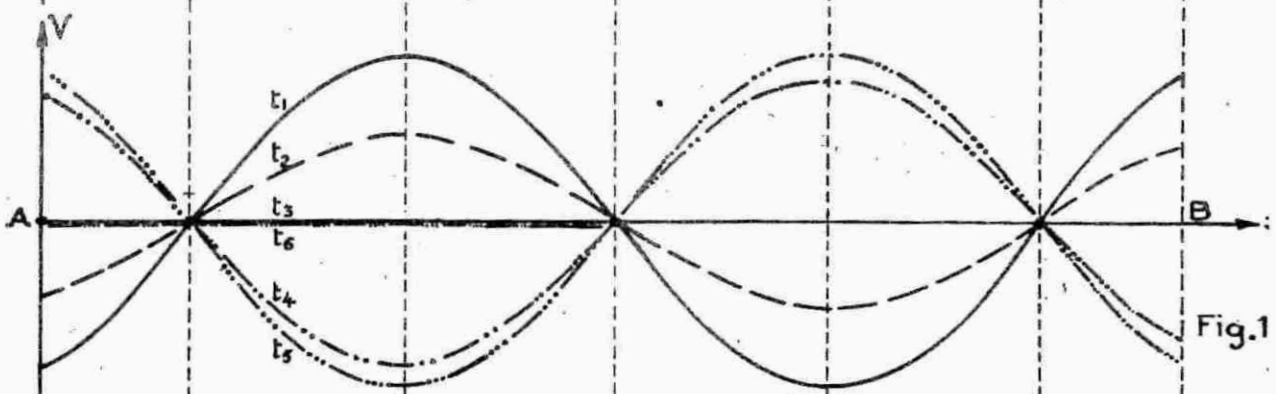
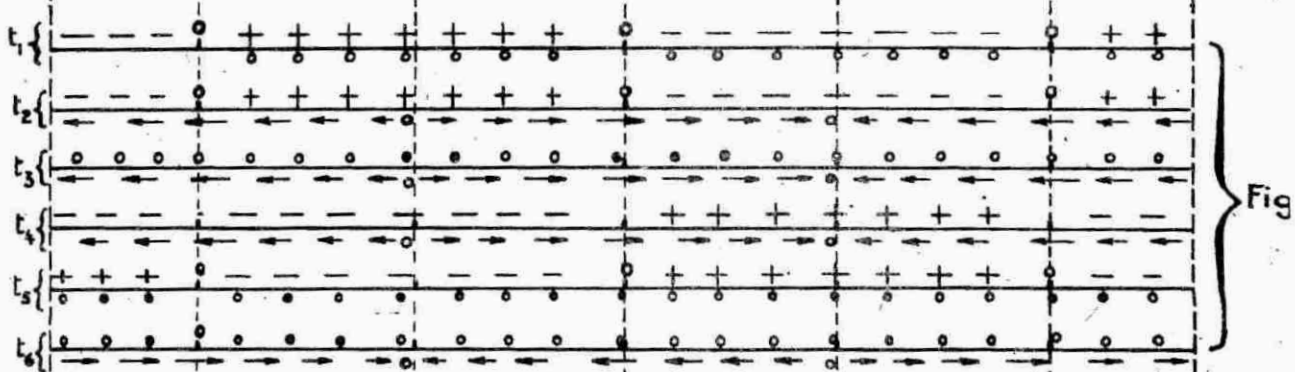


Fig.1



Fig

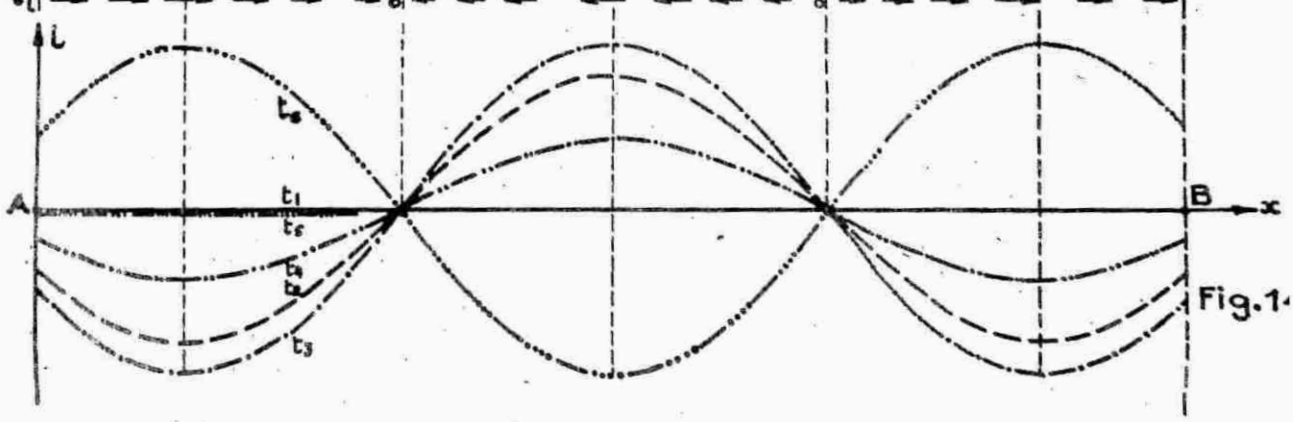


Fig.1

L'époque t_4 est comprise entre $t_1 + \frac{\pi}{2}$ et $t_1 + \pi$. Les tensions v ont changé de signe et les courants i ont diminué en valeurs absolues. La tension $v(x)$ et le courant $v(x)$ sont représentés en fonction de l'abcisse x par les courbes (—··—··—··—··—) des figures 142 et 144.

L'époque t_5 est égale à $t_1 + \pi$. Les intensités et les tensions sont respectivement égales et de signes contraires à celles qui existaient à l'époque t_1. Le courant i est donc nul partout sur la ligne, et v atteint à nouveau sa valeur absolue maximum (courbes en traits ——···——···——··—— des figures 142 et 144).

Enfin l'époque t_6 est postérieure de trois quarts de période à t_1. Les intensités et les tensions sont respectivement égales et opposées à celles de l'époque $t_3 = t_1 + \frac{\pi}{2}$. La tension v est nulle sur toute la ligne et i présente son maximum de valeur absolue (courbes — — ·· — — ·· — — ·· — — des figures 142 et 144).

Variation de l'impédance $\mathcal{Z} = \frac{v}{j}$ le long de la ligne

145 — L'expression de l'impédance en un point A_1 distant de l_1 de l'extrémité fermée sur une impédance $\mathcal{Z}_2$ est donnée par la formule (31) du § 44.

$$\mathcal{Z}_1 = \mathcal{Z}_c \frac{\mathcal{Z}_2 \operatorname{Ch} \gamma l_1 + \mathcal{Z}_c \operatorname{Sh} \gamma l_1}{\mathcal{Z}_c \operatorname{Ch} \gamma l_1 + \mathcal{Z}_2 \operatorname{Sh} \gamma l_1} .$$

Si x désigne l'abcisse du point A_1, l étant la longueur totale de la ligne, on aura :

$$l_1 = (l - x) .$$

D'autre part dans les hypothèses où l'on s'est placé, on a :

$$\mathcal{Z}_2 = j X_2 \quad \text{et} \quad \gamma = j\alpha .$$

En remplaçant l_1, $\mathcal{Z}_2$ et γ par ces valeurs dans l'expression de $\mathcal{Z}_1 = \mathcal{Z}$ on trouve :

$$\mathcal{Z} = \mathcal{Z}_c \frac{j X_2 \operatorname{Ch} j\alpha (l-x) + \mathcal{Z}_c \operatorname{Sh} j\alpha (l-x)}{\mathcal{Z}_c \operatorname{Ch} j\alpha (l-x) + j X_2 \operatorname{Sh} j\alpha (l-x)} .$$

Or on a vu au Chapitre III a (§ 231) que :

$$\operatorname{Ch} jx = \cos x \quad \text{et} \quad \operatorname{Sh} jx = j \sin x$$

(relation qui sont d'ailleurs immédiates si on remplace les lignes hyperboliques et sinusoïdales par leurs expressions en fonction de l'exponentielle).

Compte-tenu de ces deux relations, $\mathcal{Z}$ se met sous la forme :

$$\mathcal{Z} = \mathcal{Z}_c \frac{j X_2 \cos\alpha (l-x) + j \mathcal{Z}_c \sin\alpha (l-x)}{\mathcal{Z}_c \cos\alpha (l-x) + j^2 X_2 \sin\alpha (l-x)} ,$$

c'est-à-dire :

$$\mathcal{Z} = j \mathcal{Z}_c \frac{X_2 \cos\alpha (l-x) + \mathcal{Z}_c \sin\alpha (l-x)}{\mathcal{Z}_c \cos\alpha (l-x) - X_2 \sin\alpha (l-x)} .$$

146 — Pour simplifier cette formule, et faire apparaître au numérateur et au dénominateur le sinus ou le cosinus d'une somme ou d'une différence (voir au Chap. I a (§ 27) les formules d'addition des lignes trigonométriques), posons :

$$X_2 = A \sin \delta \quad \text{et} \quad Z_c = A \cos \delta .$$

Il est évident que l'on aura A et δ par les formules :

$$A^2 = X_2^2 + Z_c^2 \qquad \text{et} \quad \operatorname{tg} \delta = \frac{X_2}{Z_c} .$$

L'expression de Z devient :

$$Z = j Z_c \frac{A \sin \delta \cos \alpha (l-x) + A \cos \delta \sin \alpha (l-x)}{A \cos \delta \cos \alpha (l-x) \quad A \sin \delta \sin \alpha (l-x)}$$

$$= j Z_c \frac{\sin [\delta + \alpha (l-x)]}{\cos [\delta + \alpha (l-x)]}$$

$$= j Z_c \operatorname{tg} [\delta + \alpha (l-x)]$$

Posons encore : $\delta = \alpha x_0$, on aura :

$$Z = j Z_c \operatorname{tg} \alpha (l + x_0 - x) .$$

147 — On retrouve un résultat déjà connu, à savoir que l'impédance Z est toujours une réactance pure. Posons donc :

$$Z = jX , \quad \text{on aura :}$$

$$X = Z_c \operatorname{tg} \alpha (l + x_0 - x) .$$

La réactance X varie comme la tangente trigonométrique d'un angle proportionnel aux déplacements du point considéré (celui auquel se rapporte l'impédance Z que nous avons calculée) sur la ligne.

148 — La quantité $(l + x_0 - x)$ représente en effet la distance qui sépare le point M de l'extrémité fictive B' de la ligne supposée prolongée, au delà de B, d'une longueur égale à $x_0 = \frac{\delta}{\alpha} = \delta \times \frac{\lambda}{2\pi}$. On peut dire aussi que c'est l'abcisse x' comptée positivement vers la gauche, du point M, à partir de cette extrémité fictive B' comme origine. L'expression de X peut s'écrire :

$$X = Z_c \operatorname{tg} x'$$

Les variations de X, en fonction de cette nouvelle variable x' (qui est comptée positivement vers la gauche) est donnée par la courbe de la figure 145 (voir au Ch. I a § 26 les variations des fonctions trigonométriques). On en déduit les variations de la réactance X le long de la ligne elle-même, dès que l'on a placé sur l'axe Bx', l'extrémité réelle B de cette ligne. Le point B est situé (vers la gauche) à une abcisse $x' = x_0 = \frac{\delta}{2\pi} \lambda_1$, avec $\operatorname{tg} \delta = \frac{X}{Z_c}$.
Examinons quelques cas particuliers :

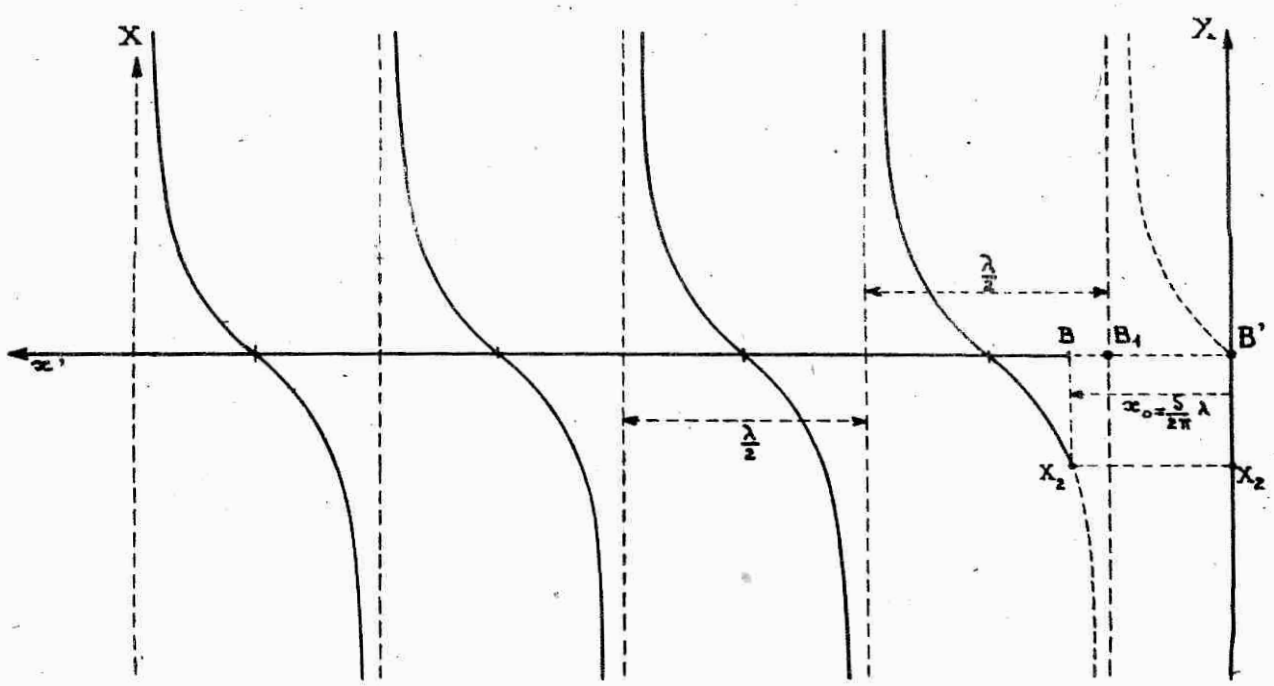


Fig. 145

1°- La ligne est ouverte à son extrémité : $X_2 = \infty$

149 - On a alors $\operatorname{tg} \delta = \infty$, $\delta = \frac{\pi}{2}$, $x_0 = \frac{\frac{\pi}{2}}{2\pi} \lambda = \frac{\lambda}{4}$.

Le point B vient en B_1, à $\frac{\lambda}{4}$ de l'extrémité fictive B'.

Quand le point M se déplace sur la ligne à partir de B, la réactance est d'abord négative et très élevée en valeur absolue. La partie de la ligne à droite de M présente une impédance de capacité, dont la valeur absolue diminue quand $BM = l - x$ augmente.

Lorsque $BM = \frac{\lambda}{4}$ l'impédance $\dot{Z} = j X$ s'annule, on dit que la ligne MB est en résonance. Le même phénomène se produit d'ailleurs pour tous les points M distant de B d'un nombre impair de quarts de longueur d'onde tous ces points sont des noeuds d'intensité et des ventres de courant.

Lorsque $(l - x)$ continue de croître, la réactance X devient positive et la portion de ligne située à droite de M présente une réactance de self, qui croît elle-même jusqu'à ce que M se trouve à une distance $(l - x)$ de l'extrémité B, qui soit égale à une demi-longueur d'onde. A ce moment la réactance X est infinie, on dit que la ligne MB est en anti-résonance ; le phénomène est d'ailleurs le même en tous les points de la ligne, distants d'un nombre entier de demies longueur d'ondes de l'extrémité B. En tous ces points M se trouvent des noeuds de courant et des ventres de tension.

Si on continue d'augmenter la distance BM. La réactance X saute brusquement de $+\infty$ à $-\infty$; l'impédance de la portion de ligne située à droite de M est, à nouveau, une réactance de capacité ; cette réactance décroît, en valeur absolue quand $(l - x)$ continue d'augmenter, et ainsi de

suite, comme précédemment.

On observera d'ailleurs qu'en tous points M distants les uns des autres d'une longueur égale à une demi-longueur d'onde, l'impédance $\mathcal{Z} = jX$ reprend identiquement la même valeur. La période de variation de l'impédance $\mathcal{Z}$ sur la ligne est moitié de celle des variations de la tension ou de l'intensité.

2°- La ligne est court-circuitée à son extrémité : $X_2 = 0$.

150 _ On a alors $\operatorname{tg}\delta = 0$, $\delta = 0$ (à π près), $x_0 = 0$.

Le point B coïncide avec le point B'

Quand le point M se déplace sur la ligne à partir de B, la réactance X est d'abord positive (réactance de self) ; elle croît et devient infinie lorsque M est à un quart de longueur d'onde de l'extrémité B. La ligne MB est à l'anti-résonance. La réactance X passe alors brusquement de $+\infty$ à $-\infty$ et on retrouve les mêmes phénomènes que dans le cas où la ligne était ouverte à son extrémité, mais avec un décalage de toutes les abcisses vers l'origine de la ligne, décalage qui est égal à $\frac{\lambda}{4}$.

Ondes pseudo-stationnaires

161 — Le cas qui vient d'être étudié et qui est caractérisé par la présence d'ondes stationnaires avec des noeuds de tension et des noeuds d'intensité (où la tension où l'intensité sont nulles à tous moments) ne correspond pas en toute rigueur à la pratique réelle.)

En effet, l'entretien d'un courant dans une portion de circuit implique toujours une déponse d'énergie, si minime soit elle ; la ligne étant alimentée par un de ses cotés, il faut qu'une certaine énergie se propage sur la ligne pour aller alimenter les portions qui sont le siége de courants (dits stationnaires).

Ainsi qu'il a été dit au Chapitre III a (§ 15), de l'énergie ne peut-être transmise le long de la ligne qu'à la condition qu'en tous points de cette ligne, le courant $\vec{I}$ comporte une composante (non nulle) en phase avec la tension $\vec{V}$, ou, ce qui revient au même, que la tension $\vec{V}$ comporte en tous les points de la ligne, une composante (non nulle) qui soit en phase avec le courant.

On voit qu'il ne peut exister aucun point de la ligne où s'annule l'un ou l'autre des deux vecteurs $\vec{V}$ et $\vec{I}$. Il s'en suit, pratiquement, que les noeuds de courant, ou de tension sont, en réalité constitués par des minima dont la grandeur est d'autant moins négligeable que l'énergie transmise est plus grande.

Ce sera notamment le cas dans deux circontances :

— soit qu'il s'agisse de transporter de l'énergie d'un bout à l'autre de la ligne (cas des "feeders" d'alimentation des antennes).

— soit que la ligne dissipe elle-même de l'énergie (cas des antennes qui "rayonnent" de l'énergie à distance).

Dans le cas général il y a transport et dissipation d'énergie. Nous examinerons d'abord le cas où il s'agit d'un transport sans dissipation d'énergie.

1er Cas - La ligne ne dissipe pas d'énergie.

162 - Les constantes R et G sont supposées nulles, et la ligne débite dans une impédance qui est différente de l'impédance caractéristique, sinon on aurait affaire à des ondes progressives d'amplitude constante (§ 71).

Dans le cas présent l'onde progressive et l'onde régressive existent toutes les deux dans la ligne, mais le coefficient d'amortissement étant nul, ces deux ondes ont des amplitudes constantes tout le long de la ligne.

Une méthode simple permet de ramener ce cas à ceux précédent étudiés. Elle consiste à décomposer l'onde directe $\overrightarrow{V}'$ en deux ondes $\overrightarrow{V_1}'$ et $\overrightarrow{V_2}$, $\overrightarrow{V_1}$ ayant même amplitude que l'onde régressive V".

La combinaison de V_1' et de V" donne une onde stationnaire du type précédemment examiné au (§122) et il reste V_2' qui se propage suivant une onde progressive pure.

Tout se passe comme si l'on avait superposé dans la ligne :

— une onde stationnaire pure

— une onde progressive pure

Cette manière de voir les phénomènes est appelée à rendre des services dans certains cas.

Distribution des vecteurs tension et intensité le long de la ligne.

163 _ Pour avoir la distribution des vecteurs $\vec{V}$ et $\vec{I}$ relatifs aux différents points de la ligne, nous effectuerons la composition, d'une part, des vecteurs tension $\vec{V}'$ et $\vec{V}''$ appartenant à l'onde directe et à l'onde inverse, et d'autre part des vecteurs intensités $\vec{I}'$ et $\vec{I}''$ appartenant à ces mêmes ondes.

L'affaiblissement β étant nul, on aura $\gamma = j\alpha$ et Z_c réelle. Les expressions de $\mathcal{V}$ et de $\mathcal{I}$ pourront s'écrire:

$$\begin{cases} \mathcal{V} = \mathcal{V}' + \mathcal{V}'' = A e^{j\alpha x} + B e^{-j\alpha x} \\ \mathcal{I} = \mathcal{I}' + \mathcal{I}'' = -\frac{1}{Z_c}\left(A e^{j\alpha x} - B e^{-j\alpha x}\right) \end{cases}$$

Ces relations montrent déjà que les modules des quatre quantités $\mathcal{V}'$ $\mathcal{V}''$ $\mathcal{I}'$ et $\mathcal{I}''$, respectivement égaux à $|A|$, $|B|$, $\frac{|A|}{Z_c}$ et $\frac{|B|}{Z_c}$, sont des constantes tout au long de la ligne.

164 _ Ce point étant acquis, nous demanderons à la représentation vectorielle de nous donner la solution du problème.

D'après ce que nous avons vu au paragraphe précédent, les vecteurs $\vec{V}'$ et $\vec{V}''$ inégaux dans le cas général, avec $V' > V''$, décrivent, dans le plan, des <u>cercles</u> de rayons V' et V'', quand le point M considéré se déplace sur la ligne. Ces deux vecteurs tournent en sens contraire l'un de l'autre, à raison d'un tour complet pour un déplacement du point M égal à une longueur d'onde.

Nous supposerons encore que les échelles graphiques pour les tensions et les intensités ont été choisies de telle

manière que la tension $Z_c \times J$ soit représentée par la même longueur graphique que l'intensité J.

Grâce à cette hypothèse (et au fait que Z_c est réel) le vecteur $\vec{I}'$ coïncide avec $\vec{V}'$, et $\vec{I}''$ se trouve être un vecteur exactement opposé à $\vec{V}''$. Les extrémités des vecteurs $\vec{I}'$ et $\vec{I}''$ se trouvent sur les cercles de rayons V' et V'' déjà tracés.

Soit $M_1(x_1)$ une des positions du point M pour laquelle les vecteurs $\vec{V}'$ et $\vec{V}''$ passent en concordance de phase. On a alors l'égalité arithmétique $V_1 = V_1' + V_1''$. Le vecteur $\vec{V}$ passe par un maximum dont la direction Ox se confond avec celle de V' et de V'' (fig. 163).

Par contre, au même moment le vecteur $\vec{I}'_1$ (qui coïncide avec V_1') et le vecteur $\vec{I}''_1$ (qui est en opposition avec V_1'') sont eux-même en opposition, leur résultante, dirigée suivant $\vec{I}''_1$ c'est-à-dire $\vec{I}_1$, est égale à la différence arithmétique $I_1 = I'_1 - I''$. Le vecteur I passe par un maximum.

165 — Pour un point M(x) de la ligne (situé à une distance de M_1 inférieure à un quart de longueur d'onde) les vecteurs V' et V'' occupent dans le plan des positions telles que celles indiquées sur la figure 163, avec :
angle $\widehat{XOV'} = -\alpha(x - x_1)$ et $\widehat{XOV''} = +\alpha(x - x_1)$.

La résultante des deux vecteurs $\vec{V}'$ et $\vec{V}''$ est un vecteur $\vec{V}$, dont il est aisé de voir que l'extrémité décrit une ellipse de centre O quand x varie. En effet appelons $\vec{V}'_x$ et $\vec{V}'_y$ les composantes de $\vec{V}'$ suivant la direction Ox et la direction perpendiculaire Oy. Appelons de même $\vec{V}''_x$ et $\vec{V}''_y$ les composantes de $\vec{V}''$ suivant les mêmes axes. On a :

$$\begin{cases} V_x = V'_x + V''_x = (V' + V'')\cos\alpha x \\ V_y = V'_y + V''_y = (V' - V'')\sin\alpha x \end{cases}$$

V_x et V_y sont deux vecteurs perpendiculaires dont les grandeurs varient sinusoïdalement avec un déphasage de $\frac{\pi}{2}$. On a vu au Chap. III (§ 79) que l'extrémité de la résultante de deux vecteurs semblables décrit une ellipse. Dans le cas actuel on a :

$$\frac{V_x^2}{(V'+V'')^2} + \frac{V_y^2}{(V'-V'')^2} = 1.$$

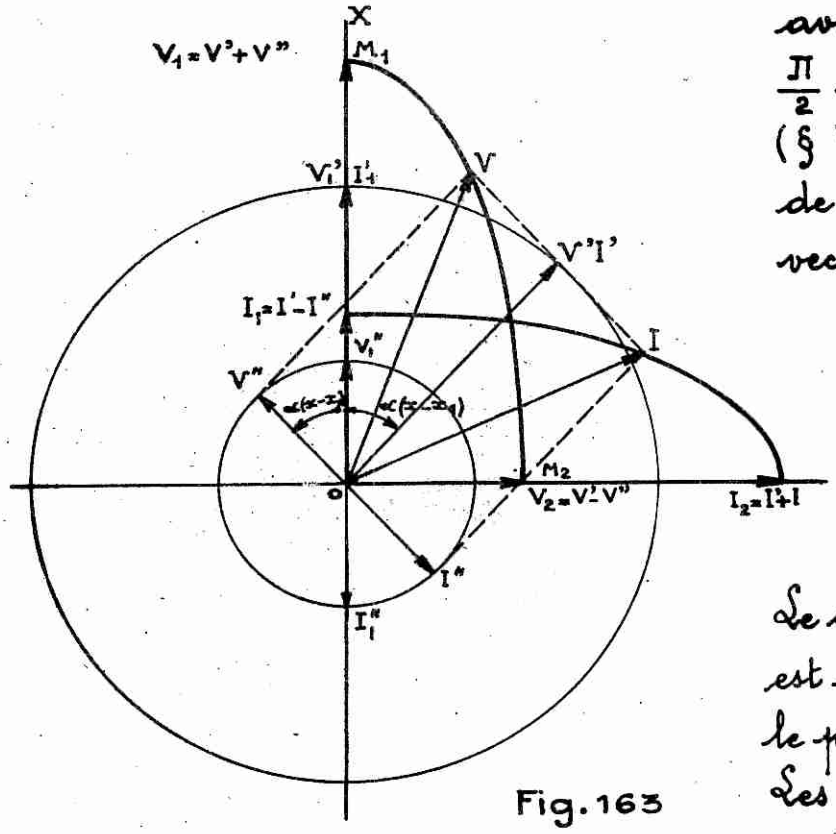


Fig. 163

Le grand axe de l'ellipse est dirigé suivant OX et le petit axe suivant Oy. Les longueurs des demi-axes sont respectivement égaux à $(V'+V'')$ et $(V'-V'')$.

166 — Le même raisonnement, appliqué aux vecteurs $\vec{I}'$ et $\vec{I}''$, montre que l'extrémité du vecteur résultant $I = I' + I''$ décrit, elle-aussi, une ellipse, mais cette fois c'est c'est le petit axe qui est dirigé suivant OX et le grand axe suivant Oy. Le demi-grand axe est égal à $I' + I''$ et le demi-petit axe à $I' - I''$. Par suite de l'hypothèse faite sur les échelles graphiques des tensions et des intensités, les deux ellipses décrites par les vecteurs $\vec{V}$ et $\vec{I}$ sont donc égales, mais le grand axe de l'une est dirigé suivant le petit axe de l'autre et réciproquement. Ces deux ellipses sont représentées sur la figure 164 ; Leurs différents points y ont été cotés suivant les valeurs de l'angle de phase $\alpha(x - x_1) = 2\pi \frac{x - x_1}{\lambda}$,

comptées à partir de l'un des points $M_1(x_1)$ où les vecteurs $\vec{V}'$ et $\vec{V}''$ se trouvent en concordance de phase.

167 — On voit que l'amplitude de V varie périodiquement entre maximum $V_{max} = V' + V''$ et un minimum $V_{min} = V' - V''$.

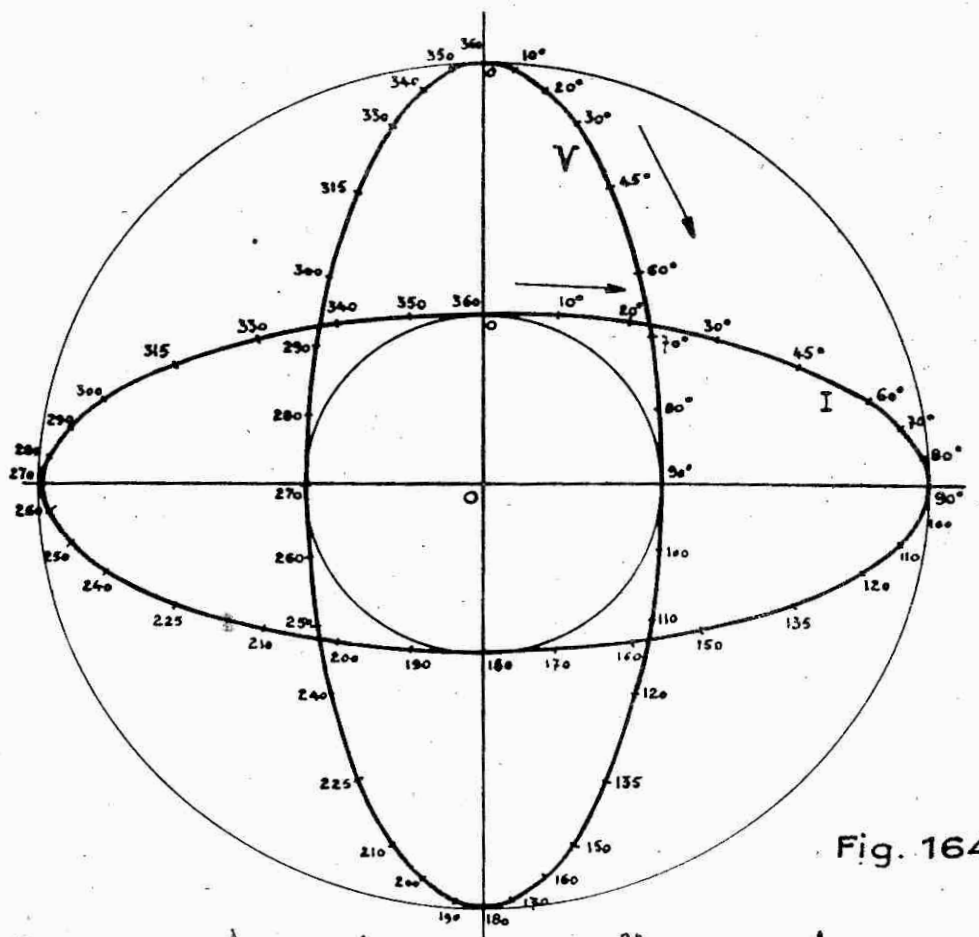


Fig. 164

De même l'amplitude I oscille entre le maximum $I_{min} = I' - I''$ et le maximum $I_{max} = I' + I''$.

La connaissance (ou la mesure) des valeurs de V_{max} et V_{min}, permet de déterminer les valeurs des amplitudes V' et V''.

Des relations :

$$\begin{cases} V_{max} = V' + V'' \\ V_{min} = V' - V'' \end{cases}$$

On tire, en effet, immédiatement :

$$V' = \frac{V_{max} + V_{min}}{2} \quad \text{et} \quad V'' = \frac{V_{max} - V_{min}}{2}$$

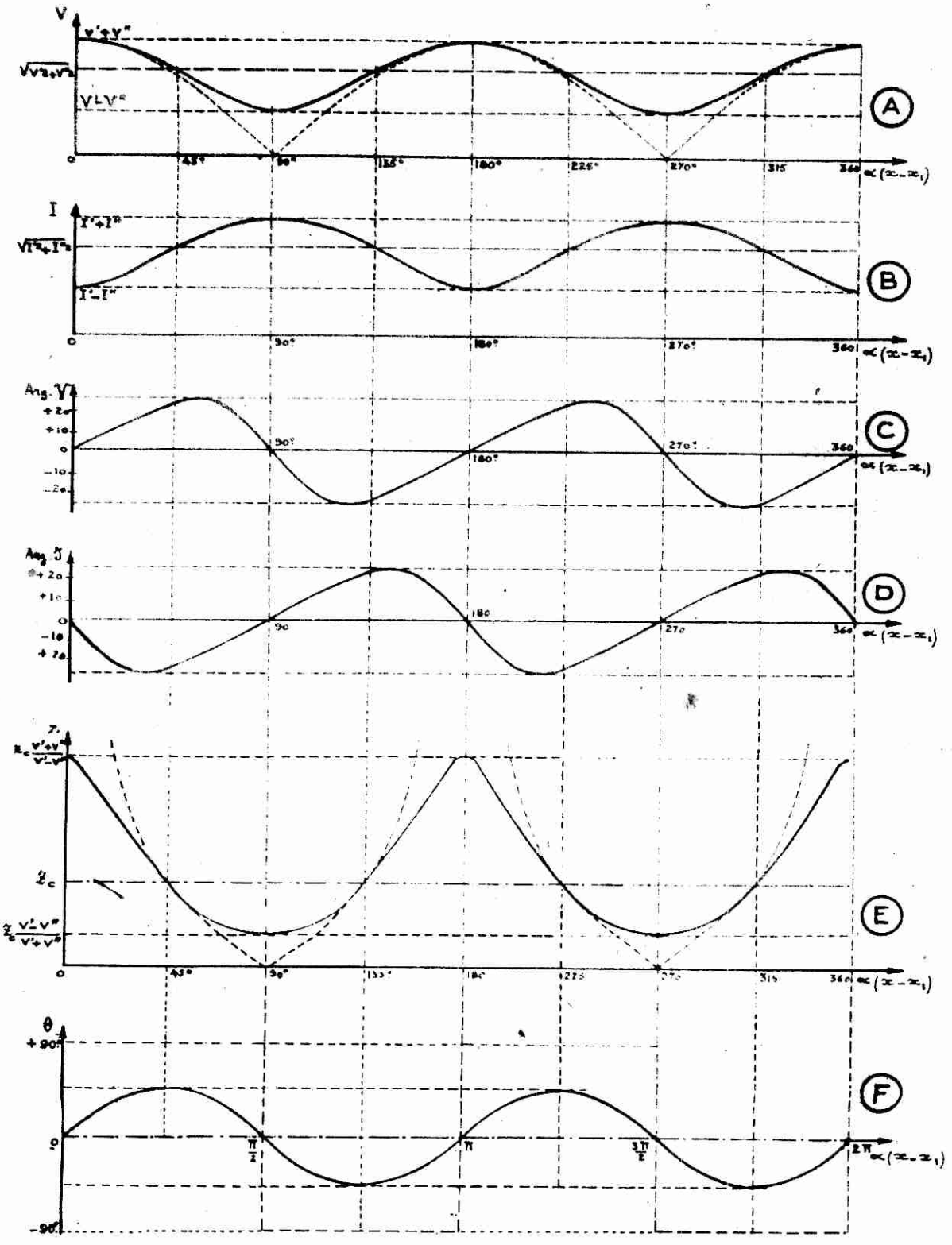


Fig. 165

168 - Quant à la phase du vecteur $\vec{V}$, on voit qu'elle oscille périodiquement de part et d'autre de celle de $\vec{V}'$, par exemple ; elle passe en coïncidence chaque fois que le vecteur $\vec{V}$ est maximum ou minimum, c'est-à-dire lorsque $\alpha(x - x_1)$ atteint l'une des valeurs suivantes : $\frac{\pi}{2}$, π, $\frac{5\pi}{2}$, 2π.

Les courbes donnant les variations du module de $\vec{V}$ et de sa phase par rapport à $\vec{V}'$ sont reproduites sur la fig.165 (courbes [Ⓐ et Ⓒ]. On obtient des courbes identiques pour le pour le module I et la phase de ce vecteur par rapport à $\vec{I}'$ (c'est-à-dire V'), mais les nouvelles courbes sont décalées le long de l'axe des abcisse d'un angle $\alpha(x - x_1)$ égal à $\frac{\pi}{2}$ dans le sens des abcisses croissantes (courbes Ⓑ et Ⓓ de la figure 165).

Variation de l'impédance $\mathcal{Z} = \frac{\mathcal{V}}{\mathcal{J}}$ le long de la ligne.

171 — La courbe donnant les variations du module de $\mathcal{Z} = \frac{\mathcal{V}}{\mathcal{J}}$ en fonction de l'angle $\alpha(x - x_1)$ se déduit immédiatement des courbes Ⓐ et Ⓑ ci-dessus tracées ; il suffit de faire le rapport des ordonnées de Ⓐ et de Ⓑ, pour obtenir, à une échelle où l'impédance caractéristique $\mathcal{Z}_c$ est représentée par l'unité de longueur, les valeurs correspondantes de $Z = |\mathcal{Z}|$.

De même l'argument θ de l'impédance $\mathcal{Z}$ (lequel est égal à $\operatorname{Arg}\mathcal{V} - \operatorname{Arg}\mathcal{J}$) se déduit immédiatement par différence des ordonnées des courbes Ⓒ et Ⓓ.

On obtient ainsi les courbes Ⓔ et Ⓕ, qui représentent respectivement les variations du module et de l'argument de l'impédance $\mathcal{Z}$. Ces deux grandeurs varient l'une et l'autre périodiquement entre un maximum et un minimum, avec un période égale à une demie-longueur d'onde.

Les maxima et minima de $|\mathcal{Z}| = Z$, coïncident avec les points où l'argument θ est nul. Inversement les maxima de la valeur absolue de θ se présentent aux points où le module de $\mathcal{Z}$ est juste égal à l'impédance caractéristique $\mathcal{Z}_c$.

D'autre part on vérifie aisément que le maximum et le minimum de Z ont respectivement pour valeurs :

$$Z_{max} = \mathcal{Z}_c \frac{V'+V''}{V'-V''} \quad \text{et} \quad Z_{min} = \mathcal{Z}_c \frac{V'-V''}{V'+V''}.$$

On a donc la relation : $Z_{max}\, Z_{min} = \mathcal{Z}_c^2$.

Les courbes en traits interrompus figurant sur les graphiques Ⓔ et Ⓕ représentent les courbes qui seraient obtenues si la ligne ne transportait pas d'énergie (ligne formée sur une impédance purement réactive comme au §145 ci-dessus).

Enfin on observera que les courbes Ⓔ seraient symétriques

par rapport à l'ordonnée $Z = z_c$, si l'on avait adopté une échelle logarithmique pour représenter les ordonnées.

172 – Il n'est d'ailleurs pas nécessaire de passer par les variations de $\vec{V}$ et de $\vec{I}$ pour avoir les variations de l'impédance $\underline{Z}$. Celles-ci peuvent être directement obtenues par la méthode graphique.

En effet, considérons le triangle AOB formés par les vecteurs $\overrightarrow{OA} = \vec{I}$ et $\overrightarrow{OB} = \vec{V}$, en un point M de la ligne. Le milieu O' de AB est l'extrémité des vecteurs $\vec{V}'$ et $\vec{I}'$ de l'onde directe, tandis que $\overrightarrow{O'A}$ est parallèle et égal à $\vec{I}''$ et $\overrightarrow{O'B}$ parallèle et égal à V''. Les points A et B se trouvent donc être diamétralement opposés sur le cercle de centre O' et de rayon égal à V'' ou à I''.

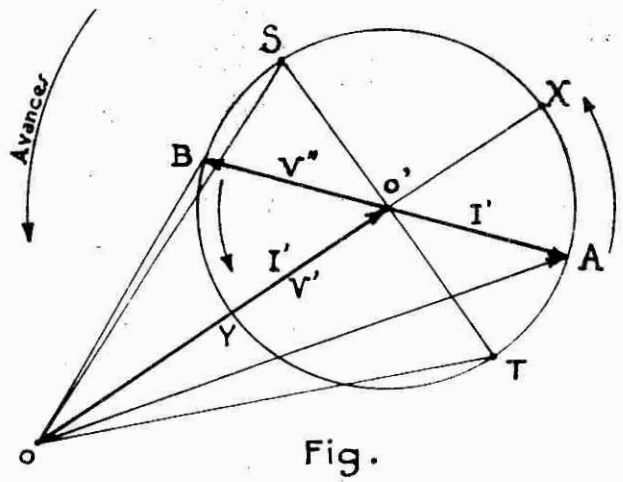


Fig.

Quand le point M se déplace sur la ligne, d'une distance x comptée positivement dans le sens qui va d'amont en aval vers l'extrémité B, la direction OO' tourne autour de de O d'un angle égal à αx ou $\frac{2\pi x}{\lambda_1}$ dans le sens des <u>retards</u> tandis que le diamètre AB tourne d'un angle égal dans le sens des <u>avances</u>.

Il s'en suit que, <u>par rapport à OO'</u>, le diamètre AB a tourné d'un angle égal à $2\alpha x$ ou $\frac{4\pi x}{\lambda_1}$. En d'autres termes le diamètre AB tourne avec une "vitesse" égale à 2α ou $\frac{4\pi}{\lambda_1}$.

173 – L'impédance $\underline{Z}$, qui est définie par les

positions (et les grandeurs) relatives des vecteurs $\overrightarrow{OB} = \overrightarrow{V}$ et $\overrightarrow{OA} = \overrightarrow{I}$, ne dépend donc que de la forme du triangle AOB, mais non de sa position dans le plan.

Son module $Z = \frac{V}{I}$ est donné par le rapport des longueurs OB et OA. Compte tenu de la convention faite sur les échelles graphiques, on a :

$$Z = R_c \times \frac{OB}{OB} .$$

Son argument θ est défini par l'angle que fait le vecteur $\overrightarrow{OB}$ par rapport au vecteur $\overrightarrow{OA}$:

$$\theta = \text{Angle } (\overrightarrow{OA}, \overrightarrow{OB}) .$$

174 – On voit immédiatement que l'impédance Z est une fonction périodique de l'abcisse du point M sur la ligne, fonction dont la période correspond à une rotation complète du diamètre AB autour de O'. La distance x parcourue pendant ce temps par le point M doit satisfaire à la relation :

$$2 \alpha x \text{ ou } \frac{4\pi x}{\lambda_1} = 2\pi$$

ou :

$$x = \frac{\lambda_1}{2}$$

La période des variations de l'impédance sur la ligne est égale à une demi-longueur d'onde.

175 – On voit d'autre part que le maximum du module de Z se présente lorsque l'extrémité B du diamètre AB se trouve en X, point d'intersection du cercle avec le prolongement de OO'. A ce moment $\overrightarrow{OA}$ est dirigé suivant $\overrightarrow{OY}$ et l'argument θ de l'impédance Z est nul. L'impédance Z se réduit à une résistance pure, et la valeur de cette résistance

$$Z_{max} = R_c \times \frac{OX}{OY} = R_c \frac{I' + I''}{I' - I''} = R_c \frac{V' + V''}{V' - V''} \quad .$$

176 _ Le minimum du module de Z a lieu, au contraire, quand le diamètre AB occupe la position opposée à la précédente, c'est-à-dire quand le point A est en X et B en Y. L'impédance Z est encore une résistance pure :

$$Z_{min} = R_c \frac{OY}{OX} = R_c \frac{I' - I''}{I' + I''} = R_c \frac{V' - V''}{V' + V''} \quad .$$

177 _ Le maximum de l'argument de Z est obtenu quand le diamètre AB est disposé perpendiculairement à OO', suivant ST (ou TS). Les vecteurs OA et OB étant alors égaux, en longueur, le module de l'impédance Z est égale à l'impédance caractéristique R_c.

On voit aussi que les positions correspondantes du point M sur la ligne sont les milieux des intervalles qui séparent les points où le module de Z est respectivement maximum et minimum. On a, en effet :

$$\widehat{XOS} = \widehat{SOY} = \widehat{YOT} = \widehat{TOX} = \frac{\pi}{2} \quad .$$

ou bien, en appelant d_1 d_2 d_3 d_4 les quatres intervalles successifs correspondants sur la ligne :

$$2\alpha d_1 = 2\alpha d_2 = 2\alpha d_3 = 2\alpha d_4 = \frac{\pi}{2} \quad .$$

D'où finalement :

$$d_1 = d_2 = d_3 = d_4 = \frac{\lambda_1}{8} \quad .$$

Les ondes stationnaires pures et progressives pures considérées comme des cas particuliers des ondes pseudo-stationnaires.

181 – Le cas des ondes stationnaires pures traité au §122 ci-dessus, peut évidemment être considéré comme un cas particulier de l'onde pseudo-stationnaire qui vient d'être étudiée, à savoir le cas où les vecteurs $\vec{V}'$ et $\vec{V}''$ ont la même grandeur (de même que les vecteurs $\vec{I}'$ et $\vec{I}''$). On a bien, en effet :

$$\begin{cases} \vec{V}_{max} = \vec{V}' + \vec{V}'' = 2\vec{V} \\ \vec{V}_{min} = \vec{V}' - \vec{V}'' = 0 \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} I_{min} = \vec{I}' \quad \vec{I}'' = 0 \\ I_{max} = \vec{I}' + \vec{I}'' = 2\vec{I} \end{cases}$$

Les deux ellipses de la figure 164 se trouvent alors confondues avec leurs grands axes respectifs (fig. 181).

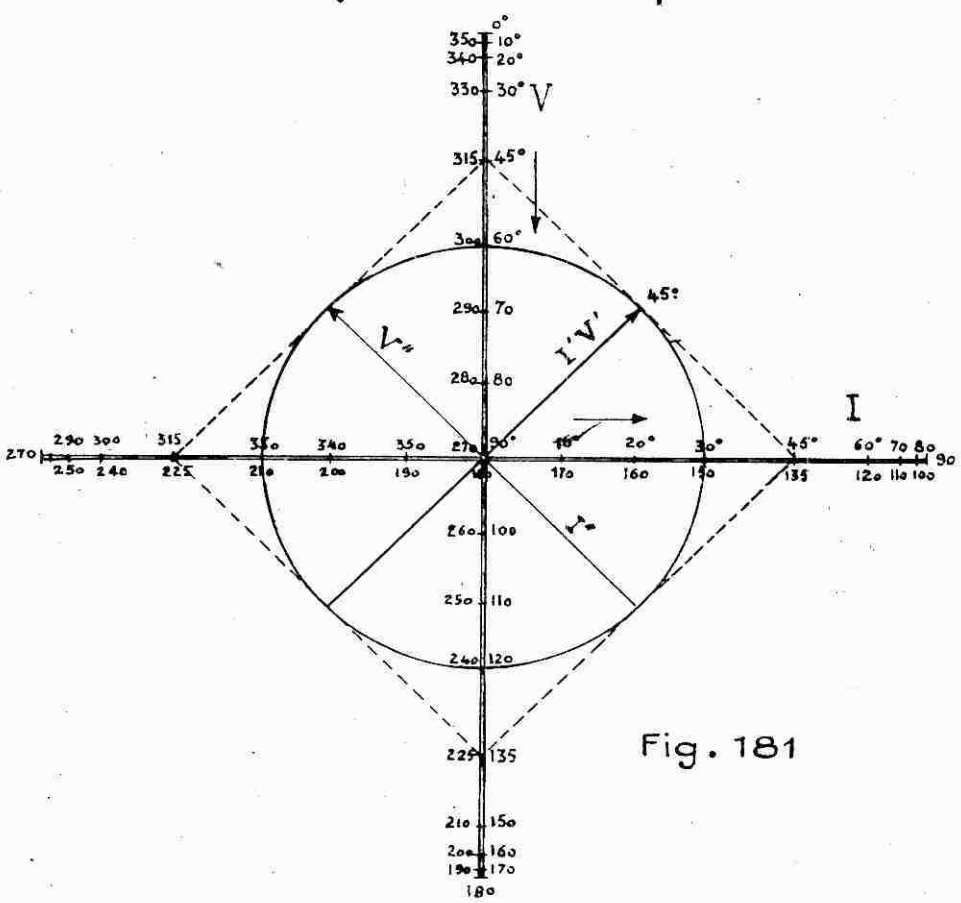


Fig. 181

Quant aux courbes donnant les variations du module Z

et de l'argument θ de l'impédance en un point de la ligne, courbes en traits interrompu des figures 165 Ⓔ et Ⓕ, elles ne sont autre chose que la limite des courbes en traits pleins tracées sur les mêmes figures, quand on fait tendre les amplitudes V" et I" respectivement vers V' et vers I'.

On retrouve au contraire des ondes progressives pures lorsque l'on fait tendre les vecteurs $\vec{V}$" et $\vec{I}$" vers zéro. Les ellipses de la fig. 164 viennent se confondre toutes les deux avec le cercle de rayon V' (égal à I', en vertu de l'hypothèse faite sur le choix des échelles graphiques par V et I).

Quant aux courbes de Z et θ elles tendent respectivement vers les horizontales $Z = Z_c$ et $\theta = 0$, marquées en traits mixtes sur les figures 165 Ⓔ et Ⓕ.

Positions et grandeurs des maxima et des minima de V et de I le long d'une ligne, de longueur donnée, fermée sur une impédance terminale donnée.

185 – De la valeur de l'impédance terminale $\mathcal{Z}_2 = R_2 + jX_2$ dépendent non seulement la position des maxima et des minima de tension et d'intensité le long de la ligne (comme dans le cas des ondes stationnaires pures) mais encore la valeur relative des grandeurs de ces maxima (V_{max} ou I_{max}) et des minima (V_{min} et I_{min}), c'est-à-dire, en définitive, l'excentricité de l'ellipse décrite par le vecteur $\vec{V}$ ou le vecteur $\vec{I}$.

Les valeurs absolues de ces maxima ou des minima ne sont évidemment fixées que si l'on se donne, en outre, la valeur de $\vec{V}$ ou $\vec{I}$ en un point donné de la ligne (par exemple, l'origine A ou l'extrémité B de cette ligne).

186 – Considérons la répartition des vecteurs $\vec{V}$ et $\vec{I}$ dans l'espace, telle qu'elle est donnée par la figure 165. On ne change rien à cette répartition en coupant et en arrêtant la ligne en un point B quelconque, à condition de remplacer la partie supprimée par une impédance $\mathcal{Z}_2 = R_2 + jX_2$ égale à l'impédance $\mathcal{Z}$ définie par le rapport des vecteurs $\vec{V}$ et $\vec{I}$ relatifs au point de coupure de la ligne (figure 165).

Inversement l'impédance terminale $\mathcal{Z}_2 = R_2 + jX_2$ étant supposée donnée, la répartition des vecteurs $\vec{V}$ et $\vec{I}$ sur la ligne devra être telle que les vecteurs $\vec{V}_2$ et $\vec{I}_2$ à l'extrémité de la ligne satisfassent à la relation : $\mathcal{V}_2 = \mathcal{Z}_2\ \mathcal{I}_2$. Or cette répartition est définie dès qu'on connait les positions et les grandeurs et les positions relatives des vecteurs $\vec{V}'$ et $\vec{V}''$ en un point quelconque de la ligne (ou ce qui revient au même, les vecteurs $\vec{I}' = \vec{V}'$ et $\vec{I}'' = -\vec{V}''$). La connaissance de l'impédance terminale $\mathcal{Z}_2 = R_2 + jX_2$ permet précisément de construire les vecteurs $\vec{V}_2'$ $\vec{V}_2''$ $\vec{I}_2'$ et $\vec{I}_2$ à l'ex-

trémité B de la ligne. En notations imaginaires on doit avoir la relation suivante :

$$\frac{\mathcal{V}_2}{\mathcal{J}_2} = \frac{\mathcal{V}_2' + \mathcal{V}_2''}{\mathcal{J}_2' + \mathcal{J}_2''} = R_2 + jX_2 \text{ , avec } \begin{cases} \mathcal{V}' = Z_c\ \mathcal{J}' \\ \mathcal{V}'' = -Z_c \mathcal{J} \end{cases} .$$

187 — Géométriquement, les vecteurs $\vec{V}_2'$ et $\vec{V}_2''$, d'une part, et $\vec{I}_2'$ et $\vec{I}_2''$ se composent comme l'indique la figure 185, qui n'est d'ailleurs que la reproduction de la figure 163 ci-dessus

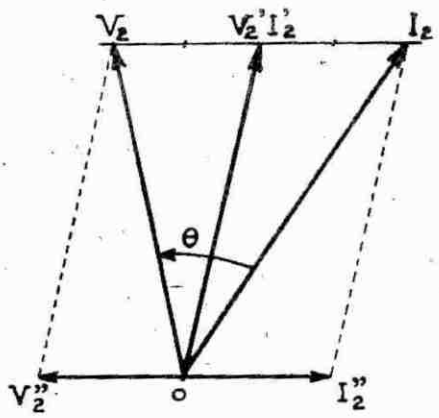


Fig. 185

Dans cette figure l'angle $\widehat{I_2 O V_2}$ est connu, puisqu'il est égal à l'argument de l'impédance Z_2. D'autre part, la direction de la droite $V_2 I_2$, par rapport aux cotés OV_2 et OI_2 du triangle $V_2 O I_2$, est également connu puisque le rapport des longueurs OV_2 sur OI_2 est égal au module de l'impédance Z_2.

188 — Connaissant le module et l'argument de Z_2 on peut donc construire un triangle <u>semblable</u> au triangle $V_2 O I_2$, ou, en d'autres termes, ce triangle lui-même, mais avec une échelle indéterminée pour les V et les I (étant toujours entendu que ces échelles seront telles que la tension $V = Z_c \times 1$ est représentée par la même longueur graphique que l'unité d'intensité). Si, par surcroît, la tension V_2 ou l'intensité I_2 est connue, comme c'est le cas, par exemple, lorsque la puissance fournie à l'impédance terminale Z_2 est indiquée, le triangle OI, ou les échelles des V et des I se trouvent alors exactement déterminés.

Du triangle $V_2 O I_2$, on déduit immédiatement les vecteurs V_2' et V_2'', I_2' et I_2'', étant donné que le point V_2' (ou I_2') se trouve au milieu du segment V_2 I_2.

Toute la répartition des vecteurs $\vec{V}'$, $\vec{V}''$, $\vec{I}'$, $\vec{I}''$, $\vec{V}=\vec{V}'+\vec{V}''$, $\vec{I}=\vec{I}'+\vec{I}''$ au long de la ligne est alors déterminée, et on aura, en particulier la position des axes des ellipses décrites par les extrémités de $\vec{V}$ et de $\vec{I}$ dans le plan, en prenant les bissectrices des angles $V_2'OV_2''$ et $I_2'OI_2''$ (figure 185).

189 — C'est en somme la même construction qu'au §132 relatif au cas où la ligne était le siège d'ondes stationnaires pures (fig.186) mais avec cette différence que l'angle V_2OI_2 était un angle droit, ce qui entrainait immédiatement l'égalité des amplitudes :

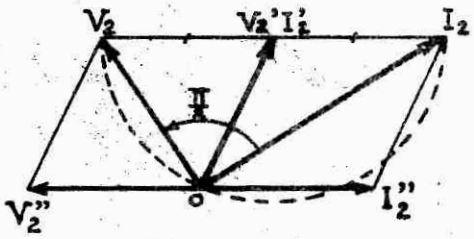


Fig. 186

$$V_2' = V_2'' \quad \text{et} \quad I_2' = I_2 .$$

En effet, dans le triangle V_2OI_2, rectangle en O, la médiane OV_2' est égale à la moitié de l'hypothénuse V_2I_2; d'où:

$$OI_2' \text{ ou } OV_2' = V_2'V_2 = I_2'I_2$$

et par suite :

$$OI_2' = OV_2' = OV_2'' = OI_2''$$

relation qui traduit l'égalité des amplitudes

$$I' = V' = V'' = I'' .$$

Les vecteurs $\vec{V}_2$ et $\vec{I}_2$ sont, en même temps, les bissectrices des angles $V'OV''$ et $I'OI''$.

Cas particulier où l'impédance d'utilisation Z_2 est une résistance pure.

191 — Lorsque l'argument θ_2 de l'impédance terminale Z_2 tend vers zéro, l'impédance Z_2 tendant elle-même vers une résistance pure R_2, l'angle V_2OI_2 de la figure 185 tend vers zéro, en même temps que le segment V_2I_2. L'ensemble de la figure 185 s'aplatit et prend l'aspect de la figure 187 ou de la

figure 188 selon que l'impédance terminale Z_2 est supérieure ou inférieure à l'impédance caractéristique Z_c.

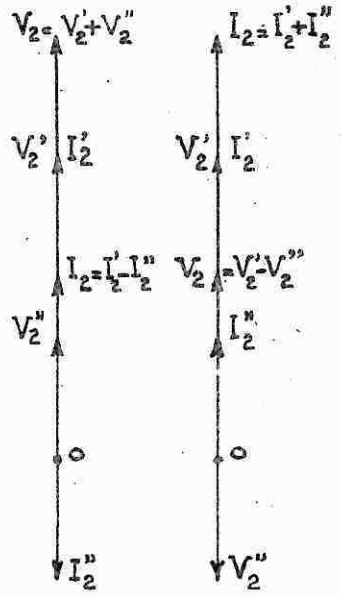


Fig.187 Fig.188

Dans le premier cas (figure 187):

$R_2 > Z_c$ { $\vec{V}_2'$ et $\vec{V}_2''$ sont en phase ; $\vec{I}_2'$ et $\vec{I}_2''$ sont en opposition

Dans le second cas (figure 188):

$R_2 < Z_c$ { V_2' et V_2'' sont en opposition ; I_2' et I_2'' sont en phase .

Entre les amplitudes des tensions et des intensités, on a les relations suivantes :

– dans le premier cas ($R_2 > Z_c$):

$$\left.\begin{aligned} V_2 &= V_2' + V_2'' \\ I_2 &= I_2' - I_2'' \\ V_2 &= R_2\ I_2 \\ V_2 &= Z_c\ I_2' \\ V_2'' &= Z_c\ I_2'' \end{aligned}\right\} \text{ d'où l'on tire : } \begin{cases} V_2' = \dfrac{V_2}{2}\left(1 + \dfrac{Z_c}{R_2}\right) \\ V_2'' = \dfrac{V_2}{2}\left(1 - \dfrac{Z_c}{R_2}\right) \end{cases} \quad \begin{cases} I_2' = \dfrac{I_2}{2}\left(\dfrac{R_2}{Z_c} + 1\right) \\ I_2'' = \dfrac{I_2}{2}\left(\dfrac{R_2}{Z_c} - 1\right) \end{cases}$$

dans le second cas ($R_2 < Z_c$):

$$\left.\begin{aligned} V_2 &= V_2' - V_2'' \\ I_2 &= I_2' + I_2'' \\ V_2 &= R_2\ I_2 \\ V_2' &= Z_c\ I_2' \\ V_2'' &= Z_c\ I_2'' \end{aligned}\right\} \text{ d'où l'on tire : } \begin{cases} V_2' = \dfrac{V_2}{2}\left(\dfrac{Z_c}{R_2} + 1\right) \\ V_2'' = \dfrac{V_2}{2}\left(\dfrac{Z_c}{R_2} - 1\right) \end{cases} \quad \begin{cases} I_2' = \dfrac{I_2}{2}\left(1 + \dfrac{Z_c}{R_2}\right) \\ I_2'' = \dfrac{I_2}{2}\left(1 - \dfrac{Z_c}{R_2}\right) \end{cases}$$

2e Cas – La ligne dissipe de l'énergie

195 – Ce cas constitue, en réalité, le cas général, étant donné qu'il n'est pas possible d'établir des lignes susceptibles de transporter de l'énergie, rigoureusement sans pertes.

Lorsque les lignes de transport sont courtes et convenablement établies (écartement suffisamment réduit, en particulier) les pertes peuvent néanmoins être suffisamment faibles pour qu'on puisse appliquer à ces lignes la théorie des lignes sans amortissement (§§ 162 et suivants ci-dessus)

Il en va autrement lorsque les lignes sont longues, et surtout quand leur rôle est précisément de "rayonner" de l'énergie comme c'est le cas pour les antennes.

Répartition des tensions et des courants le long de la ligne

196 – Comme il a été fait pour les lignes non dissipatives, nous examinerons la question sous son aspect général en nous donnant a priori les vecteurs $\vec{V}'$ $\vec{I}'$ de l'onde directe, et $\vec{V}''$ $\vec{I}''$ de l'onde inverse en un point quelconque de la ligne. Comme il a été expliqué plus haut (§ 62) les vecteurs $\vec{V}'\vec{I}'$ $\vec{V}''\vec{I}''$ sont alors déterminés tout au long de la ligne et on aura les tensions résultantes $\vec{V}$ et $\vec{I}$ en un point quelconque faisant les sommes géométriques : $\vec{V}'+\vec{V}''=\vec{V}$ et $\vec{I}'+\vec{I}''=\vec{I}$.

Soient $\vec{V}_o'$ et $\vec{V}_o''$ les vecteurs tensions supposés donnés pour le point A. Pour déterminer les amplitudes V' et V'' tout le long de la ligne, on utilisera avantageusement un papier portant un quadrillage semi-logarithmique (comme au § 113). L'affaiblissement étant connu (N décibels par unité de longueur,

par exemple), on déterminera l'amplitude V_p en un point P situé à une distance d donnée de A par la formule :

$$20 \log_{10} \frac{V_P}{V_o} = - N \times d .$$

Les amplitudes V_o' et V_p' définissent, sur le quadrillage semi-logarithmique, deux points A' et P' de la droite représentative des variations de l'amplitude de la tension de l'onde directe tout le long de la ligne. Cette droite A' P' est tracée sur la figure 189.

On déterminera de même la droite A" P" représentant les variations de l'amplitude de la tension de l'onde inverse. Cette dernière droite est évidemment montante vers la droite de la figure 189 (la source étant supposée à gauche) tandis que la droite A'P' relative à l'onde directe est descendante.

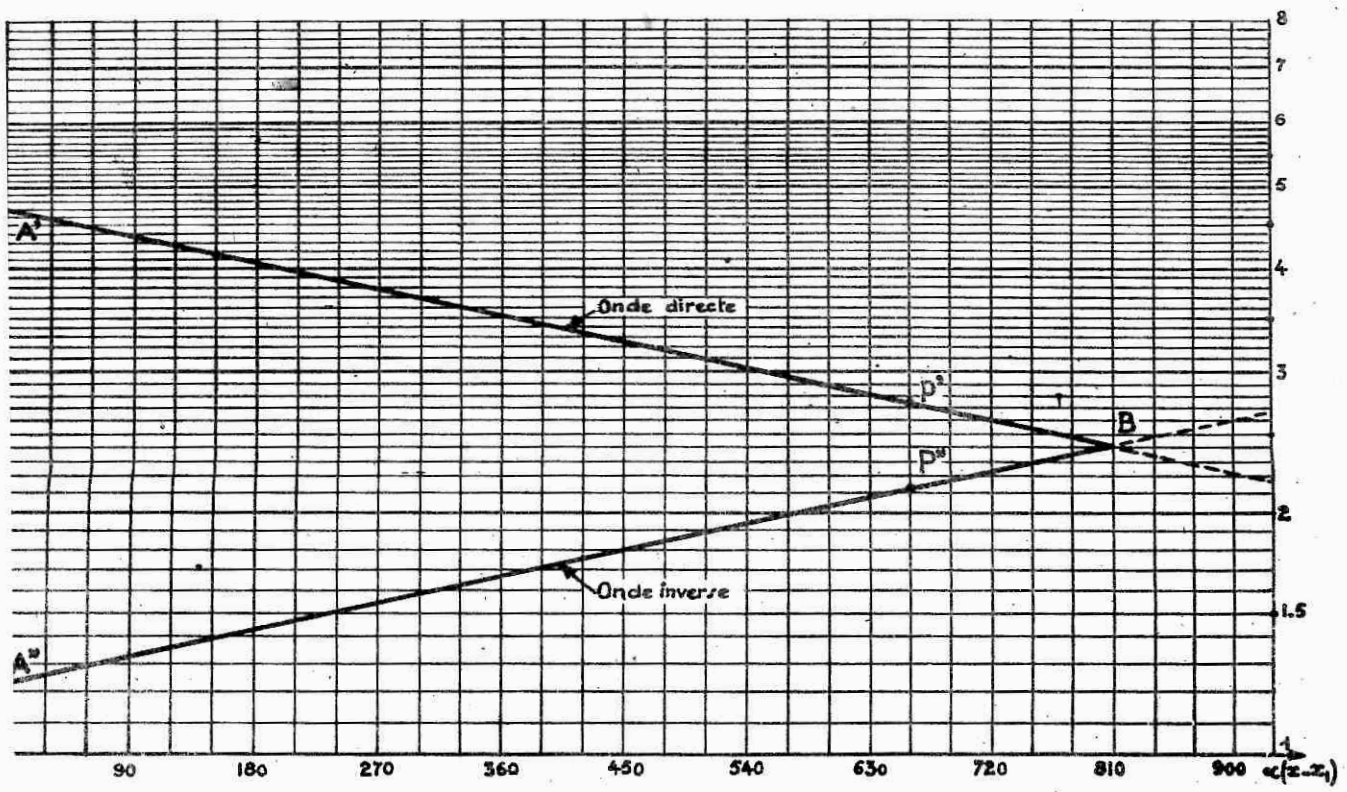


Fig. 189

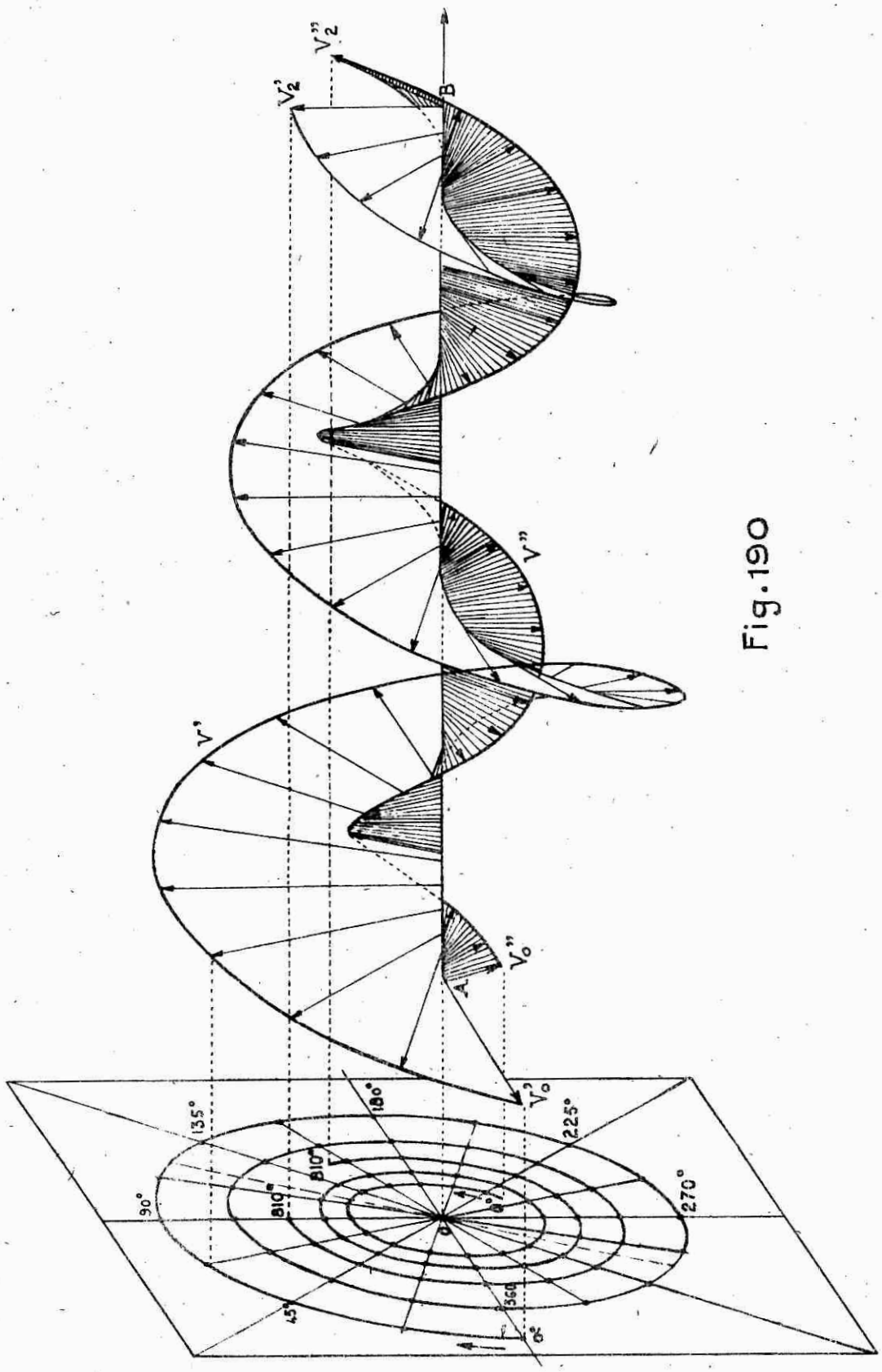


Fig. 190

Quant aux angles de phase des vecteurs V' et V'', on sait qu'ils sont proportionnels aux déplacements le long de la ligne, à raison de 2π pour un déplacement égal à une longueur d'onde λ_1, mais les rotations s'effectuent en sens inversés l'un de l'autre pour l'onde directe (sens des retards) et l'onde inverse (sens des avances).

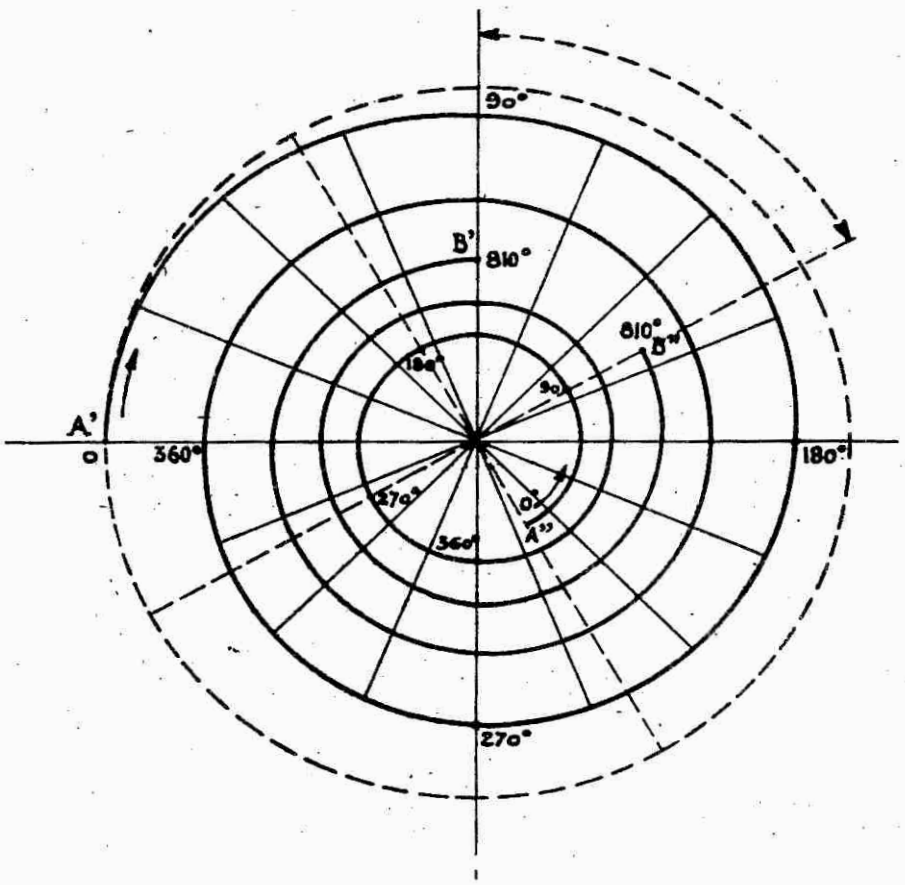


Fig. 191

La figure 190 représente les différentes positions des vecteurs $\vec{V}'$ et $\vec{V}''$ dans l'espace, le long de la ligne, et la figure 191 le lieu des extrémités de ces mêmes vecteurs dans le plan.

La connaissance des vecteurs $\vec{V}'$ et $\vec{V}''$ en tous les points de la ligne permet de déterminer les vecteurs $\vec{V}$ en ces mêmes points : $\vec{V} = \vec{V}' + \vec{V}''$. En effectuant sur les points de la fig. 191. les constructions géométriques correspondantes on peut déterminer, par points, le lieu de l'extrémité du vecteur $\vec{V} = \vec{V}' + \vec{V}''$. On trouve une sorte de spirale elliptique qui s'aplatit progressivement au fur et à mesure que le point M considéré sur la ligne

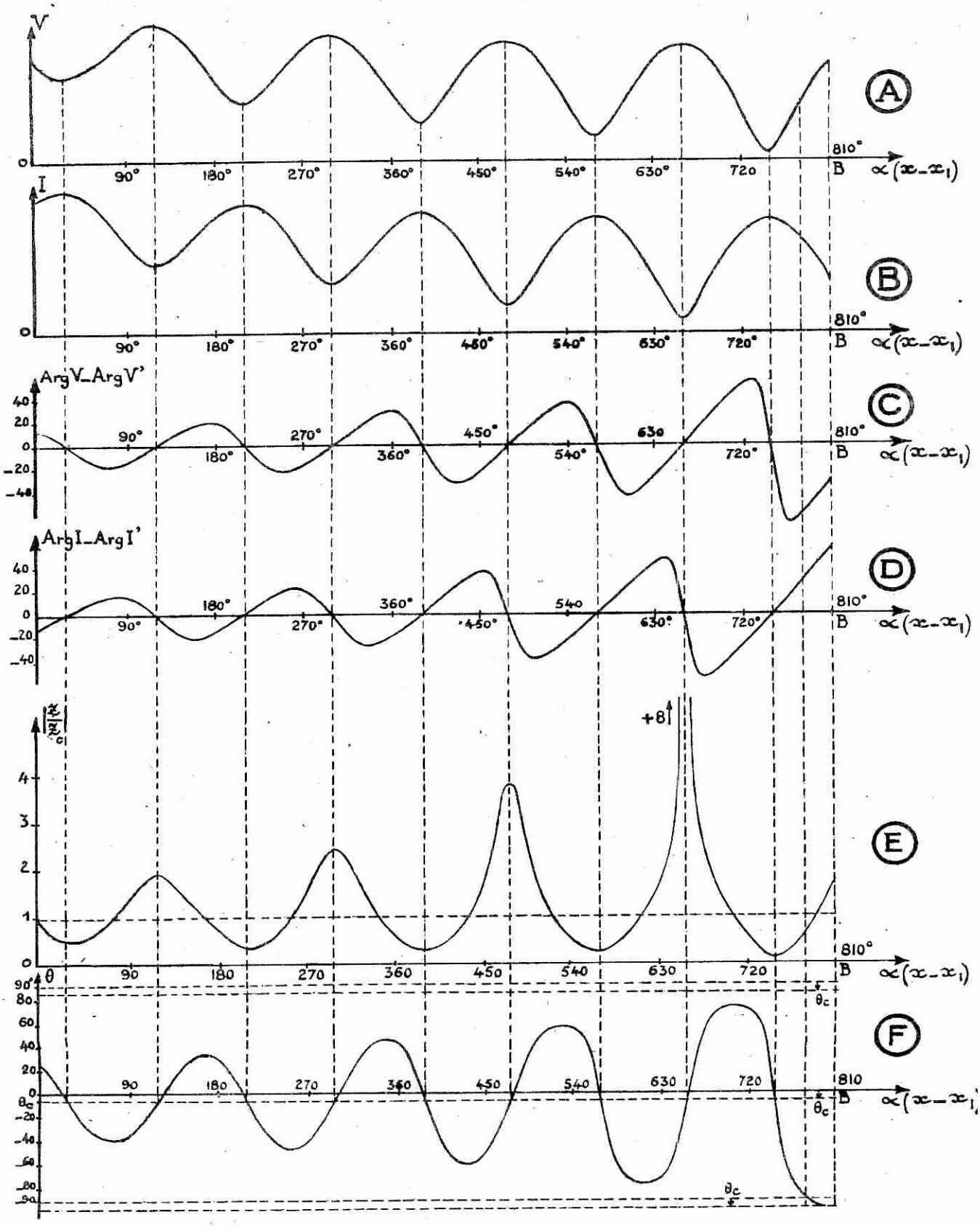

V
A
I
B
ArgV_ArgV'
C
ArgI_ArgI'
D
+8
E
θ
F
90°
180°
270°
360°
450°
540°
630°
720°
810°
B
α(x_x1)
θc

Fig. 194

(point auquel sont attachés les trois vecteurs $\vec{V}'$ V" et V étudiés) se rapproche de l'extrémité terminale de la ligne (courbe en trait plein de la figure 192.

Dans l'espace, le lieu de l'extrémité du vecteur $\vec{V}$, est une sorte d'hélice elliptique décroissante qui, en outre, s'aplatit progressivement dans le sens transversal (excentricité croissante)

Les fig. 194 Ⓐ et Ⓒ représentent respectivement les variations de l'amplitude $\vec{V}$ et de la différence de phase (phase de $\vec{V}$ – phase de $\vec{V}'$) en fonction de la position du point M sur la ligne, cette position étant, comme au § 167 (fig. 165) définie par l'angle $\alpha\,(x - x_0)$ correspondant.

197 — En supposant, comme d'habitude, les échelles graphiques des V et des I choisies de telle façon que la tension d'amplitude $|\underline{Z}_c| \times I$ soit représentée par la même longueur que l'intensité I, il est évident que les droites A' B' et A" B" de la figure 189 représentent également les variations des amplitudes I' et I" appartenant respectivement à l'onde directe et de l'onde inverse le long de la ligne.

En ce qui concerne les phases de $\vec{I}'$ et de $\vec{I}''$ on se rappelle que $\vec{I}'$ est décalé d'un angle égal à $-\theta_c$ par rapport à $\vec{V}$ (θ_c étant l'argument de l'impédance caractéristique $\underline{Z}_c$), tandis que $\vec{I}''$ est décalé d'un angle égal à $-\theta_c \pm \pi$ par rapport à $\vec{V}''$.

Le lieu de l'extrémité du vecteur $\vec{I}'$ dans le plan se déduit de celui de $\vec{V}'$ (fig. 191) par une rotation d'un angle $-\theta_c$ (qui est d'ailleurs positif puisque θ_c est obligatoirement compris entre 0 et – 45°). Le lieu de $\vec{I}''$ se déduit de celui de $\vec{V}''$ au moyen d'une rotation de $-\theta_c \pm \pi$.

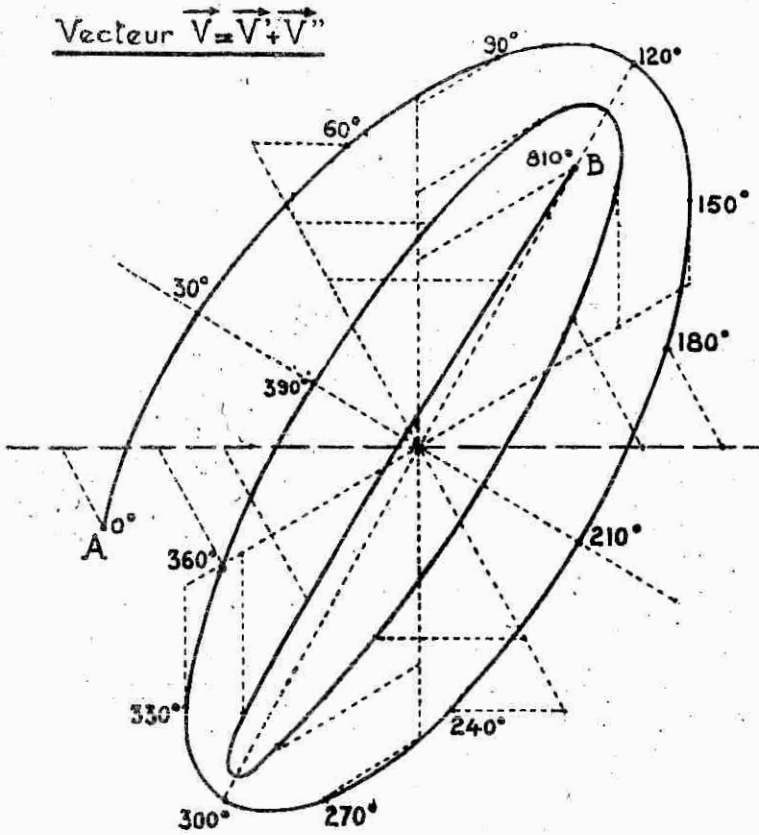


Fig. 192

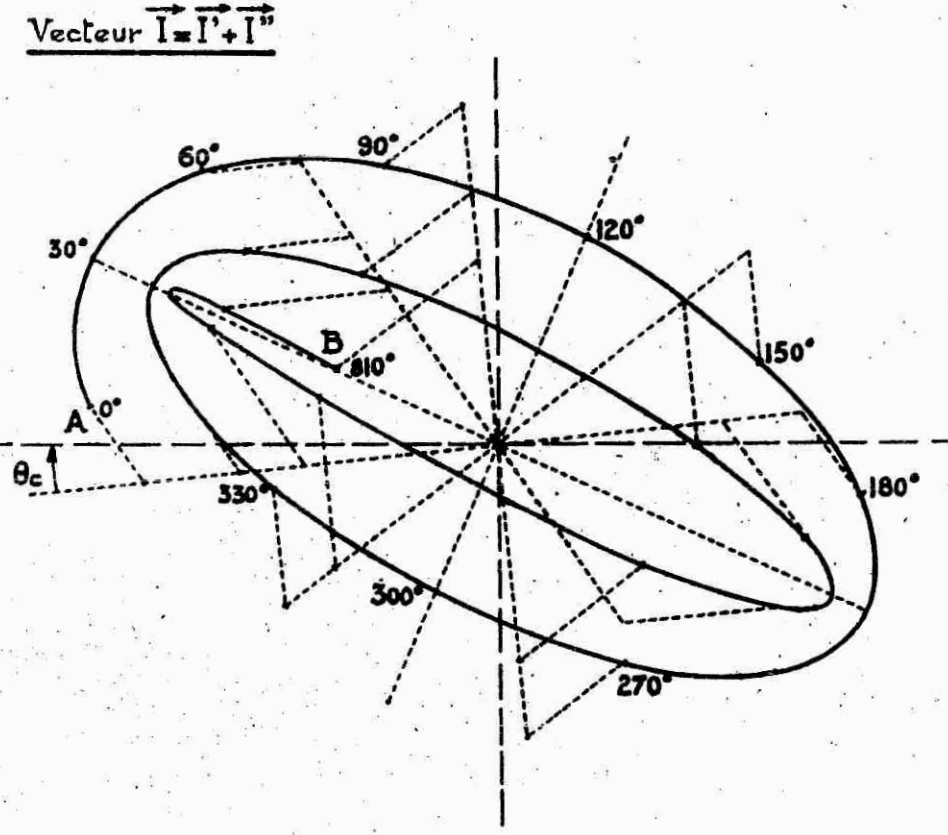


Fig. 193

Il est donc aisé de construire le vecteur résultant $\vec{I} = \vec{I}' + \vec{I}''$ en chaque point de la ligne, et par conséquent de tracer le lieu de l'extrémité du vecteur I lui-même. Le résultat de l'opération dans le cas de l'exemple considéré précédemment est donné par la courbe de la figure 193. C'est comme la courbe décrite par l'extrémité du vecteur $\vec{V} = \vec{V}' + \vec{V}''$, une sorte de spirale elliptique qui s'aplatit, mais cette fois l'aplatissement a lieu selon une direction faisant un angle égal à $\frac{\pi}{2} - \theta_c$ avec la direction d'aplatissement de la spirale des $\vec{V}$.

Les figures 194 Ⓑ et Ⓓ représentent les variations de l'amplitude I et de la différence de phase : (phase de $\vec{I}$ - phase de $\vec{I}'$) en fonction de la position du point sur la ligne, position qui est définie par l'angle α ($x - x$)

Variations de l'impédance $\mathcal{Z} = \frac{\mathcal{V}}{\mathcal{J}}$ le long de la ligne

198 — La comparaison des deux vecteurs $\vec{V}$ et $\vec{I}$ relatifs à chaque point de la ligne permet de déterminer le module et l'argument de l'impédance $\mathcal{Z} = \frac{\mathcal{V}}{\mathcal{J}}$. En possession des courbes Ⓐ à Ⓓ de la figure 194 il est aisé d'avoir les courbes du module et de l'argument de $\mathcal{Z}$. La première, Ⓔ, est donnée par le rapport des ordonnées des courbes Ⓐ et Ⓑ, la seconde, Ⓕ, par la différence des ordonnées de Ⓒ et de Ⓓ, différence à la quelle il y a lieu d'ajouter la différence de phase de V' et de I' c'est-à-dire θ_c l'argument de l'impédance caractéristique.

La courbe Ⓔ présente, espacée de $\frac{\lambda_1}{4}$, une succession de maxima et de minima dont les valeurs, comme dans le cas de la ligne non amortie (§ 167), se situent de part et d'autre de $|\mathcal{Z}_c|$; mais leur amplitude va en s'atténuant progressivement au fur et à mesure qu'on s'éloigne de l'extrémité non alimentée (en énergie) de la ligne. Si la ligne est suffisam-

ment longue, ces maxima et minima finissent par s'effacer et le module de l'impédance $\underline{Z}$ tend vers $|\underline{Z}_c|$. Simultanément l'argument θ (courbe Ⓕ) qui oscillait de part et d'autre de θ_c tend lui aussi vers θ_c.

En définitive, c'est l'impédance imaginaire $\underline{Z}$ qui tend elle-même vers $\underline{Z}_c$, ce qui était d'ailleurs évident puisque l'onde inverse $\vec{V}''$ $\vec{I}''$ s'atténue de plus en plus et devient négligeable devant l'onde directe $\vec{V}'$ $\vec{I}'$.

Lieu de l'extrémité du vecteur Z dans le plan

199 — Les courbes Ⓔ et Ⓕ permettent de construire, par points, la courbe décrite par l'extrémité du vecteur $\underline{Z}$. Le résultat de l'opération est la courbe en spirale de la fig. 195. Quand le point M, auquel se rapporte l'impédance $\underline{Z}$, se déplace de l'extrémité B de la ligne, en remontant vers le générateur, le point $\underline{Z}$ part du point $\underline{Z}_B$ extrémité du vecteur représentant l'impédance terminale, pour décrire une série de boucles de plus en plus serrées autour du point $\underline{Z}_c$ extrémité du vecteur représentatif de l'impédance caractéristique de la ligne.

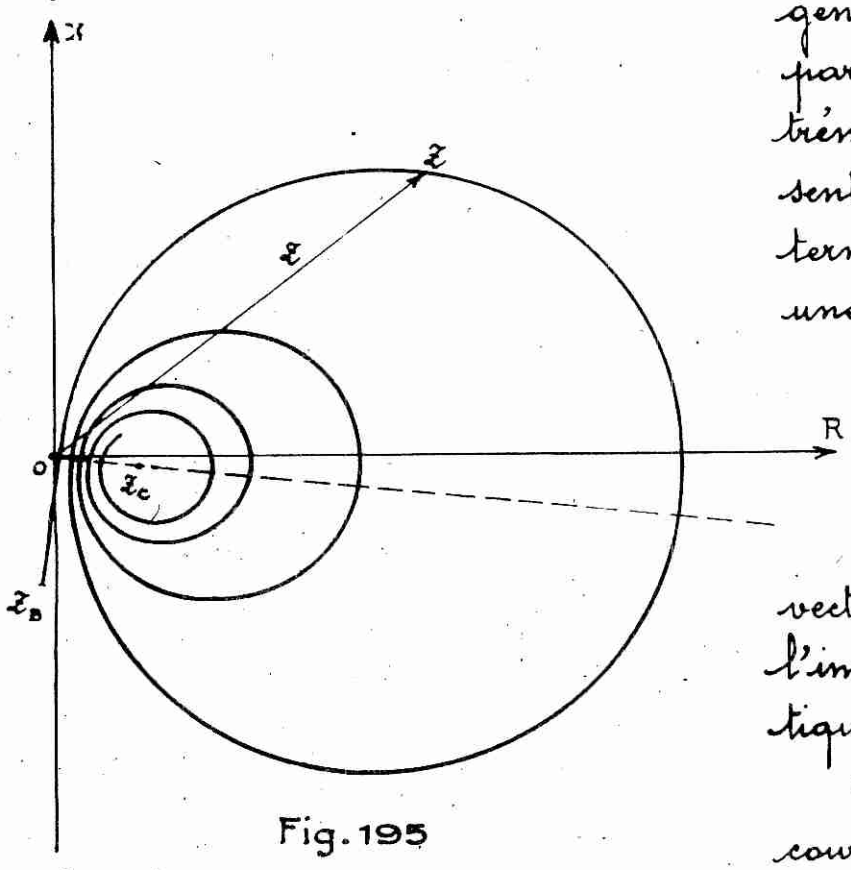


Fig. 195

Les points où cette courbe traverse l'axe

des abcisses définissent les valeurs de l pour lesquelles la ligne est en résonance et en antirésonance ; les abcisses de ces points mesurent les valeurs des résistances pures auxquelles la ligne est alors équivalente.

Tensions et intensités à l'extrémité de la ligne.

201 – A l'extrémité de la ligne, la composition des vecteurs $\vec{V}_2'$ et $\vec{V}_2''$ d'une part, et des vecteurs $\vec{I}_2'$ et $\vec{I}_2''$ d'autre part, donne la tension $\vec{V}_2$ et l'intensité $\vec{I}_2$ dans l'impédance terminale. La comparaison des vecteurs $\vec{V}_2$ et $\vec{I}_2$ relatifs à l'extrémité B de la ligne permet de déterminer le module et l'argument de l'impédance Z_2 à laquelle il faut que la ligne étudiée ci-dessus (fig. 189 et suivantes) soit raccordée, pour vérifier la répartition des tensions et des intensités que nous nous sommes donnée à priori pour étudier le phénomène dans le cas général (§ 196).

Inversement, si l'impédance Z_2 est imposée, la position de $\vec{V}_2$ par rapport à $\vec{I}_2$ est fixée, et par suite les positions relatives de V_2' V_2'' I_2' I_2'', et finalement toute la répartition des courants et des tensions le long de la ligne. Cherchons comment construire les quatre vecteurs $\vec{V}_2'$ $\vec{V}_2''$ $\vec{I}_2'$ et $\vec{I}_2''$ connaissant Z_2 et Z_c.

La composition des vecteurs V_2' et V_2'' d'une part, et des vecteurs $\vec{I}_2'$ et $\vec{I}_2''$ d'autre part se fait suivant les deux parallélogrammes $OV_2'\,V_2V_2''$ et $OI_2'\,I_2I_2''$ de la figure 201. Contrairement à ce qui se passait dans le cas de la ligne non amortie (§ 187), le vecteur OV_2' fait avec OI_2' un angle égal à θ_c qui n'est pas nul, et le vecteur OV_2'' fait avec $\vec{OI}_2''$ un angle égal à $\theta_c \pm \pi$. Faisons tourner le parallélogramme $OI_2''\,I_2I_2'$, autour de O, d'un angle égal à θ_c (qui est négatif, comme il se doit, dans la figure 201) :

OI'_2 vient en OJ'_2 qui se confond avec OV' ,
OI''_2 vient en OJ''_2 qui est exactement opposé à OV'',
l'angle $I_2 OV_2$, qui mesure l'argument θ_2 de l'impédance $\mathcal{Z}_2$, est devenu $J_2 OV_2 = I_2 OV_2 - I_2 OJ_2$
$= \theta_2 - \theta_c$.

Le point J_2 est symétrique de V_2 par rapport à V'_2 ou J'_2, en sorte qu'on se trouve ramené à la construction du § 188 où la ligne ne dissipait pas d'énergie ($\theta_c = 0$). Ayant $\mathcal{Z}_2$ et $\mathcal{Z}_c$, on construira d'abord, à une échelle arbitraire, le triangle $J_2 OV_2$. C'est un triangle dont l'angle $\widehat{J_2 OV_2}$ est connu, puisqu'il est égal à $\theta_2 - \theta_c$, et dont les cotés adjacents OV_2 et OJ_2 sont entre eux dans un rapport égal à $|\mathcal{Z}_2|$. La médiane OV'_2 ou OJ'_2 de ce triangle définit le vecteur $\vec{V}'_2$ cherché ($V'_2 = \overrightarrow{OV_2}$) tandis qu'on aura, dans le vecteur $\overrightarrow{V'_2 V_2}$, un vecteur équipollent au vecteur $\vec{V}''_2$ cherché.

Faisant ensuite tourner le triangle $OJ'_2 J_2$ d'un angle égal à $-\theta_c$, autour de O, on obtiendra le triangle $OI'_2 I_2$ qui définira les autres vecteurs I I' I" cherchés :
$\vec{I}_2 = \overrightarrow{OI_2}$, $\vec{I}'_2 = \overrightarrow{OI'_2}$, $\vec{I}''_2$ équipollent à $\overrightarrow{I'_2 I_2}$.
Les quatre vecteurs $\vec{V}'_2$ $\vec{V}''_2$ $\vec{I}'_2$ $\vec{I}''_2$, et par suite les vecteurs V'V" I' I" V I relatifs à un point quelconque de la ligne sont déterminés, à l'échelle près, toutefois. Il ne restera plus qu'à connaître une intensité

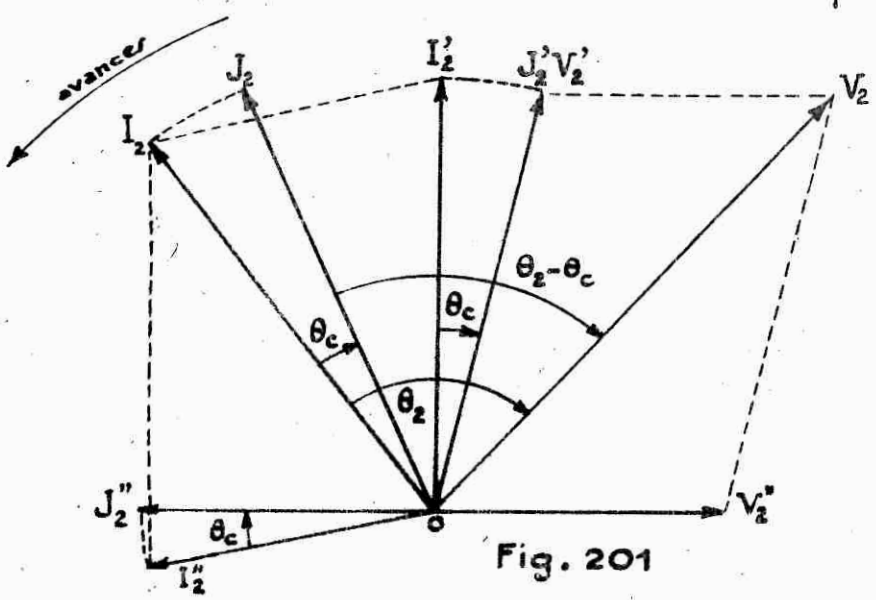


Fig. 201

ou une tension en un point quelconque de la ligne (l'extrémité, ou l'origine, par exemple) pour que cette échelle soit elle-même fixée.

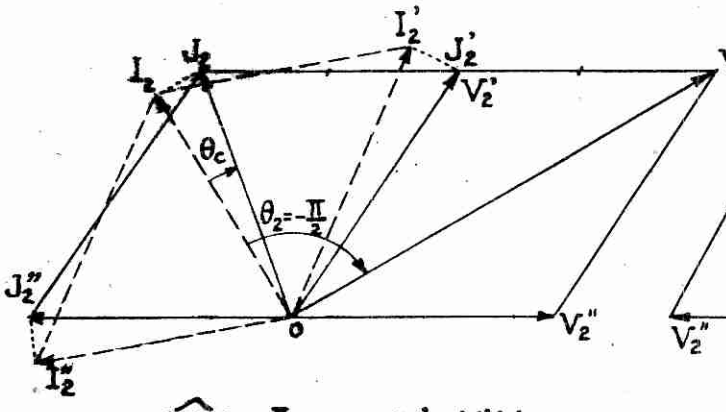
202 - Dans la construction de la figure 201, on voit que l'angle $\theta_2 - \theta_c$ joue le même rôle que l'angle θ dans la figure 185 relative au cas où la ligne était dénuée d'amortissement.

On peut se proposer de chercher la condition à satisfaire par l'impédance terminale $\underline{Z}_2$ pour que les vecteurs $\overrightarrow{V'_2}$ et $\overrightarrow{V''_2}$ aient même amplitude (ce qui entraine en même temps l'égalité des amplitudes I' et I", puisque $V' = |\underline{Z}_c| I$ et $V'' = |\underline{Z}_c| I''$). Cela revient à chercher la condition pour que les deux segments de droite A'P' et A"P" représentant sur la fig. 189 les variations des amplitudes V' et V" sur la ligne, aient leur point d'intersection précisément à l'extrémité B de la ligne, comme il a été admis sur les figures 190 et suivantes. D'après ce qui a été dit au §189 ci-dessus, on voit qu'il faut que l'angle $\widehat{J_2 O V_2}$ soit égal à $\pm \frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire: $\theta_2 - \theta_c = \pm \frac{\pi}{2}$, ou encore : $\theta_2 = \theta_c \pm \frac{\pi}{2}$. La solution $\theta_2 = \theta_c + \frac{\pi}{2}$ donne une impédance à partie réactance positive, donc selfique. L'autre solution: $\theta_2 = \theta - \frac{\pi}{2}$ suppose une partie résistance négative (voir Chap. II §181), qui fournit de l'énergie à la ligne, au lieu d'en recevoir. Ce dernier cas est d'ailleurs celui qui correspond aux figures 194 puisque d'après la courbe de θ en fonction de $\alpha(x - x_1)$, de la figure 194 (F), on a à l'extrémité de la ligne : $\theta_2 = -90° + \theta_c = -96°$ qui est plus petit que $-\frac{\pi}{2}$.

En pratique, ce cas, où l'on a l'égalité des amplitudes V'_2 et V''_2, I'_2 et I''_2 ne présente pas d'intérêt particulier puisque ces amplitudes ne se conservent pas le long de la ligne qui est amortie.

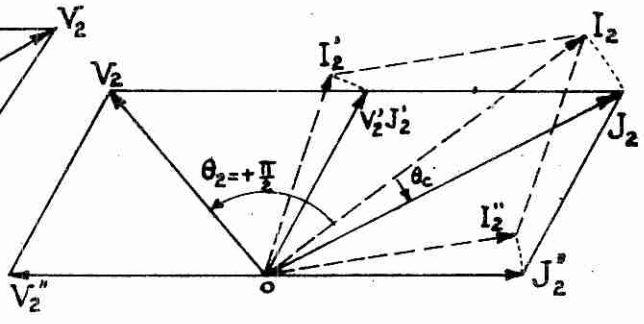
203 — Il est plus intéressant de rechercher les positions relatives des vecteurs V_2' V_2'' I_2' I_2'' lorsque l'impédance terminale est constituée par une réactance pure, ne consommant pas d'énergie. On a alors $\theta_2 = \pm \frac{\pi}{2}$. On en déduit aussitôt: $\widehat{J_2 O V_2} = \theta_2 - \theta_c = \pm \frac{\pi}{2} - \theta_c$. Le résultat est différent selon que la réactance terminale utilisée est une self ou une capacité.

Dans le cas de la capacité ($\theta_2 = -\frac{\pi}{2}$), l'angle $\widehat{J_2 O V_2}$ est légèrement supérieur[1] à $-\frac{\pi}{2}$, puisque θ_c est négatif. La figure 201 montre immédiatement que l'on a alors : $V_2' > V_2''$.



$\widehat{J_2 O V_2} < \frac{\pi}{2}$ donc $OV_2' > V_2' V_2$

Fig. 202



$\widehat{J_2 O V_2} > \frac{\pi}{2}$ donc $OV_2' < V_2' V_2$

Fig. 203

204 — Lorsque la réactance terminale est selfique ($\theta_2 = +\frac{\pi}{2}$) l'angle $\widehat{J_2 O V_2}$ est légèrement supérieure à $+\frac{\pi}{2}$ et la figure 203 montre que l'on a au contraire $V_2' < V_2''$. Le point figuratif correspondant sur le diagramme de la fig. 189 se trouve alors situé au delà du point d'intersection des deux droites A'P' et A"P" représentant les variations des amplitudes V' et V" le long de la ligne.

---

(1), en valeur algébrique.

205 — Le point où l'impédance $\mathcal{Z}$ se réduit à une réactance pure, c'est-à-dire où l'angle $I_2 O V_2$ passe par la valeur $\frac{\pi}{2}$, marque le moment où la partie résistance de l'impédance $\mathcal{Z}_J$ s'annule en devenant négative. Au delà de ce point "l'impédance" d'utilisation doit fournir de l'énergie active à la ligne ; celle-ci se trouve alors être alimentée par les deux bouts simultanément.

Condition pour que les vecteurs V_2' et V_2'' ou I_2' et I_2'' soient en phase ou en opposition.

206 — Il faut pour cela que l'angle JOV soit égal à 0 ou à π, dans un cas comme dans l'autre le triangle JOV est infiniment aplati

Or : $JOV = \theta_2 - \theta_c$, on a donc la condition, $\theta_2 - \theta_c = 0$ ou π, c'est-à-dire :

$$\theta_2 = \theta_c \quad \text{ou} \quad \theta_2 = \theta_c + \pi .$$

Le dernier cas correspond encore à une impédance composée au moyen d'une résistance négative, nous le laisserons de coté. Il reste la condition : $\theta_2 = \theta_c$ qui exprime que l'impédance d'utilisation doit avoir même argument que l'impédance caractéristique de la ligne.

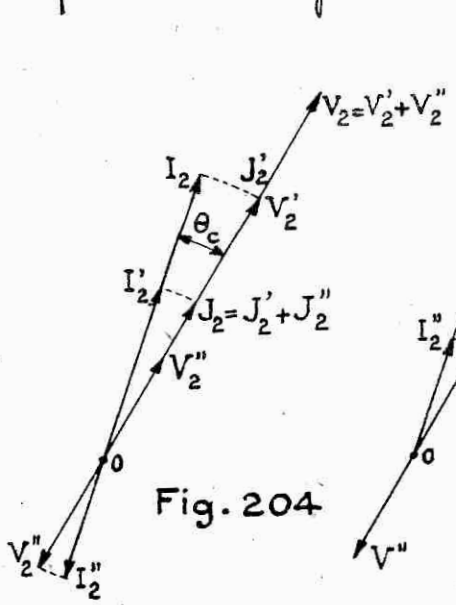


Fig. 204

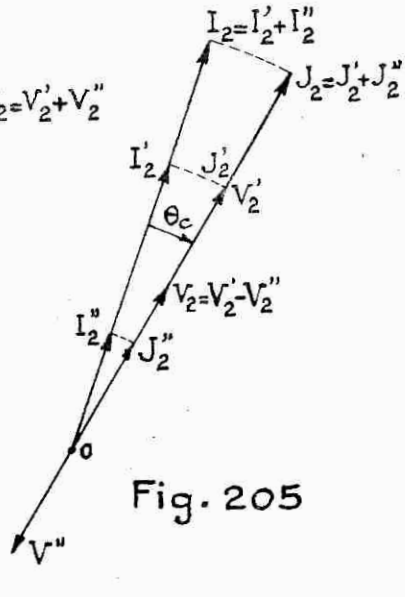


Fig. 205

Suivant que le module de $\mathcal{Z}_2$ sera supérieur ou inférieur à celui de $\mathcal{Z}_c$, on aura, comme au § ci-dessus:

— ou bien $\vec{V}_2'$ et $\vec{V}_2''$ en phase, avec $\vec{I}_2'$ et $\vec{I}_2''$ en opposition (figure 204).

— ou bien $\vec{V}_2'$ et $\vec{V}_2''$ en opposition et $\vec{I}_2'$ et $\vec{I}_2''$ en phase (figure 205).

207 — Dans le cas intermédiaire où $\mathcal{Z}_2$ serait égal à $\mathcal{Z}_c$, il est visible que les vecteurs $\vec{V}''$ et $\vec{I}''$ seraient nuls.

Cas extrêmes où le module de $\mathcal{Z}_2$ serait infini (ligne ouverte) ou nul (ligne court-circuitée).

211 — Lorsque le module de $\mathcal{Z}_2$ est infini (cas d'une ligne ouverte à son extrémité), l'intensité $\vec{I} = \vec{I}' + \vec{I}''$ est obligatoirement nulle ; les vecteurs $\vec{I}_2'$ et $\vec{I}_2''$ sont donc des vecteurs opposés, et par conséquent $\vec{V}_2'$ à $\vec{V}_2''$ des vecteurs exactement égaux et superposés puisque l'on a $\mathcal{V}' = \mathcal{Z}_c \mathcal{I}'$ et $\mathcal{V}'' = -\mathcal{Z}_c \mathcal{I}''$).

Les deux vecteurs $\vec{OJ}'$ et $\vec{OJ}''$ qui découlent de $\vec{OI}'$ et $\vec{OI}''$ par une rotation de θ_c autour de O, sont aussi deux vecteurs opposés, en sorte que, finalement, la figure 201 du cas général, s'est transformée en la fig. 206. où les points I et J sont venus se confondre avec le point O, et où le vecteur résultant $\vec{V}$ est égal à $2\vec{V}'$ ou $2\vec{V}''$.

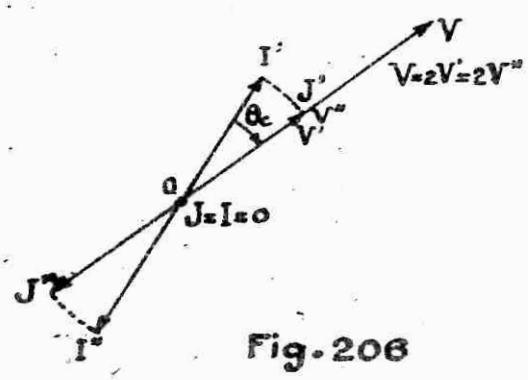


Fig. 206

Les arcs de spirales logarithmiques décrits par les extrémités des vecteurs $\vec{V}'$ et $\vec{V}''$ dans le plan (figure 191), se trouvent exactement placés bout à bout ($\widehat{V_2' O V_2''} = 0$), la portion $V_2'' V''$ relative à l'onde inverse étant là

continuation pure et simple de la portion $V_1' V_2'$ correspondant à l'onde directe. (fig. 207)

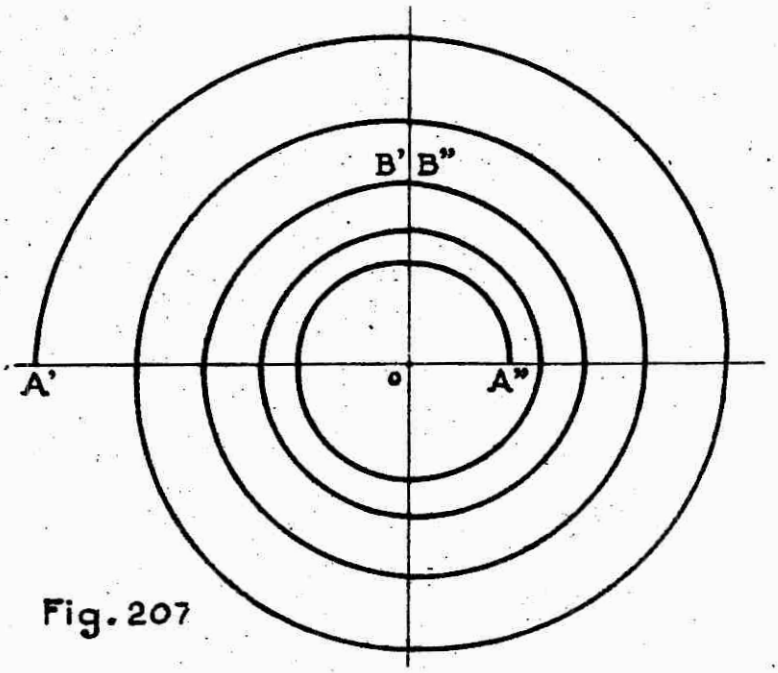


Fig. 207

Pour obtenir le lieu des extrémités des vecteurs I' et I" il faut faire tourner :

1°) - la portion $V_1' V_2$ de la courbe précédente, d'un angle égal à θ_c autour de l'origine o

2°) - la portion $V_2'' V_1''$ d'un angle égal à $\theta_c \pm \Pi$. (figure 208).

Les deux portions de la courbe ainsi obtenue présentent un espacement angulaire égal à Π et appartiennent, par conséquent, à deux spirales logarithmiques de même amortissement mais symétriques par rapport à leur centre O (figure 208).

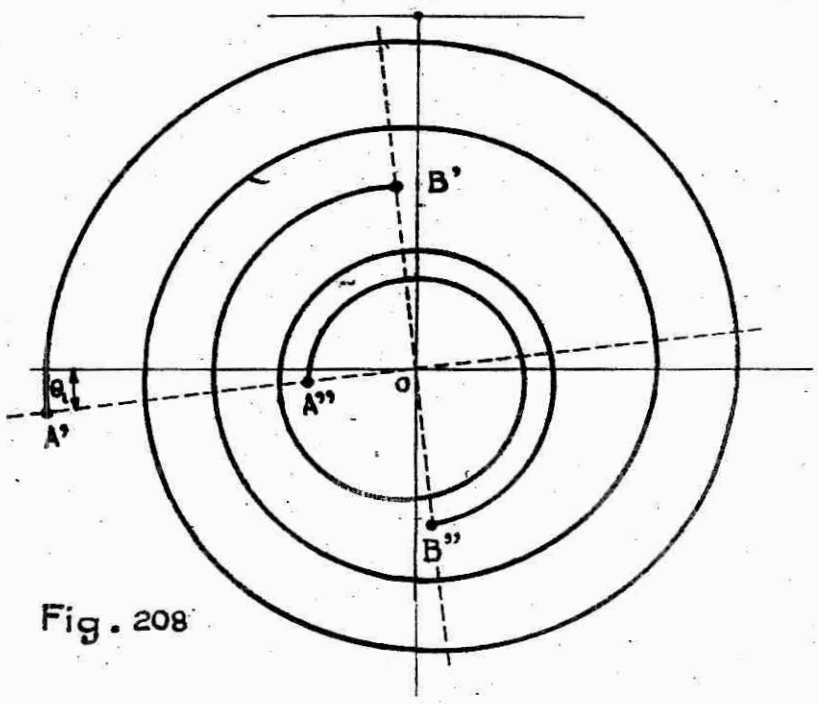


Fig. 208

212 — Dans le cas où la ligne est court-circuitée à son extrémité, le module de Z_2 est nul, et la tension résultante $\vec{V}_2 = \vec{V}_2' + \vec{V}_2''$ également. Les vecteurs $\vec{V}_2'$ et $\vec{V}_2''$ sont

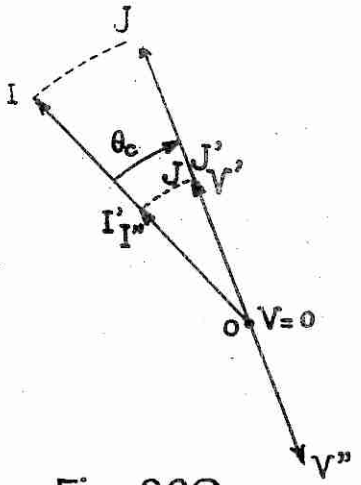


Fig.209

donc nécessairement des vecteurs opposés, et par conséquent les vecteurs $0J_2'$ et $0J_2''$ des vecteurs confondus en un seul.

Le parallélogramme 0J" V V du cas général (figure 201) s'est encore une fois aplati, pour donner la figure 209, qui n'est d'ailleurs autre chose que le cas limite de la figure 205 où l'on aurait fait tendre vers zéro le module de l'impédance Z_2 (avec $\theta_2 = \theta_c$).

Cette fois ce sont les arcs de spirales logarithmiques décrites par les extrémités des vecteurs $\vec{I}'$ et $\vec{I}''$ qui se trouvent exactement placés bout à bout, tandis que les arcs relatifs aux vecteurs $\vec{V}'$ et $\vec{V}''$ présentent une discontinuité angulaire de π.

Adaptation d'une impédance donnée à une ligne donnée.

241 — Soit $\underline{Z}_B$ l'impédance donnée et $\underline{Z}_c$ l'impédance caractéristique de la ligne donnée. Dans le cas général, on aura $\underline{Z}_B$ différent de $\underline{Z}_c$, et la ligne sera le siège d'ondes pseudo-stationnaires se rapprochant de celles qui ont été étudiées au §122 ou au § 161 selon que l'amortissement de la ligne sera négligeable ou non.

Dans le cas particulier où l'on a $\underline{Z}_B = \underline{Z}_c$, il ne subsiste dans la ligne que l'onde progressive directe (V' I') et les amplitudes du courant résultant $\vec{I} = \vec{I}'$ se trouvent réduites au minimum. La puissance dissipée le long de la ligne est elle-même alors réduite au minimum, et le rendement du transport $\frac{W_B}{W_1}$ (rapport de la puissance W_B fournie dans l'impédance terminale $\underline{Z}_B$, à la puissance W_1 délivrée aux bornes d'entrée de la ligne) atteint sa valeur maximum.

242 — On observera que cette impédance $\underline{Z}_B$ peut-être constituée de façon très diverses et en particulier par une seconde ligne de caractéristiques quelconques (différentes ou non de celles de la première) et débitant elle-même dans un organe d'utilisation quelconque. En ce cas l'impédance $\underline{Z}_B$ n'est autre chose que l'impédance d'entrée de la seconde ligne.

Cette seconde ligne peut, plus spécialement, être constituée par une ligne amortie ouverte à son extrémité comme

une antenne d'émission. On reviendra sur cette question au Chapitre VIII, à l'occasion de l'étude de l'alimentation des antennes (voir alimentation par lignes, ou par "feeders", au §).

243 - D'après ce que l'on a vu précédemment, il serait du plus haut intérêt, pour les applications pratiques, d'obtenir des ondes progressives le long de la première ligne, même quand l'impédance Z_B est différente de l'impédance caractéristique Z_c de la ligne. On parvient à ce résultat en intercalant, entre l'impédance Z_B et l'extrémité de la ligne, un <u>transformateur d'impédance</u> (fig. 241).

Comme il a déja été expliqué au Chapitre II (§ 524) ce transformateur d'impédance se présente, essentiellement, sous la forme d'un quadripole composé d'éléments réactifs (selfs, capacité, mutuelles) aussi peu résistants que possible et organisé de telle manière qu'il présente à ces bornes d'entrée ① et ② une impédance égale à Z_c quand l'impédance Z_B est branchée à ses bornes de sortie ③ et ④.

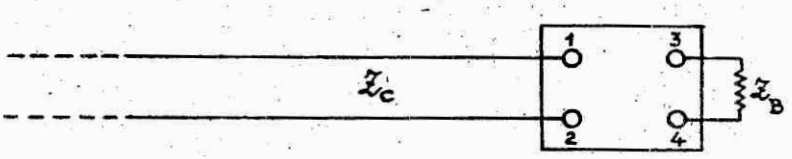


Fig. 241

244 - Parmi les systèmes les plus couramment utilisés, à savoir :

- la boite à self et capacité.
- le filtre en Π
- le transformateur
- la ligne
- la boucle de STERBA,

les trois premiers ont déja été étudiés au Chap. II (§§ 531, 551 et 581)

il reste maintenant à examiner les deux derniers.

Adaptation par lignes.

246 — D'après ce qu'on a vu au § 42 ci-dessus à l'entrée d'une ligne d'impédance caractéristique Z_K et de constante de propagation γ, fermée sur une impédance terminale Z_B est une fonction de la longueur l de la ligne, définie par l'expression

$$Z_o = Z_K \frac{Z_B \operatorname{Ch}\gamma l + Z_K \operatorname{Sh}\gamma l}{Z_K \operatorname{Ch}\gamma l + Z_B \operatorname{Sh}\gamma l}.$$

Dans l'hypothèse où la ligne est peu amortie et où on peut négliger l'affaiblissement β, la constante de propagation se trouve réduite à $\gamma = j\alpha$, et l'impédance caractéristique Z_K se réduit à la résistance pure R_K.

Comme $\operatorname{Ch} j\alpha l = \cos\alpha l$ et $\operatorname{Sh} j\alpha l = j \sin\alpha l$, l'expression de Z_o devient :

$$Z_o = R_K \frac{Z_B \cos\alpha l + j R_K \sin\alpha l}{R_K \cos\alpha l + j Z_B \sin\alpha l}.$$

Quand on fait varier la longueur l, l'extrémité du vecteur Z_o décrit dans le plan une certaine courbe (Γ).

Si cette courbe se trouve passer par l'extrémité du vecteur Z_c, impédance caractéristique de la première ligne, la longueur de ligne correspondant au point Z_c sur la courbe (Γ) fournit l'adaptation désirée. Si la courbe ne passe pas par le point Z_B, un élément de réglage supplémentaire est nécessaire.

247 — D'ailleurs, en écrivant que Z_o est égal à Z_c, on obtient l'équation :

$$R_K \frac{Z_B \cos \alpha l + j R_K \sin \alpha l}{R_K \cos \alpha l + j Z_B \sin \alpha l} = Z_c$$

Cette équation en termes imaginaires est équivalente à deux équations en termes réels, lesquelles ne peuvent être simultanément satisfaites, dans le cas général, que si l'on dispose de deux paramètres variables.

Ces paramètres variables ne peuvent être que la longueur de la ligne et son impédance caractéristique.

Il est possible de faire varier l'impédance caractéristique de la ligne en modifiant l'écartement des deux conducteurs de la ligne, mais le procédé est peu commode et réalisable seulement avec de courtes lignes et par conséquent aux très courtes longueurs d'ondes.

248 — Aussi préfère-t-on, en pratique, ne pas modifier l'impédance caractéristique et ajouter un élément de réglage (en général un condensateur variable) à l'un ou à l'autre bout de la ligne. Ce condensateur (ou éventuellement cette self variable) peuvent évidemment être placé en série ou en dérivation.

1er Cas : l'organe supplémentaire de réglage est placé à l'extrémité de la ligne.

249 — Nous supposerons que l'élément de réglage supplémentaire est un condensateur monté en dérivation, comme dans la figure 242. L'effet de ce condensateur est de faire varier l'impédance Z_2 à l'extrémité de la ligne :

$$Z_2 = Z_B + \frac{1}{jC\omega}.$$

Cette impédance Z_2 est d'ailleurs définie par les positions

relatives des vecteurs $\vec{V}_2$ et $\vec{I}_2$ correspondant à l'extrémité de la ligne.

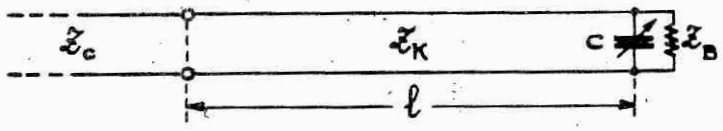


Fig. 242

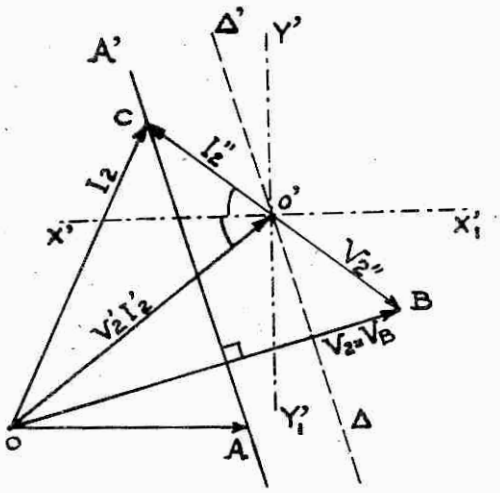


Fig. 243

Donnons nous le vecteur $\overrightarrow{OA} = \vec{I}_B$ intensité dans l'impédance d'utilisation et adoptons, comme d'habitude, pour les tensions et les intensités, des echelles telles que l'intensité I soit représentée par la même longueur graphique que la tension :

$$|\mathcal{Z}_K| \times I = R_K \times I .$$

La tension $\vec{V}_B$ est représentée par un vecteur $\overrightarrow{OB}$ aisé à construire, connaissant l'impédance $\mathcal{Z}_B$.

On a $\vec{V}_2 = \vec{V}_B$; mais pour avoir $\vec{I}_2$, il faut ajouter à $\vec{I}_B$ le courant $\vec{I}_c$ dans le condensateur C. Comme $\vec{I}_c$ est en avance de $\frac{\pi}{2}$ sur $\overrightarrow{OB} = \vec{V}_B$, l'extrémité C du vecteur $\overrightarrow{OC} = \vec{I}_2 = \vec{I}_B + \vec{I}_c$ se déplacera sur la perpendiculaire AA' menée de A sur $\overrightarrow{OB} = \vec{V}_B$.

Le problème consiste à déterminer la valeur à donner au condensateur C pour que l'impédance $\mathcal{Z}_2$ (définie par les vecteurs V_2 et I_2) ait une valeur telle qu'il existe une longueur l de ligne pour laquelle l'impédance d'entrée $\mathcal{Z}_o$ se réduit à la résistance pure $\mathcal{Z}_c = R_c$

250 — Supposons le problème résolu, et soit $\overrightarrow{OC} = \vec{I}_2$

la position du vecteur $\vec{I}_2$. Les positions correspondantes des vecteurs V_2' I_2' et V_2'' I'' appartenant à l'onde directe et à l'onde inverse sur la ligne se construisent aisément, comme il a été expliqué au § 188 ci-dessus. O' étant le milieu de BC (fig. 243) on a (grace à la convention adoptée pour les échelles graphiques) :

$$\begin{aligned} OO' &= \vec{I}_2' = \vec{V}_2' \\ O'C &= \vec{I}_2'' \\ O'B &= \vec{V}_2'' \end{aligned}$$

D'ores et déjà on est assuré que le point O' se trouve sur la droite $\Delta\Delta'$ parallèle à AC et passant par le milieu de l'intervalle qui sépare le point B de la droite AC.

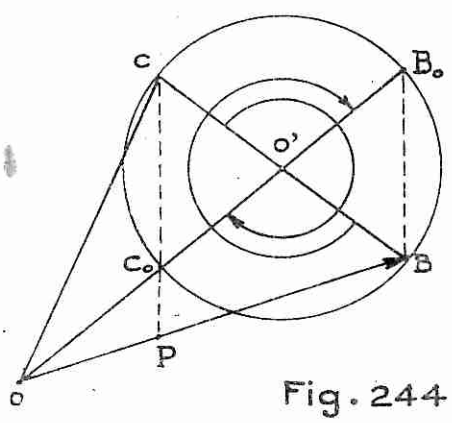


Fig. 244

Les variations de l'impédance $Z = \frac{\gamma}{j}$ le long de la ligne sont données par les variations relatives des vecteurs $\vec{OB}$ et $\vec{OC}$ quand on fait tourner le diamètre BC autour de O' (figure 244).

L'impédance Z sera réduite à une résistance pure R lorsque ce diamètre se trouvera orienté, par rapport à OO', suivant la direction de ce même rayon vecteur OO' (dans le sens $C_o B_o$ — comme dans la figure 244, ou dans le sens inverse $B_o C_o$). Les vecteurs V' V'' I' I'' sont alors orientés, dans le plan du diagramme vectoriel, suivant les directions XX, et YY, des bissectrices des angles supplémentaires OO'C et OO'B (figure 243).

Pour que la résistance R soit égale à la résistance caractéristique de la première ligne, il faut encore que le rapport $\frac{OB_o}{OC_o}$ soit égal à $\frac{R_c}{R_K}$ (R_K au dénominateur pour

tenir compte des échelles adoptées pour les V et les I – voir plus haut).

Soit P le point de rencontre de OB avec le prolongement de CC_o . Par suite du parallélisme de BB_o et de CC_o, on a la proportion :

$$\frac{OB}{OP} = \frac{OB_o}{OC_o}. \quad \text{Or} \quad \frac{OB_o}{OC_o} = \frac{R_c}{R_K}.$$

On a donc $\frac{OB}{OP} = \frac{R_c}{R_K}$ d'où l'on tire $OP = OB \times \frac{R_K}{R_c}$.

Le point P est donc fixe sur OB, et on peut le construire aisément.

251 – Ce point P obtenu, le problème revient à déterminer la position du point O' sur $\Delta\Delta'$ de telle façon que les directions BO' et PC_o (on a $O'C_o = O'B_o = O'B$) se rencontrent sur la droite AA'. La solution se trouve aisément au moyen de quelques tatonnement ou d'un arc de courbe d'erreur (Γ). (figure 245).

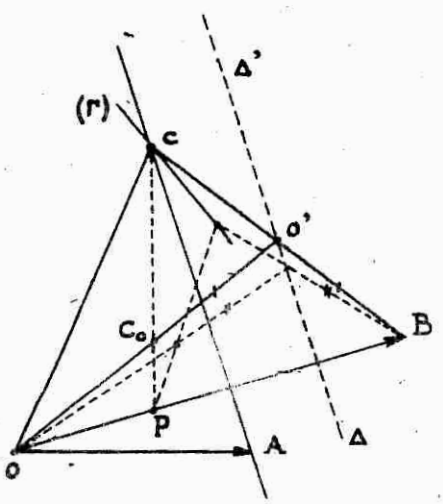


Fig. 245

Soit C ce point de rencontre le vecteur AC représente l'intensité $\vec{I}_c$ dans le condensateur. On en déduit la valeur correspondante de Cω par la relation :

$$V_B\, C\omega = I_c$$

d'où l'on tire : $C\omega = \frac{AC}{OB}$, AC et OB étant respectivement mesurés sur les échelles des intensités et des tensions.

Ou bien encore : $C\omega = \frac{1}{R_K} \times \frac{\text{longueur AC}}{\text{longueur OB}}$.

252 — La longueur l de la ligne est déterminée par l'angle $\widehat{BOB_0}$ dont le diamètre BC de la figure 244 doit tourner autour de O' pour venir en coïncidence avec $B_0 C_0$. Or par rapport à une direction fixe du plan le vecteur $OB = V''$ tourne d'un angle égal à $-2\pi \frac{l}{\lambda_1}$, pendant que le vecteur $OO' = V'$ qui porte la direction OB_0 tourne d'un angle égal et de signe contraire $2\pi \frac{l}{\lambda_1}$. L'angle de OB avec OB_0 est donc égal à deux fois $2\pi \frac{l}{\lambda_1}$. On en déduit que $2\pi \frac{l}{\lambda_1} = \frac{\widehat{BOB_0}}{2}$, d'où la valeur de l connaissant la longueur d'ondes λ_1 sur la ligne.

2ème Cas : l'organe supplémentaire de réglage est placé en tête de ligne.

255 — Le schéma du dispositif d'adaptation est alors celui de la figure 246.

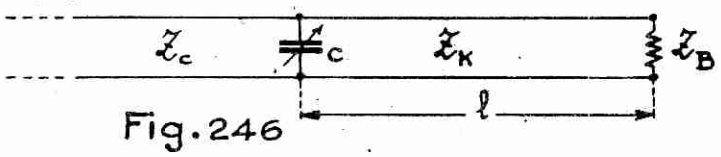


Fig. 246

La position des vecteurs V' V'' I' et I'' à l'extrémité de la ligne est complètement déterminée par l'impédance Z_0 et la grandeur de l'impédance caractéristique $Z_K = R_K$. Ces différents vecteurs, ainsi que les vecteurs $\vec{V}_B = \vec{OB}$ et $\vec{I}_B = \vec{OA}$ représentant la tension et l'intensité dans l'impédance Z_B, sont données par le diagramme de la figure 247 qui suppose, bien entendu que les échelles des tensions et des intensités sont choisies de telle manière que l'intensité I y est représentée par la même longueur graphique que la tension $R_K \times I$.

D'après ce que l'on a vu plus haut (§ 252), on obtient les positions relatives des vecteurs V' I' V'' I'' à l'entrée de la

ligne, supposée de longueur l, en faisant tourner le diamètre AB, autour de O', d'un angle égal à $2\alpha l$ ou à deux fois $2\pi \frac{l}{\lambda_1}$, dans le sens des retards.

Soit M

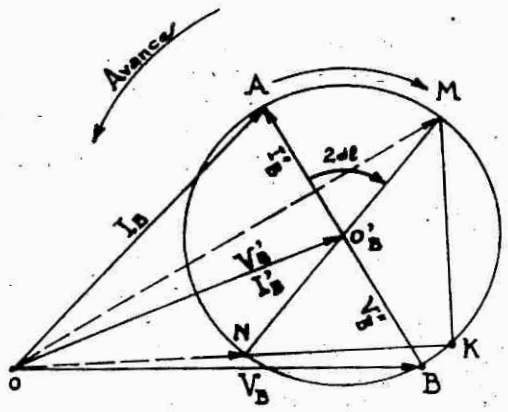


Fig. 247

Soit MO'_BN la nouvelle position de ce diamètre, tracé sur le cercle de centre O'_B pour simplifier la figure. Le rapport des vecteurs $\overrightarrow{ON}$ et $\overrightarrow{OM}$ définit l'impédance d'entrée Z de la ligne.

Quelle que soit cette impédance, un condensateur C ou une self L (suivant que la partie réactance de cette impédance est positive ou négative) en dérivation sur les bornes d'entrée de la ligne permettent de transformer cette impédance Z en une résistance pure R_1 en ajoutant au courant $\vec{I} = \overrightarrow{OM}$ dans la ligne, le courant $\vec{I}_c$ (ou $\vec{I}_L$) absorbé par le condensateur C (ou la self L).

Or le vecteur I_c est en quadrature avec la tension $\vec{V} = \overrightarrow{ON}$ à l'entrée de la ligne. L'extrémité du vecteur $\vec{I}_o = \vec{I} + \vec{I}_c$ ou ($\vec{I}_o$ $\vec{I} + \vec{I}_L$) débité par la première ligne dans l'ensemble : condensateur C (ou self L) + seconde ligne, en dérivation, se trouve donc sur la perpendiculaire menée de N sur OM. Soit K le point de rencontre de ces deux droites, il se trouve également sur le cercle puisque M et N sont les extrémités d'un même diamètre. Le vecteur $\overrightarrow{OK}$ représente l'intensité $\vec{I}_o$ lorsque l'accord est réalisé.

Le rapport $\frac{ON}{OK}$ définit la résistance d'entrée R_o du système ligne + condensateur (ou self). On a, compte tenu du rapport des échelles des tensions et des intensités :

$$R_o = R_K \times \frac{ON}{OK} \quad .$$

256 – Le problème de l'adaptation du système à la première ligne (d'impédance caractéristique R_c) revient à déterminer d'abord la longueur l à donner à la ligne, pour que la résistance R_o soit égale à l'impédance caractéristique R_c.

$$R_K \times \frac{ON}{OK} = R_C$$

Cette première condition étant supposée réalisée, il faudra ensuite régler la capacité C ou la self L pour que l'impédance Z_o du système seconde ligne plus condensateur (ou self) soit bien une résistance pure. En d'autres termes il restera à accorder la ligne au moyen du condensateur C (ou de la self L).

Pour réaliser la première condition, il nous faut trouver sur le cercle de centre O' et de rayon $I''_B = V''_B$, la position du diamètre MN pour laquelle on a la relation :

$$\frac{ON}{OK} = \frac{R_c}{R_K}$$

(K étant le second point d'intersection de la sécante ON).

Or cette relation définit déjà le point N comme appartenant à la figure homothétique du cercle de centre O' (et de rayon $I''_B = V''_B$) avec O comme centre d'homothétie et $\frac{R_c}{R_K}$ comme rapport d'homothétie. Cette figure est un cercle qui coupe le premier en deux points N_1 et N_2 (symétriques par rapport à la droite OO') répondant au problème posé.

Suivant que R_c sera plus petit ou plus grand que R_K on aura la première ou la seconde des deux fig. 248 et 249

Soit K_1 l'autre point d'intersection de la sécante ON_1 avec le cercle de centre O', dans les figures 248 ou 249, et M_1 le symétrique de N_1 par rapport à O'. Soient, de même

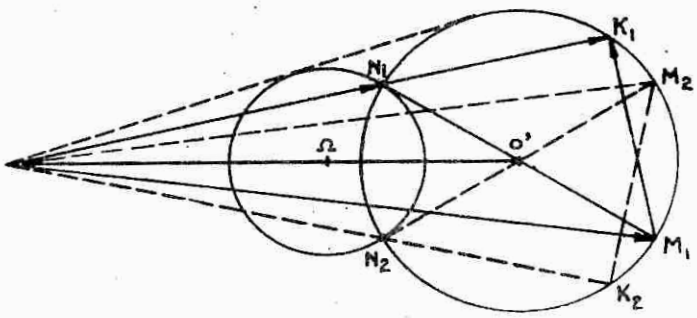


Fig. 248

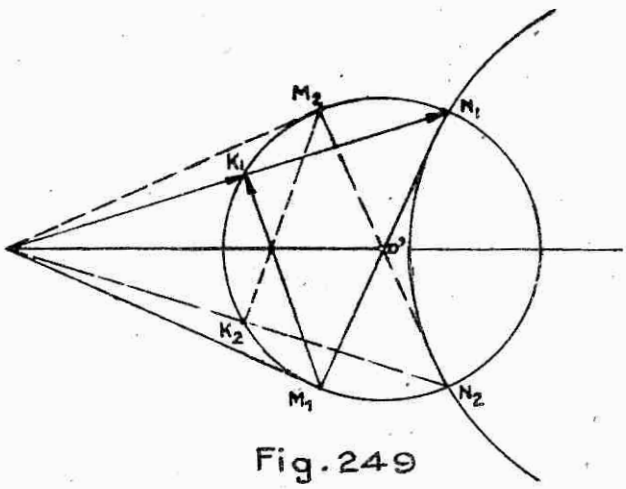


Fig. 249

K_2 et M_2 les points correspondant au deuxième point d'intersection N_2 des deux cercles.

Tandis que le vecteur $\overrightarrow{M_1 K_1}$, représentant le courant dans le condensateur C (ou la self L) de réglage, est en avance (de $\frac{\pi}{2}$) sur la tension $\overrightarrow{V} = \overrightarrow{ON_1}$ à l'entrée de la ligne, le vecteur $\overrightarrow{M_2 K_2}$ est, au contraire en retard (de $\frac{\pi}{2}$) sur le vecteur $\overrightarrow{ON_2}$. La première solution, définie par les points N_1 K_1 M_1, correspond bien à l'emploi d'un condensateur comme organe de réglage supplémentaire à l'entrée de la ligne, tandis que la seconde solution (N_2 K_2 M_2) exigerait l'emploi d'une self à la place du condensateur.

En pratique, pour des raisons de commodité, la première solution est, généralement, la seule qui soit retenue. La grandeur de la capacité C est alors donnée par la relation :

$$C\omega = \frac{I_c}{V} = \frac{1}{R_K} \times \frac{M_1 K_1}{ON_1} .$$

Quant à la longueur de la ligne, elle se déduit de la relation déjà donnée plus haut :

$$\widehat{BON} = \widehat{AOM_1} = 2 \alpha l_1 = 4\pi \frac{l_1}{\lambda_1}$$

257 — On traiterait de la même manière le cas où le condensateur de réglage serait disposé en série avec l'impédance Z_B ou avec la ligne d'impédance caractéristique Z_K, au lieu d'être disposé en dérivation à leurs bornes.

Au lieu d'avoir à considérer la résultante du courant $\vec{I}_c$ dans le condensateur, et du courant $\vec{I}$ dans la ligne Z_K ou dans l'impédance Z_B selon le cas, la tension aux bornes restant immuable, il y aurait, au contraire, à prendre la résultante de la tension aux bornes du condensateur, et de la tension aux bornes de l'impédance Z_B ou de la ligne, l'intensité restant, cette fois, inchangée. Les rôles des vecteurs $\overrightarrow{OA}$ et $\overrightarrow{OM}$ d'une part, et de $\overrightarrow{OB}$ et $\overrightarrow{ON}$ d'autre part seraient, en quelque sorte, intervertis.

Adaptation au moyen de la boucle de STERBA.

261 — Le système d'adaptation désigné sous le nom de boucle de STERBA dérive du dernier système précédemment étudié, en ceci que le condensateur (ou éventuellement la self) de réglage est remplacée par une ligne, court-circuitée à son extrémité et dont la longueur l' est convenablement ajustée (fig. 261).

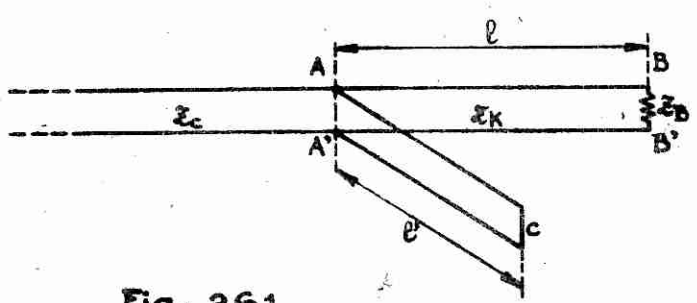


Fig. 261

On sait, en effet, que l'impédance d'entrée d'une telle ligne, supposée aussi peu amortie que possible est une réactance pure pouvant prendre des valeurs positives et négatives (lesquelles iraient de $-\infty$ à $+\infty$ si l'amortissement pouvait être

rigoureusement nul). On peut donc, avec cette ligne, réaliser l'une et l'autre des deux réactances (négatives et positive) correspondant aux vecteurs $\overrightarrow{M_1 K_1}$ et $\overrightarrow{M_2 K_2}$ des figures 248 ou 249, et par conséquent obtenir l'adaptation de l'impédance Z_B à la ligne Z_c, à condition, bien entendu, de régler simultanément, comme dans le cas précédent, la longueur l de la ligne AB d'impédance caractéristique Z_K.

262 — En pratique, la méthode est utilisée dans les conditions suivantes : un générateur G alimente une impédance Z_B par l'intermédiaire d'une ligne (peu amortie) d'impédance caractéristique $Z_c = R_c$.

Comme Z_B peut avoir une valeur quelconque et la longueur de la ligne aussi, cette ligne est le siège d'ondes pseudo-stationnaire du type étudié aux §§161 et suivants ci-dessus.

On se propose d'utiliser une portion AB = l de cette ligne, comprise entre l'extrémité B et un certain point A de cette ligne, conjointement à une boucle AC de la longueur l' branchée en A pour réaliser l'adaptation de la ligne (ou plus exactement de la portion ΘA, située à gauche de A de cette ligne) et de l'impédance Z_B.

On a, dans ces conditions, $Z_K = Z_c = R_K = R_c$, et on prend en outre, pour constituer la boucle, une ligne de même caractéristique que la ligne principale, en sorte que l'on a finalement :

$R_c = R_K = R_K$,.

Le rapport d'homothétie $\frac{R_c}{R_K}$

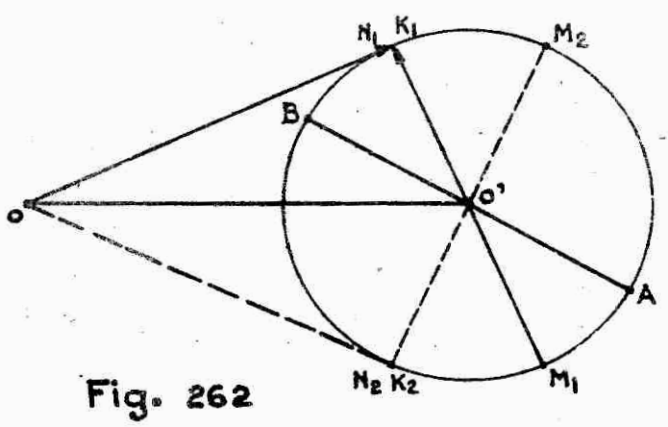


Fig. 262

qui intervenait au § 256 est ici égal à l'unité. Le cercle homothétique de O' est venu se confondre avec ce dernier cercle et les points d'intersection N_1 et N_2 viennent se confondre avec les pieds des perpendiculaires abaissées de O' sur les tangentes menées par O au cercle O'. Marquons les points M_1 et M_2 diamétralement opposés à N_1 et N_2.

Les points K_1 et K_2 se confondent avec N_1 et N_2 puisque $M_1 N_1$ $M_2 N_2$ sont déja perpendiculaires à ON_1 et ON_2. Il fallait bien que l'on ait en effet l'égalité $\overrightarrow{ON_1} = \overrightarrow{V} = \overrightarrow{I} = \overrightarrow{OK_1}$ puisque R_c est égal à R_K.

L'impédance, ou plutôt la réactance, d'entrée de la boucle qui correspond à la solution donnée par les points $M_1 N_1$, est définie par le rapport $\frac{\overrightarrow{ON_1}}{\overrightarrow{M_1 K_1}}$, de la tension entre A et A' au courant entrant dans cette boucle. Cette réactance est négative puisque $\overrightarrow{M_1 K_1}$ est en avance (de $\frac{\pi}{2}$) sur $\overrightarrow{ON_1}$.. La boucle doit présenter une réactance de capacité ; sa longueur doit être comprise entre $\frac{\lambda_1}{4}$ et $\frac{\lambda_1}{2}$, ou entre $\frac{3\lambda_1}{4}$ et λ_1, etc,..... En pratique, on adoptera naturellement la plus petite des longueurs possibles, à savoir celle comprise entre $\frac{\lambda_1}{4}$ et $\frac{\lambda_1}{2}$.

La réactance de la boucle correspondant à la seconde solution (M_2 N_2) est définie par le rapport $\frac{\overrightarrow{O N_2}}{\overrightarrow{M_2 K_2}}$. Cette réactance est positive puisque la tension $\overrightarrow{ON_2}$ est en avance (de $\frac{\pi}{2}$) sur le courant $\overrightarrow{M_2 K_2}$. La longueur de cette boucle devra être comprise entre 0 et $\frac{\lambda_1}{4}$ ou entre $\frac{\lambda_1}{2}$ et $\frac{3\lambda_1}{4}$ etc..... On adoptera encore la plus petite de ces longueurs à savoir celle qui est comprise entre 0 et $\frac{\lambda_1}{4}$.

La seconde solution correspond à une boucle "courte" tandis que la première exige une boucle "longue".

263 - Pour achever de résoudre le problème, il nous faut encore déterminer :

1°) la longueur AB l de ligne qui doit exister entre l'impédance Z_B et la boucle ACA'

2°) la longueur l' de cette boucle elle-même.

264 - Comme au § 256 ci-dessus, la longueur l est déterminée par l'angle $\widehat{AOM_1}$ (ou $\widehat{AOM_2}$ si l'on adopte la seconde solution) d'après la relation : $\widehat{AOM_1} = 2\alpha l_1 = 4\pi \frac{l}{\lambda_1}$ (ou $\widehat{AOM_2} = 2\alpha l_2 = 4\pi \frac{l_2}{\lambda}$ dans le second cas). Le résultat est immédiat dès qu'on connait la position du diamètre AOB sur le cercle O'.

Or il arrive précisément, en pratique, que l'impédance Z_B, qui sert à déterminer les positions relatives des vecteurs OA et OB et du cercle O' n'est pas immédiatement connue, ou aisément mesurable ; on constate seulement le fait que cette impédance est différente de l'impédance caractéristique de la ligne $Z_c = R_c$, à cause de la présence de maxima et de minima d'intensité le long de cette ligne, avant que l'adaptation soit réalisée.

Ce qu'on peut immédiatement déterminer, ce sont plutôt les positions des maxima et des minima, ainsi que le rapport $\frac{I_{max}}{I_{min}}$ (ou ces intensités I_{max} et I_{min} elles-mêmes).

Du rapport $\frac{I_{max}}{I_{min}}$, on déduit aisément le rapport des intensités $\frac{I'}{I''}$ de l'onde directe et de l'onde inverse.

En effet :

$$I_{max} = I' + I'' \qquad I_{min.} = I' - I''.$$

D'où $I' = \frac{I_{max} + I_{min}}{2}$ et $I'' = \frac{I_{max} - I_{min}}{2}$

et par conséquent :

$$\frac{I'}{I''} = \frac{I_{max} + I_{min}}{I_{max} - I_{min}} = \frac{\frac{I_{max}}{I_{min}} + 1}{\frac{I_{max}}{I_{min}} - 1}$$

265 _ On peut donc construire, à une échelle arbitraire, le vecteur $\overrightarrow{OO'} = \vec{I}'$ et le cercle de centre O' et de rayon égal à I". Sur ce cercle se trouvent, diamétralement opposées, les extrémités A et B des vecteurs $\overrightarrow{OA} = \vec{I}_B$ et $\overrightarrow{OB} = \vec{V}_B$ représentant l'intensité et la tension à l'extrémité de la ligne.

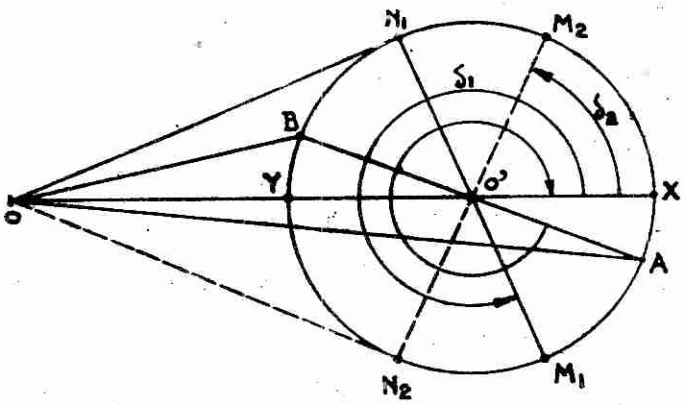


Fig. 263

Comme on le sait, le maximum $\vec{I}_{max.}$ de $\vec{I} = \vec{I}' + \vec{I}''$, est obtenu quand $\vec{I}'$ et $\vec{I}''$ ont à la fois la même direction et le même sens sur cette direction. Cette circonstance se produit quand l'extrémité du vecteur $\vec{I}''$ qui parcourt le cercle O' se trouve en X dans le prolongement de la direction OO'. (fig. 263).

On a, au contraire, un minimum de I lorsque l'extrémité du vecteur $\vec{V}''$ est au point d'intersection Y avec le segment OO'.

L'angle $\widehat{AO'X}$, orienté dans le sens des retards, détermine la distance existant entre l'extrémité B de la ligne et la position du premier maximum de I sur cette ligne.

L'angle $\widehat{XO'M_1} = \delta_1$ orienté au contraire dans le sens des avances, (ou l'angle $\widehat{XO'M_2} = \delta_2$) détermine les abcisses h_1 et h_2 des points de branchement de la boucle d'adaptation, ces abcisses étant comptées à partir de ce premier maximum, et positivement dans le sens qui va vers l'extrémité B de la ligne:

$$\begin{cases} \widehat{XO'M_1} = \delta_1 = 2\alpha h_1 = 4\pi \dfrac{h_1}{\lambda_1} \\ \widehat{XO'M_2} = \delta_2 = 2\alpha h_2 = 4\pi \dfrac{h_2}{\lambda_1} \end{cases}.$$

266 – Ces angles δ_1 et δ_2 ne sont d'ailleurs définis qu'à un multiple de 2π près. Il s'en suit que les points A_1 et A_2 correspondants sur la ligne ne sont eux-mêmes définis qu'à un multiple de demi-longueurs d'ondes près.

267 – D'autre part il est visible sur la figure 263 que $\widehat{XO'M_1}$ est compris entre $\frac{3\pi}{2}$ et 2π, et $\widehat{XO'M_2}$ entre 0 et $\frac{\pi}{2}$, et enfin que l'on a : $XO'M_1 + XO'M_2 = 2\pi$.

On en déduit que h_1 sera compris entre $\frac{3\lambda_1}{8}$ et $\frac{\lambda_1}{2}$, et h_2 entre 0 et $\frac{\lambda_1}{8}$ et que l'on aura $h_1 + h_2 \frac{\lambda_1}{2}$, tout ceci à un nombre entier de demi-longueurs d'ondes près.

Les deux positions A_1 et A_2 trouvées pour la boucle seront donc symétriques dans l'intervalle de deux maxima consécutifs de $\underline{I}$.

Le point A_1 (qui correspond à la solution $M_1 N_1$ de la figure 263 avec $M_1 N_1$ en <u>avance</u> de $\frac{\pi}{2}$ sur $\overrightarrow{OM_1}$) se trouve placé à moins de $\frac{1}{8}$ de longueur d'onde en amont d'un maximum, tandis que A_2 (correspondant à $M_2 N_2$ sur la figure 263 avec $\overrightarrow{M_2 N_2}$ en <u>retard</u> de $\frac{\pi}{2}$ sur $\overrightarrow{OM_2}$) est placé à moins de $\frac{1}{8}$ de longueur d'onde en aval d'un maximum de I.

268 – On verra plus loin que la première solution ($M_1 N_1 \delta_1 h_1$) correspond à l'emploi d'une boucle longue, (réactance négative) tandis que la seconde ($M_2 N_2 \delta_2 h_2$) correspond à l'emploi d'une boucle "courte" (à réactance positive).

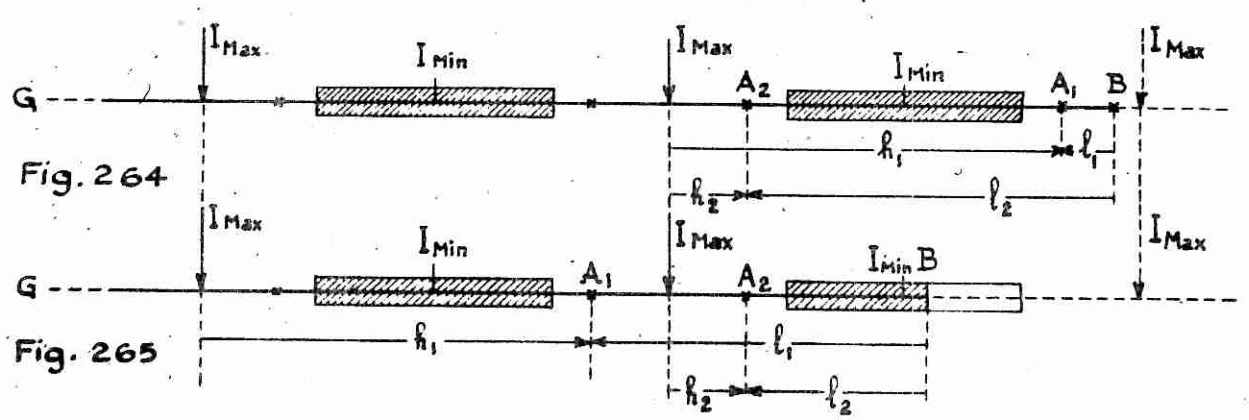
269 – En pratique on adopte l'une ou l'autre des deux positions qui se trouvent les plus rapprochées de l'extrémité de la ligne, afin de bénéficier de l'onde

progressive pure sur la plus grande partie possible de la ligne GB considérée.

270 — Or la position de l'extrémité B de la ligne par rapport aux maxima successifs de L (c'est-à-dire, à proprement parler, la répartition des maxima de I sur la ligne réelle, à partir de son extrémité B) nous est donnée par la position du point A, extrémité du vecteur $\vec{I}_B$ sur le cercle de la figure 263 par rapport aux deux points M_1 et M_2.

Suivant que ce point A (fig. 263) sera situé sur l'arc de circonférence $M_1 X M_2$ ou sur l'arc $M_1 Y M_2$, la position du point de branchement de la boucle d'adaptation sur la ligne, le plus proche de l'extrémité, sera donné soit par la seconde solution (abcisse h_2) correspondant aux points $M_2 N_2$ du diagramme vectoriel, comme dans la figure 263, soit par la première solution (abcisse h_1) correspondant aux points $M_1 N_1$.

La figure 264, qui découle de la figure 263, donne un exemple de répartition des différents points considérés ($I_{max.}$, I_{min}, A_1, A_2, B) sur la ligne dans le premier cas. La figure 265 donne au contraire une répartition appartenant au second cas.



271 — Les longueurs l'_1 et l'_2 des boucles correspondant à la première et à la seconde solution se déduisent immédiatement de la formule du § 48 donnant l'impédance d'une ligne court-circuitée à son extrémité :

$$\underline{Z} = R_c \ \mathrm{Th}\, \gamma l' = j R_c \ \mathrm{tg}\, \alpha l'$$

ou : $$\underline{Z} = jX \quad \text{avec} \quad X = R_c \ \mathrm{tg}\, \alpha l' \ .$$

Or, les réactances X_1 et X_2 correspondant à l'une et l'autre des deux solutions sont données par les rapports de la tension et de l'intensité à l'entrée de la boucle. Ces deux réactances sont égales et des signes contraires ; leur valeur absolue commune est :

$$|X_1| = |X_2| = R_c \times \frac{ON_1}{M_1N_1} = R_c \times \frac{ON_2}{M_2N_2} \ .$$

Compte tenu de l'orientation relative des vecteurs tension et intensité à l'entrée de la ligne on a :

$$X_1 = - R_c \frac{ON_1}{M_1N_1}$$

$$X_2 = + R_c \frac{ON_1}{M_1N_1}$$

d'où l'on tire :
$$\begin{cases} \mathrm{tg}\ \alpha l'_1 = - \dfrac{ON_1}{M_1N_1} \\ \mathrm{tg}\ \alpha l'_2 = + \dfrac{ON_1}{M_1N_1} \end{cases} .$$

Or dans le triangle rectangle ON_1M_1, rectangle en N_1, on a précisément :

$$\mathrm{tg} \left| \overbrace{OM_1N_1} \right| = \frac{ON_1}{M_1N_1} \ .$$

On en déduit finalement les relations donnant l'_1 et l'_2.

$$\alpha l'_1 = \pi - \overbrace{OM_1N_1}$$
$$\alpha l'_2 = \overbrace{OM_1N_1} \ .$$

272 — Ces résultats pouvaient être également obtenus directement en traçant le diagramme vectoriel de la boucle (figure 266).

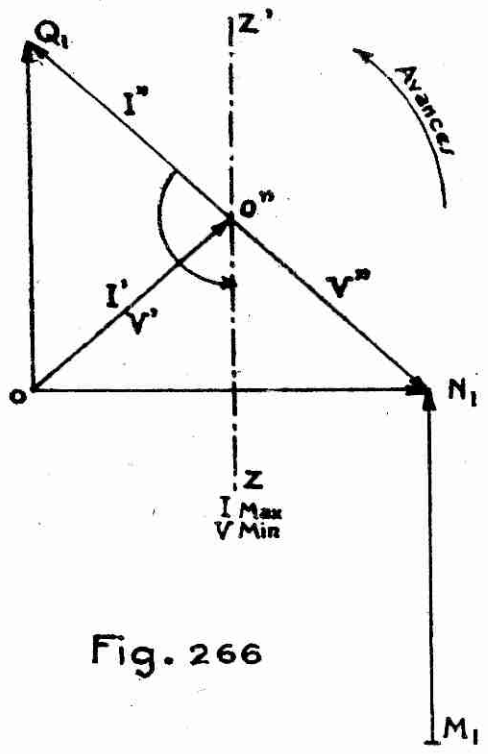


Fig. 266

En effet, reprenons les vecteurs $\overrightarrow{ON_1}$ et $\overrightarrow{M_1N_1}$ représentant la tension et l'intensité à l'entrée de cette boucle, et traçons $\overrightarrow{OQ_1}$ équipollent à $\overrightarrow{M_1N_1}$. Soit O" le milieu de Q_1N_1. L'angle en O étant droit les quatre vecteurs intensités et tensions des ondes directe et de l'onde inverse sur la boucle sont quatre vecteurs égaux, et leurs positions à l'entrée de la boucle sont données par les vecteurs $\overrightarrow{OO"}$ pour $\overrightarrow{I'}$ et $\overrightarrow{V'}$ par $\overrightarrow{O"Q_1}$ pour $\overrightarrow{I"}$ et par $\overrightarrow{O"N_1}$ pour $\overrightarrow{V"}$. L'orientation des vecteurs $\overrightarrow{I}_{max}$ le long de la boucle est donnée par la bissectrice ZZ' de l'angle $(I', I") = \widehat{OO"N_2}$. Or l'extrémité de la boucle est précisément un des points de la boucle où l'intensité totale $\overrightarrow{I} = \overrightarrow{I'} + \overrightarrow{I"}$ est égale à $\overrightarrow{I}_{max}$, puisque cette extrémité est court-circuitée (§ 211). L'angle $\widehat{Q_1O"Z}$ définit la plus petite distance qui puisse exister entre l'entrée de la boucle et un maximum de I. C'est la longueur l'_1 de la boucle "longue". On a :

$$\widehat{Q_1O"Z} = \alpha l'_1$$

On vérifie aisément que l'angle $Q_1O"Z$ s'identifie avec l'angle $\pi - \widehat{OM_1N_1}$ trouvé au § 271 ci-dessus.

273 — La seconde solution, définie par les points

$M_2 N_2$ de la figure 263, conduit à construire de la même façon un diagramme qui se trouve être symétrique du précédent par rapport à la direction de ON_1 et ON_2 (fig. 267).

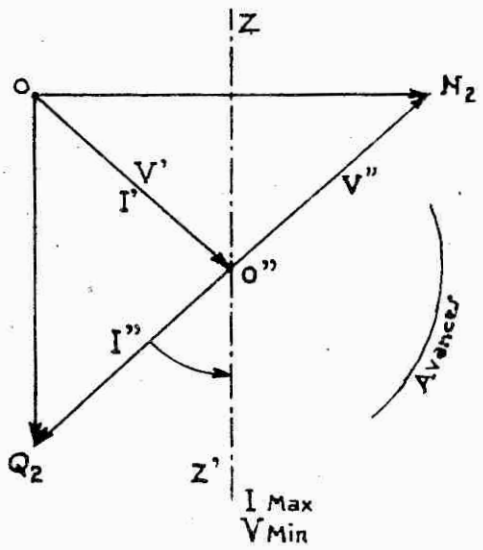


Fig. 267

La plus courte distance (comptée depuis l'entrée de la ligne), à laquelle on puisse trouver un maximum de I est définie par l'angle $\overset{\frown}{Q_2 O'' Z'}$. Cette distance est la longueur de la boucle nécessaire pour réaliser l'adaptation. On a alors :

$$\overset{\frown}{Q_2 O'' Z'} = \alpha l'_2$$

C'est la longueur de la boucle "courte".

La comparaison des deux relations en l'_1 et en l'_2 montre que l'on a :

$$\alpha (l'_1 + l'_2) = \alpha l'_1 + \alpha l'_2 = \overset{\frown}{Q_1 O'' Z} + \overset{\frown}{Q_2 O'' Z'} = \pi$$

ou bien :

$$\frac{2\pi}{\lambda_1} (l'_1 + l'_2) = \pi$$

d'où

$$l'_1 + l'_2 = \frac{\lambda_1}{2} .$$

Les deux longueurs l'_1 et l'_2 de la boucle longue et de la boucle courte sont symétriques par rapport à $\frac{\lambda_1}{4}$. Si l'une vaut $\frac{\lambda_1}{4} - d$ l'autre vaut $\frac{\lambda_1}{4} + d$.

274 – On voit immédiatement que les rapports $\frac{h_1}{\lambda_1}$ $\frac{h_2}{\lambda_2}$ $\frac{l'_1}{\lambda_2}$ $\frac{l'_2}{\lambda_2}$ ne dépendent que du rapport $\frac{I_{max}}{I_{min}}$ ou $\frac{I_{min}}{I_{max}}$ Il est donc possible de les calculer, une fois pour toutes, en fonction de $\frac{I_{min}}{I_{max}}$, et de représenter graphiquement les

résultats obtenus au moyen de courbes.

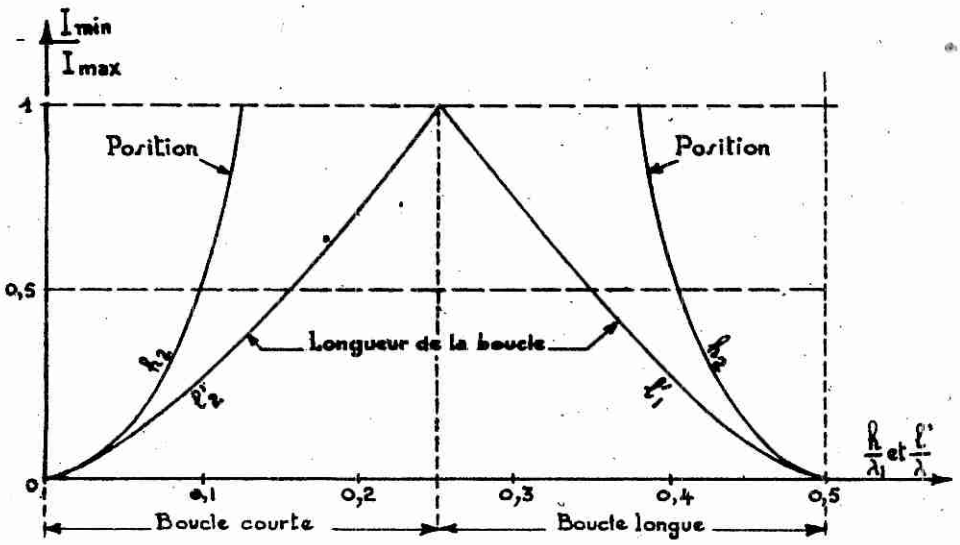


Fig. 268

Ces courbes sont extrêmement commodes en pratique, pour réaliser rapidement l'adaptation d'une ligne et d'une impédance sans avoir à tracer de diagrammes vectoriels. On les trouvera au tableau n° du Chapitre X, et reproduites à petite échelle sur la figure 268.

275 — Il est évident que les courbes donnant la position de la boucle sont applicables au cas, antérieurement examiné, où la boucle d'adaptation était remplacé par un condensateur variable. La seule branche de courbe à prendre en considération est celle qui correspond à la boucle "longue" (réactance d'entrée négative).

276 — Enfin, au lieu de la boucle c'est-à-dire d'une ligne court-circuitée à son extrémité, on pourrait aussi utiliser une ligne ouverte. Les positions de branchement sur la ligne principale ne seraient pas modifiées, mais il faudrait changer les longueurs indiquées pour la boucle courte et pour la boucle longue.

Différents modes d'attaque d'une ligne

301 _ Reprenons la ligne (AA', BB') alimentée par la source G_1 de pulsation ω. Elle présente une impédance d'entrée $\mathcal{Z}_1$ qui est le rapport imaginaire de la tension imaginaire $\mathcal{V}_1$ (aux bornes de la source) au courant imaginaire $\mathcal{I}_1$ admis dans la ligne.

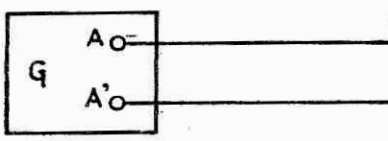


Fig. 301

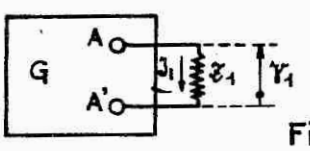


Fig. 302

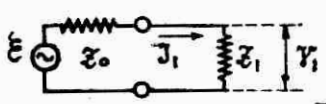


Fig. 303

Vis-à-vis de la source, ce qui précède implique que la source soit précisément organisée pour que la tension à ses bornes soit précisément égale à $\mathcal{V}_1$ lorsqu'on lui soutire un courant égal à $\mathcal{I}_1$. Tel est, par exemple, le cas où la source est un réseau de distribution à tension constante $\mathcal{V}_1$, lorsque les dispositions nécessaires sont prises pour maintenir la tension en ligne constante, quelle que soit l'intensité du courant $\mathcal{I}_1$ débité.

302 _ Généralement la source sera constituée par une force électromotrice en série avec un ensemble d'éléments divers (selfs, capacités, résistance). La source présente alors une <u>impédance interne</u> bien déterminée qui n'est autre que l'impédance de l'ensemble des éléments en série avec

la force électromotrice. Soit Z_0 cette impédance interne.

La force électromotrice $\mathcal{E}$ nécessaire pour obtenir le courant $\mathcal{I}_1$ dans la ligne sera :

$$\mathcal{E} = (Z_0 + Z_1)\,\mathcal{I}_1 \quad \text{ou} \quad \mathcal{E} = Z_0\,\mathcal{I}_1 + \mathcal{V}_1 .$$

303 – Le problème qui se pose habituellement est d'obtenir la tension $\mathcal{V}_1$ et l'intensité $\mathcal{I}_1$ à l'entrée de la ligne, au moyen d'une force électromotrice $\mathcal{E}$ aussi faible que possible. Ce résultat sera obtenu quand le module de $(Z_0 + Z_1)$ sera minimum.

Or $|Z_0 + Z_1| = |(R_0 + jX_0) + (R_1 + jX_1)| = |(R_0 + R_1) + j(X_0 + X_1)|$.

et par conséquent :

$$|Z_0 + Z_1| = \sqrt{(R_0 + R_1)^2 + (X_0 + X_1)^2}$$

Il nous faut obtenir le minimum de la somme des deux carrés $(R_0 + R_1)^2$ et $(X_0 + X_1)^2$.

Dans le deuxième terme, les réactances X_0 et X_1 peuvent être, l'une comme l'autre, positives ou négatives (théoriquement leurs valeurs peuvent être comprises entre $-\infty$ et $+\infty$) mais, tandis que la réactance X_1 est imposée par la ligne, la réactance X_0 est susceptible d'être aisément modifiée, par adjonction d'une self ou d'une capacité en série, sans que la résistance R_0 soit augmentée d'une façon appréciable. On a donc la possibilité de rendre le terme $(X_0 + X_1)^2$ égal à son minimum absolu, c'est-à-dire de l'annuler

$$X_0 + X_1 = 0 \quad \text{ou bien} \quad X_0 = -X_1 .$$

C'est la condition de <u>résonance</u> du système générateur plus ligne ou encore la condition de résonance du générateur sur la ligne.

On a alors :

$$\mathcal{E} = (Z_0 + Z_1)\, J_1 = (R_0 + R_1)\, J_1 \ .$$

L'impédance totale $Z_0 + Z_1$ se réduit à la résistance pure $(R_0 + R_1)$, et la force électromotrice nécessaire est en phase avec le courant débité.

304 — Dans la somme $R_0 + R_1$ la résistance R_1 est essentiellement positive, si, comme on l'a fait jusqu'ici, nous ne considérons que le cas où la ligne reçoit de l'énergie par ses bornes d'entrée AB' (voir § 205).

Il en est de même de R_0, lorsque l'impédance Z_0 est constituée uniquement au moyen d'éléments passifs (selfs, capacités, résistances) à l'exclusion de sources d'énergie.

Dans la pratique on réduira la force électromotrice nécessaire en faisant en sorte que la résistance R_0 soit la plus petite possible.

305 — La force électromotrice nécessaire $\mathcal{E}$ serait nulle si l'on avait :

$$Z_0 + Z_1 = 0$$

c'est-à-dire, non seulement $X_0 + X_1 = 0$, mais encore

$$R_0 + R_1 = 0 \ , \text{ ou } R_0 = -R_1 \ .$$

La source se réduirait à l'impédance Z_0 toute seule, cette impédance comportant alors une " résistance " négative ". Or on a vu au Chapitre III (§ 351) qu'il était possible de réaliser, au moyen de lampes, en particulier, des systèmes présentant à leurs bornes d'entrée de telles impédances.

En raccordant des lignes à de tels ensembles, on obtient l'amorçage d'oscillations dans le système générateur

plus ligne. La pulsation engendrée est celle, ou une de celles qui annulent simultanément la résistance $R_0 + R_1$ et la réactance $X_0 + X_1$. Un ajustage convenable des éléments du système générateur permet de modifier la pulsation des oscillations engendrées, et de l'amener sur la valeur ω que l'on considère.

306 _ On observera que l'équation précédente :

$$\mathcal{E} = (\mathcal{Z}_0 + \mathcal{Z}_1)\, \mathcal{J}_1$$

peut s'écrire, en divisant par $\mathcal{Z}_0$:

$$\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{Z}_0} = \mathcal{J}_1 + \frac{\mathcal{Z}_1\, \mathcal{J}_1}{\mathcal{Z}_0} .$$

or $\mathcal{Z}_1\, \mathcal{J}_1 = \mathcal{V}_1$ donc :

$$\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{Z}_0} = \mathcal{J}_1 + \frac{\mathcal{V}_1}{\mathcal{Z}_0} .$$

Cette relation exprime que la somme du courant $\mathcal{J}_1 = \frac{\mathcal{V}_1}{\mathcal{Z}_1}$ débité dans la ligne, et du courant $\frac{\mathcal{V}_1}{\mathcal{Z}_0}$ débité dans une impédance $\mathcal{Z}_0$ qui serait placée en dérivation sur la ligne est indépendante du courant débité dans la ligne et de la tension à ses bornes.

En d'autres termes la source Θ constituée par la force électromotrice $\mathcal{E}$ en série avec l'impédance $\mathcal{Z}_0$ (fig.304)

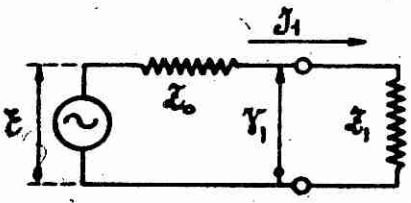


Fig. 304

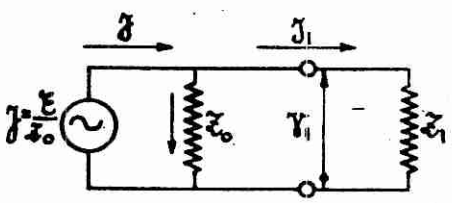


Fig. 305

est équivalente à celle qui serait constituée par la source de courant $\mathcal{J} = \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{Z}_0}$ débitant, en dérivation, dans la ligne et dans l'impédance $\mathcal{Z}_0$ (fig.305).

Si on désigne par $\mathcal{A}_0$ l'admittance $\frac{1}{Z_0}$ et par $\mathcal{A}_1$ l'admittance $\frac{1}{Z_1}$, la dernière équation ci-dessus, peut s'écrire :

$$\mathcal{J} = (\mathcal{A}_0 + \mathcal{A}_1)\,\mathcal{V}_1$$

qui est exactement de même forme que celle relative au système de la figure 304.

$$\mathcal{E} = (\mathcal{Z}_0 + \mathcal{Z}_1)\,\mathcal{I}_1 .$$

Attaque en tension et en intensité.

311 — Nous avons vu que l'impédance à l'entrée d'une ligne pouvait prendre dans la pratique des valeurs extrêmement variées.

Si la ligne est sans pertes et ne débite sur aucun récepteur ; le module de cette impédance peut théoriquement prendre toutes valeurs comprises entre 0 et l'infini, l'argument étant $\pm \frac{\pi}{2}$ (§ 145).

Si la ligne dissipe de l'énergie ou bien en transmet à un récepteur, le module de l'impédance est compris entre un maximum et un minimum situés de part et d'autre du module de l'impédance caractéristique.

La ligne pourra donc être attaquée dans des conditions opposées :

1°- lorsque l'impédance d'entrée de la ligne est faible, la source fournit à la ligne une intensité importante sous une faible tension. On dit alors que la ligne est attaquée en intensité.

A la limite, s'il n'y avait pas de pertes d'énergie, on pourrait même théoriquement avoir $V = 0$.

2°- lorsque l'impédance apparente de la ligne est élevée, la source fournit à la ligne qu'une intensité minime

sous tension élevée. On dit alors que la ligne est attaquée en tension

A la limite (dans les mêmes hypothèse que plus haut) on pourrait théoriquement avoir $I = 0$.

312 - Dans le premier cas, l'alimentation sera obtenue au moyen d'une source de faible force électromotrice, en série avec une impédance interne Z_0 faible elle-aussi par conséquent. La tension V_1 à l'entrée de la ligne sera peu différente de la force électromotrice $\mathcal{E}$, et à la limite, l'impédance interne Z_0 tendant vers zéro on aura $V_1 = \mathcal{E}$.

Dans le cas de l'attaque "en tension" au contraire, il faut une source de force électromotrice élevée, et, par conséquent, nécessairement d'impédance interne élevée. Il s'en suit que la tension V_1 aux bornes cesse d'être comparable à la force électromotrice $\mathcal{E}$. Il est alors généralement plus commode de considérer le générateur comme une source de faible intensitée $J = \frac{\mathcal{E}}{Z_0}$, d'admittance interne $\mathcal{A} = \frac{1}{Z_0}$. Cette admittance est faible puisque Z_0 est grand et le courant débité I_1 dans la ligne diffère peu de celui délivré par la source. A la limite, lorsque l'admittance interne s'annule ($Z_0 = \infty$) on a l'égalité $I_1 = J$.

Lignes symétriques et lignes non-symétriques.

313 - Dans tout ce qui précède nous n'avons fait intervenir que les différences de potentiel existant entre les couples de points de la ligne situés vis-à-vis l'un de l'autre comme M et M' (fig. 1); aucune hypothèse n'était faite sur les valeurs relatives des potentiels de ces points M et M' par rapport au sol.

Or différents cas peuvent se présenter :

1°) - Les potentiels de M et M', comptés à partir du potentiel du sol, sont à chaque instant des grandeurs égales et de signes contraires. Il faut pour cela que la source présente à ses bornes une tension symétrique par rapport au sol, et en outre, que les capacités linéaires de chaque conducteur de la ligne avec le sol soient aussi égales que possible. C'est ce qui arrive pratiquement lorsque la distance entre les deux conducteurs est négligeable vis-à-vis de la hauteur de la ligne au dessus du sol, ou bien lorsque la ligne est placée sous écran à un potentiel fixe par rapport à celui du sol; on dit alors que la ligne est symétrique.

2°) - Le potentiel de l'un des conducteurs est partout maintenu égal à celui du sol. La source a alors une borne à la terre, et la ligne est complètement dissymétrique.

3°) Entre ces deux cas extrêmes se placent toute une gamme de cas intermédiaires où les potentiels des points homologués M et M' sont plus ou moins dissymétriques par rapport au sol. Ces cas intermédiaires ne présentent d'ailleurs aucun intérêt spécial.

Passage d'une ligne symétrique à une ligne non-symétrique.

321 - Cette opération nécessite un dispositif de liaison particulier qui établisse ou fasse disparaître, selon le cas, la symétrie des potentiels par rapport au sol.

On emploie, à cet effet, l'un ou l'autre des montages représentés par les figures 318 à 321.

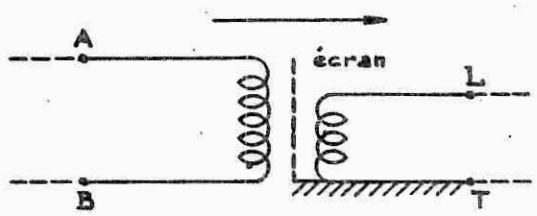


Fig. 318

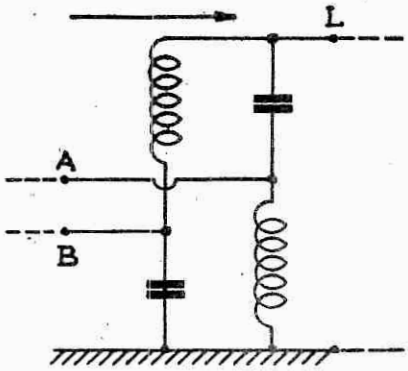


Fig. 319

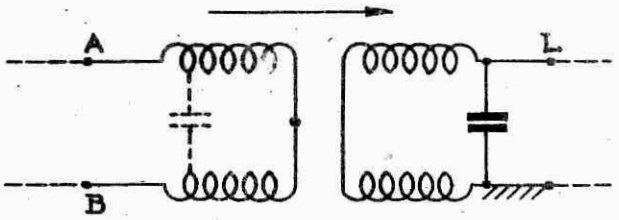


Fig. 320

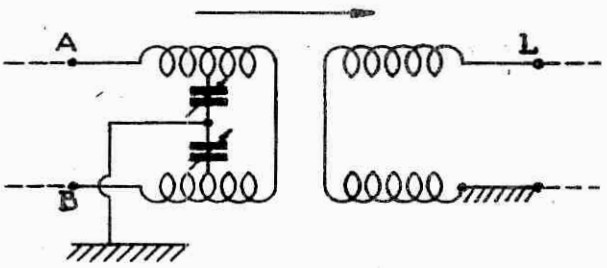


Fig. 321

Lignes à deux conducteurs et à un conducteur.

322 _ Suivant leur construction les lignes se classent en deux catégories générales :

_ les lignes à deux conducteurs

_ les lignes à simple conducteur

Les lignes symétriques sont évidemment toutes des lignes à deux conducteurs, mais les deux catégories ci-dessus indiquées peuvent exister parmi les lignes non-symétriques.

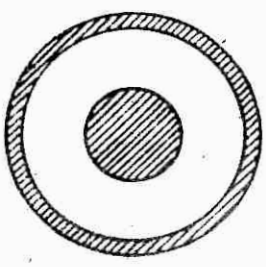


Fig. 322

Dans la pratique les lignes non-symétriques à deux conducteurs seront du type coaxial (fig. 322) c'est-à-dire formées de deux conducteurs concentriques, l'un enveloppant entièrement l'autre.

C'est le conducteur extérieur qui est alors mis à la terre, il se comporte vis-à-vis du conducteur central comme écran, arrête efficacement tout rayonnement à l'extérieur.

Lignes à un seul conducteur.

323 — Dans la catégorie des lignes à un seul conducteur c'est le sol qui constitue le conducteur de retour, c'est-à-dire le conducteur ou viennent se refermer les lignes de force du champ électrique. Mais il y a lieu de noter (à moins qu'il ne s'agisse d'un conducteur rapproché du sol, et de fréquence relativement basse) que de nombreuses lignes de force se referment sur la ligne elle-même sans toucher le sol. Ceci explique pourquoi les coefficients C_1, L_1 et R_1 varient avec la position du point considéré sur la ligne et avec la longueur d'onde (figure 323).

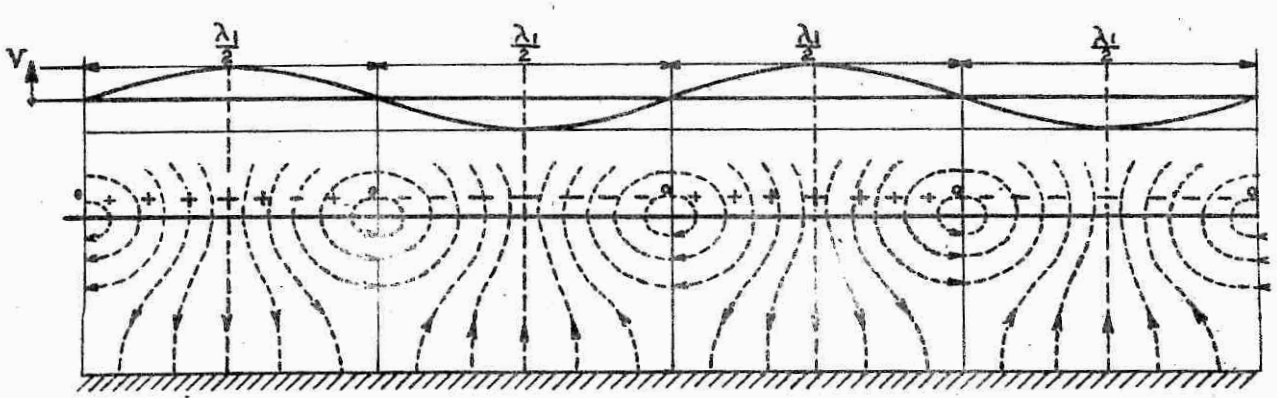


Fig. 323

324 — De même dans la détermination du coefficient de self-induction linéaire on ne peut plus se limiter à faire intervenir uniquement les éléments très rapprochés de la ligne (ceux dont la distance aux deux parties AA' et BB' de l'élément

étudié ne peuvent être considérées comme égales et dont l'action sur ces deux éléments ne se neutralisent pas dans l'élément entier AB A'B').

La loi de répartition des intensités sur le fil intervient donc dans la valeur du coefficient L_1, qui, comme C_1, devient fonction de la position du point considéré sur la ligne et de la longueur d'onde λ_1.

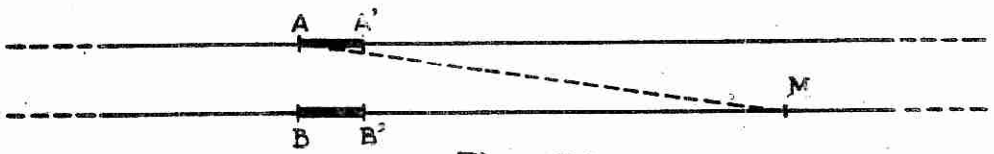


Fig. 324

Ce qui précède montre que les lignes à simple fil se caractérisent par le fait que ses éléments réagissent les uns sur les autres à des distances qui cessent d'être négligeables par rapport à la longueur d'onde λ_1. Ce fait a pour conséquence que les formules de l'électrostatique ordinaire cessent d'être rigoureusement valables. Comme on le verra au cours du Chapitre VII, il faut alors faire intervenir le champ électromagnétique des équations MAXWELL, lequel ne se confond avec les champs électriques et magnétiques "ordinaires" qu'aux petites distances (par rapport à λ_1)

Il s'en suit que les calculs effectués en considérant L_1 C_1 comme des constantes pour une ligne donnée, constituent approximation d'autant moins serrée qu'on s'éloigne de la ligne à deux fils d'écartement infiniment petit. Ces calculs deviennent tout à fait approximatifs lorsqu'il s'agit d'une ligne à simple conducteur, mais l'expérience prouve qu'en ce cas les résultats sont cependant encore suffisants pour les besoins de la pratique.

Valeur des coefficients L et C et de l'impédance caractéristique.

Pour ces coefficients on prendra dans la pratique les valeurs données par les formules de l'électrostatique ou de l'électromagnétisme ordinaire.

331 _ Pour une ligne à deux fils parallèles de diamètre égaux à d et dont les axes sont écartés de la distance a, on a:

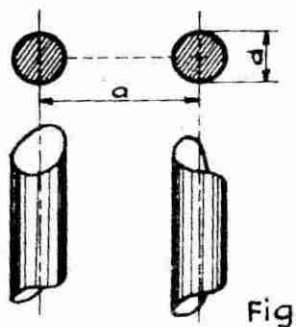


Fig. 331

$$L_1 \frac{\mu H}{m} = \frac{4}{10} L \frac{2a}{d} = 0{,}921 \log. \frac{2a}{d}$$

$$C_1 \frac{\mu\mu F}{m} = \frac{10^3}{36 L \frac{2a}{d}} = \frac{10^3}{83 \log. \frac{2a}{d}}.$$

332_ Pour une ligne coaxiale, les diamètres extérieur du conducteur central et intérieur du conducteur extérieur étant respectivement égaux à d et D, les valeurs de L_1 et C_1 sont:

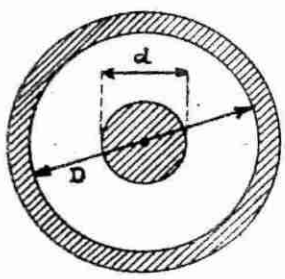


Fig. 332

$$L_1 \frac{\mu H}{m} = \frac{2}{10} L \frac{D}{d} = 0{,}461 \log. \frac{D}{d}$$

$$C_1 \frac{\mu\mu F}{m} = \frac{10^3}{18 L \frac{D}{d}} = \frac{10^3}{41{,}5 \log. \frac{D}{d}}.$$

Valeur de l'impédance caractéristique.

333 _ Dans le cas de la ligne à deux conducteurs parallèles:

$$Z_c = R_c = \sqrt{\frac{L_1}{C_2}} = 276 \log_{10} \left[\frac{a}{d} + \sqrt{\frac{a^2}{d} - 1} \right]$$

Dans le cas de la ligne coaxiale :

$$Z_c = R_c = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} = 138 \log_{10} \frac{D}{d} .$$

L'abaque ci-dessous permet de trouver les valeurs de R_c .

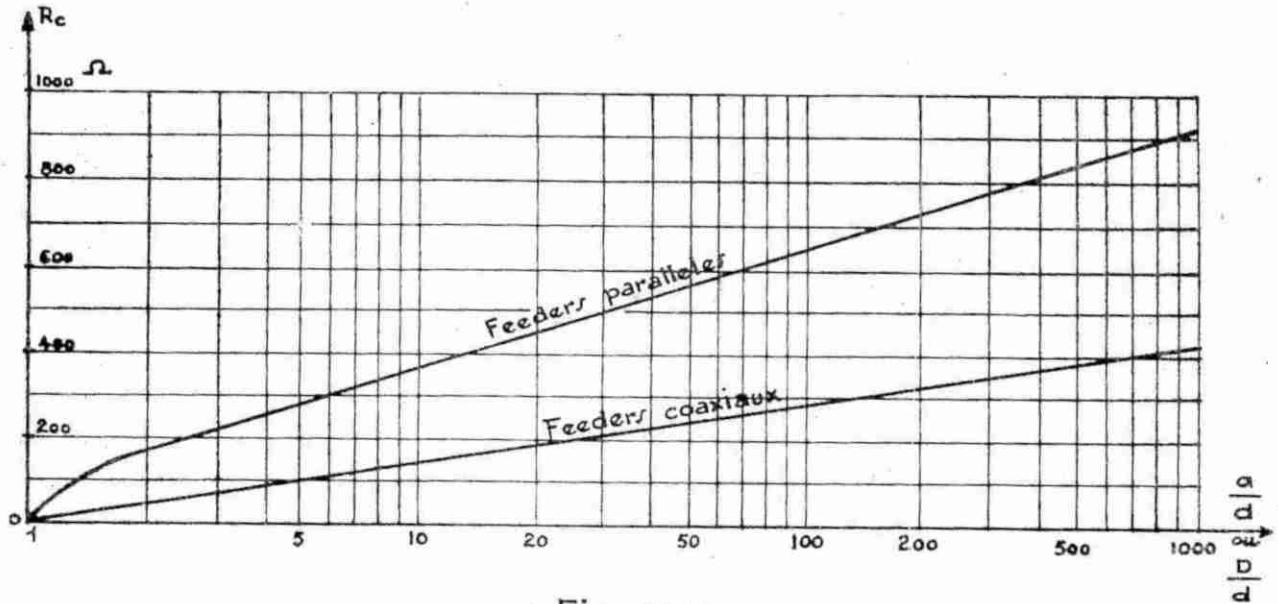


Fig. 333