

Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 14 (1961)
Heft: 1

Artikel: La structure de la raie de résonance magnétique des protons du DPPH à basse température
Autor: Reimann, Richard
Kapitel: I: Stabilisation d'un courant continu
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-739559>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 03.05.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

spectrographe; il m'a permis d'obtenir avec un amplificateur opérationnel assez simple un degré de stabilité de $5 \cdot 10^{-6}$ surabondant pour le but poursuivi, mais qui peut être fort utile pour d'autres recherches.

I. STABILISATION D'UN COURANT CONTINU.

1. *Bref rappel théorique.*

Pour étudier le système stabilisateur, simplement, sans immobiliser d'électro-aimant inutilement, nous nous sommes appliqués d'abord à stabiliser le courant continu J_0 parcourant deux petites bobines d'Helmholtz en utilisant la résonance électronique d'un échantillon paramagnétique (DPPH). On le place dans un champ magnétique continu H_0 dû à J_0 qui parcourt les bobines d'Helmholtz.

L'expérience fondamentale de la résonance électronique a été faite en 1944 par Zavoïski à l'Université de Kazan [2, 20, 28].

Un échantillon d'un corps paramagnétique étant soumis à un champ magnétique de haute fréquence ν et placé dans un champ magnétique continu H_0 perpendiculaire au dernier, on constate qu'il y a un maximum d'absorption d'énergie lorsqu'on a:

$$\frac{H_0}{\nu} = \frac{h}{g\beta} \quad (1)$$

β = magnéton de Bohr = $0,92712031 \cdot 10^{-20}$ erg gauss $^{-1}$

g = facteur de Landé = $2,0036 \pm 0,0001$

h = constante de Planck = $6,623773 \cdot 10^{-27}$ erg sec.

L'absorption paramagnétique est une conséquence directe de la résonance entre la fréquence de Larmor et celle du champ magnétique H.F. appliqué à l'échantillon. En effet l'énergie d'une particule de spin S se trouve quantifiée en $2S+1$ sous-niveaux d'énergie lorsqu'elle est placée dans un champ magnétique statique, ces sous-niveaux sont tous équidistants à des distances qui dépendent de la grandeur:

$$\Delta E = g\beta H_0 = h\nu \quad (2)$$

ν = fréquence de précession de Larmor.

Une transition sous l'action d'un champ magnétique H.F. a lieu aussi bien dans un sens que dans l'autre; il faut donc pour qu'une

absorption ait lieu que les différents niveaux magnétiques soient inégalement peuplés. L'excès des particules se trouvant sur un niveau plus bas est donné par le facteur de Boltzmann = $e^{\frac{h\nu}{kT}}$.

2. *Manifestation de la résonance.*

Si l'on module la fréquence ν autour de la valeur de résonance ν_0 le passage par la résonance est caractérisé par une absorption d'énergie par l'échantillon qui se manifeste par une diminution du facteur de surtension Q et une modification de la self-inductance L de la bobine qui crée le champ H.F.. Ceci résulte de l'apparition d'une susceptibilité complexe χ (aussi appelée susceptibilité dynamique ou susceptibilité de Bloch) du milieu.

$$\chi = \chi' - j\chi'' \quad (3)$$

χ étant une fonction de $\left(\frac{\omega}{H_0}\right)$

$$\omega = 2\pi\nu$$

$$\chi' = \frac{1}{2} \chi_0 \omega_0 T_2 \left[\frac{(\omega - \omega_0) T_2}{1 + (\omega_0 - \omega)^2 T_2^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} \right] \quad (4)$$

$$\chi'' = \frac{1}{2} \chi_0 \omega_0 T_2 \left[\frac{1}{1 + (\omega_0 - \omega)^2 T_2^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} \right] \quad (5)$$

χ_0 = susceptibilité statique

T_1 = temps de relaxation spin-réseau

T_2 = temps de relaxation spin-spin

γ = rapport gyromagnétique

H_1 = intensité du champ magnétique H.F.

Les relations (4) et (5) représentent les solutions des équations de Bloch pour le cas du passage adiabatique lent. Elles sont valables aussi bien pour la résonance électronique qui nous a servi dans les expériences préliminaires que dans la résonance nucléaire du proton qui est à utiliser dans le champ très fort des électro-aimants. Seul change d'un cas à l'autre la valeur de la constante gyromagnétique qui lie ω_0 , pulsation de résonance, à la valeur du champ H_0 . On a toujours $\omega_0 = \gamma H$ mais pour les électrons

$$\gamma_e = 17,60 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} \text{ G}^{-1}$$

les protons

$$\gamma_n = (267,56 \pm 0,02) 10^6 \text{ s}^{-1} T_s^{-1} .$$

Pour l'impédance X_L de la bobine H.F. on trouve par conséquent l'expression suivante:

$$\chi_L = j\omega L_0 (1 + 4\pi\xi\chi) = 4\pi\omega L_0 \xi\chi'' + j\omega L_0 (1 + 4\pi\xi\chi'),$$

ξ étant un coefficient dépendant du « remplissage » par l'échantillon.

Il s'introduit donc une self-inductance supplémentaire

$$\Delta L = 4\pi L_0 \xi\chi' \quad (6)$$

et une résistance supplémentaire

$$\Delta r = 4\pi\omega L_0 \xi\chi'' \quad (7)$$

qui entraîne une diminution du facteur de surtension

$$\Delta Q = -4\pi Q^2 \xi\chi'' \quad (8)$$

puisque

$$dQ = -\frac{\omega L_0}{r^2} dr = -\frac{Q}{r} 4\pi\omega L_0 \xi\chi'' ,$$

ΔQ est d'autant plus grand que Q est grand.

Les variations de Q et de L de la bobine H.F. en fonction de ω sont représentées respectivement par une courbe d'absorption et une courbe de dispersion et peuvent être enregistrées à l'aide d'un « détecteur de spin », dont il existe trois formes * :

montage à pont [16],

bobines croisées de Bloch [32],

oscillateur à faible niveau (autodyne, oscillateur marginal) [8, 17].

En général les trois systèmes travaillent avec une fréquence ν_0 fixe et un champ directeur modulé autour de la valeur de résonance H_0 .

* On pourrait dire quatre, en incluant le montage à super-réaction, mais ce dernier apparente davantage aux systèmes à impulsions ou régime libre.

Parmi les trois sortes de « détecteur de spin », nous avons choisi pour nos expériences l'oscillateur à faible niveau. Malgré sa simplicité, il possède une sensibilité très élevée.

Le principe en est le suivant :

La bobine H.F. contenant l'échantillon fait partie du circuit oscillant d'un oscillateur, dont l'amplitude est réglée jusqu'à la limite d'accrochage. Les variations de L et de Q en passant par la résonance produisent respectivement une modulation en fréquence ou une modulation en amplitude des oscillations H.F. Une simple détection qui n'est sensible qu'à la dernière fournit directement le signal d'absorption.

Comme nous l'avons indiqué précédemment, le niveau des oscillations doit être le plus souvent faible; les raisons en sont les suivantes :

La profondeur de modulation est grande en valeur relative, ce qui donne la meilleure sensibilité;

La saturation du système de spin est ainsi évitée, car on maintient le champ H.F. au-dessous de la limite de saturation;

Avec les faibles niveaux les non-linéarités des caractéristiques des tubes sont négligeables, par conséquent, les distorsions sont petites.

Cependant il faut remarquer que le bruit de l'oscillateur augmente près du décrochage et il existe un optimum, puisque la grandeur intéressante est essentiellement le rapport signal sur bruit de fond.

Pour notre système stabilisateur, ainsi que pour nos expériences spectrographiques sur le DPPH en résonance magnétique nucléaire, nous avons adopté un autodyne du type Clapp, que nous allons décrire.

3. *L'Oscillateur Clapp.*

Nous avons réalisé un autodyne dont le montage est analogue à celui décrit par R. Gabillard [17]. Il s'agit d'un auto-oscillateur du type Clapp qui est dérivé du Colpitts. Il se distingue du dernier en ce que la bobine du circuit accordé est montée en série avec son condensateur (voir fig. 1). De cette manière l'influence des capacités parasites est beaucoup diminuée. La figure 2 montre le schéma complet de ce montage.

Pour déterminer les conditions d'accrochage de l'oscillateur, nous ne faisons appel qu'aux composantes alternatives des courants et des tensions :

$$J_p = S U_g \quad (9)$$

$$J_{p2} = J_{p1} + J_p \quad (10)$$

$$U_g = J_{p1} \frac{1}{j\omega C_1} \quad (11)$$

S : pente de la pentode

U_g : tension grille-cathode

r_0 : résistance représentant les pertes du circuit oscillant

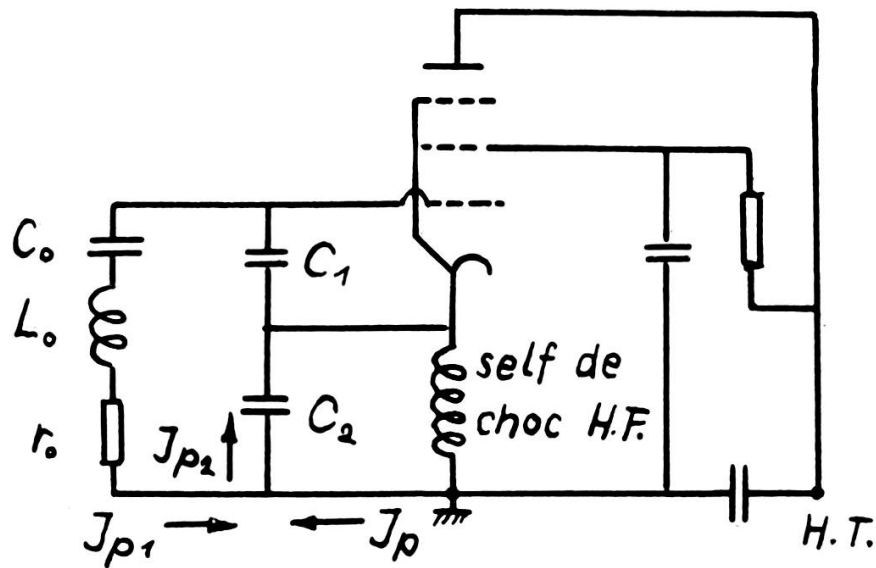


Fig. 1.

Schéma de principe de l'oscillateur Clapp.

La loi de Kirchhoff donne :

$$J_{p1} r_0 + J_{p1} j\omega L_0 - J_{p1} \frac{j}{\omega C_0} - J_{p1} \frac{j}{\omega C_1} - J_{p2} \frac{j}{\omega C_2} = 0 \quad (12)$$

de (10) et (11) on déduit :

$$I_{p2} = I_{p1} + S U_g = I_{p1} + S \frac{I_{p1}}{j\omega C_1}$$

soit, compte tenu de (12)

$$r_0 + j\omega L_0 - \frac{j}{\omega C_0} - \frac{j}{\omega C_1} - \left(1 + \frac{S}{j\omega C_1}\right) \frac{j}{\omega C_2} = 0$$

$$r_0 + j\omega L_0 - \frac{j}{\omega C_0} - \frac{j}{\omega C_1} - \frac{j}{\omega C_2} - \frac{S}{\omega^2 C_1 C_2} = 0$$

en cas de résonance le terme suivant devient nul:

$$j\omega L_0 - \frac{j}{\omega C_0} - \frac{j}{\omega C_1} - \frac{j}{\omega C_2} = 0. \quad (13)$$

Pour maintenir les oscillations il faut que la condition suivante soit réalisée:

$$r_0 \leq \frac{S}{\omega^2 C_1 C_2}. \quad (14)$$

Cette relation correspond exactement à celle trouvée par R. Gabillard [17], par une autre méthode. Il avait pris comme base de calcul l'apparition d'une résistance négative à l'entrée du tube oscillateur.

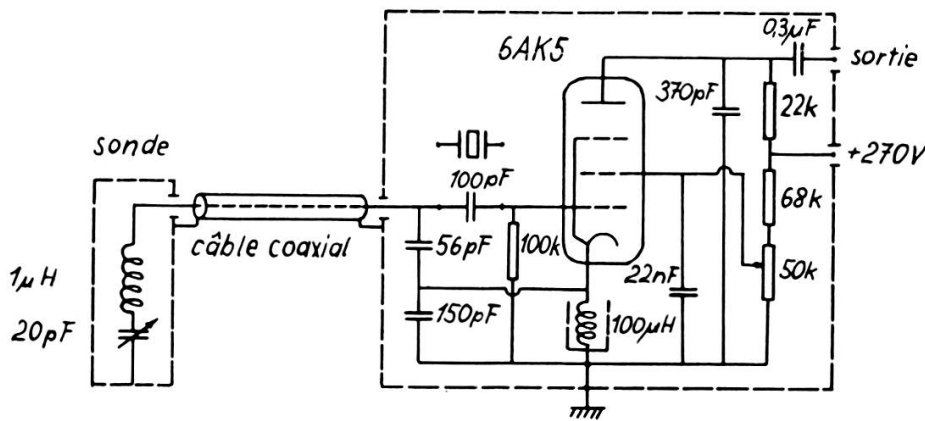


Fig. 2.
L'oscillateur Clapp.

L'accrochage des oscillations peut être ajusté en réglant la valeur de la pente S ; c'est-à-dire en faisant varier la tension « écran » de la pentode. Dans notre montage ce réglage est réalisé par le potentiomètre de 50 k Ω indiqué sur la figure 2.

La relation (13) nous donne la fréquence f_0 de l'oscillateur:

$$f_0 = \sqrt{\frac{C_1 C_2 + C_0 C_2 + C_0 C_1}{4\pi^2 C_0 C_1 C_2 L}}. \quad (15)$$

Si la valeur de C_0 est relativement petite devant C_1 et C_2 , la fréquence de résonance est essentiellement déterminée par L_0 et C_0

et on obtient :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_0 C_0}} .$$

Sous ces conditions, L_0 et C_0 qui constitue notre « sonde » peuvent être reliés par un câble coaxial avec le reste du montage, sans que le comportement de l'oscillateur en soit altéré. La sonde peut ainsi se déplacer aisément dans l'entrefer d'un aimant ou être disposée dans un montage cryogénique [40], ce qui est particulièrement important ici.

Etant donné que le montage Clapp entre facilement en régime d'oscillations parasites, nous avons pris beaucoup de soins pour blinder la partie « grille » de la partie « anode » du tube.

La figure 3a montre un oscillogramme du signal de résonance électronique du DPPH, obtenu sur l'écran d'un oscilloscope branché directement à la sortie de l'autodyne. Le point de travail de celui-ci est choisi de manière qu'il assure en même temps la détection et la préamplification du signal de résonance. Le balayage du champ magnétique à 50 c/s (secteur) est synchronisé avec celui de l'oscilloscope. La fréquence f_0 est 29,8 Mc/s ce qui correspond à un champ directeur H_0 de 10,65 gauss. La masse de l'échantillon, pulvérulent est de 1,2 g, et il s'agit là d'un DPPH cristallisé dans le benzène de largeur de raie à mi-hauteur $\Delta H = 2$ gauss, toute quantité qui sont importantes pour juger de la sensibilité, comme il apparaîtra plus loin.

4. Application du phénomène de résonance à la stabilisation.

Nous avons utilisé le signal de résonance électronique obtenu avec l'autodyne qui vient d'être décrit de telle façon, qu'il ramène le champ magnétique à sa valeur normale $H_0 = \frac{\omega_0}{\gamma}$ lorsque celui-ci fluctue de part et d'autre autour de cette valeur. La stabilité de fréquence d'un auto-oscillateur de construction soignée atteint en effet facilement 10^{-5} en valeur relative et sa simplicité rend l'opération intéressante. Un stabilisateur de courant de même précision serait en effet fort compliqué.

Le principe de notre système est le suivant :

Nous balayons le champ directeur avec une faible amplitude (0,2 gauss) comme l'indique la figure 4. Un champ alternatif $h \sin (\Omega t)$

crée ainsi une tension alternative $v \sin(\Omega t + \varphi)$ à la sortie de l'autodyne. Ω est choisi suffisamment bas; ainsi l'influence de la constante de temps de l'autodyne et le temps de relaxation T_2 de l'échantillon sont négligeables.

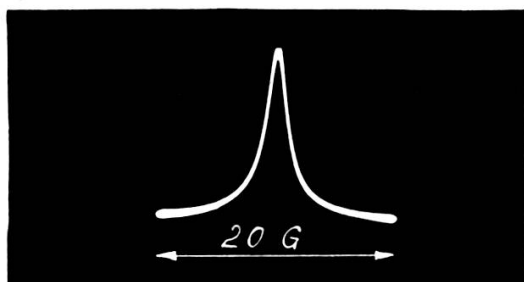


Fig. 3a
Signal de résonance électronique
du DPPH.

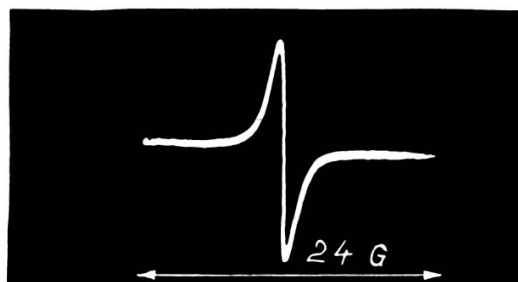


Fig. 3b.
Tension d'erreur obtenue
avec une autodyne non stabilisée.

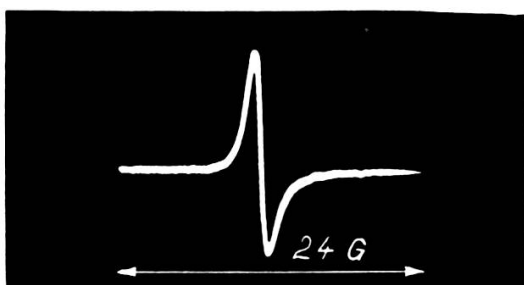


Fig. 3c.
Tension d'erreur
obtenue avec une autodyne stabilisée
par un quartz piézoélectrique.

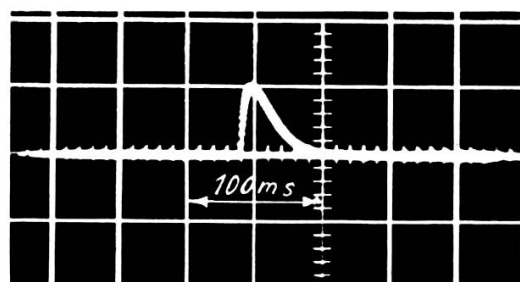


Fig. 3d.
Régime transitoire du courant J_0 .

Le déphasage φ ne peut alors prendre que deux valeurs 0 ou π . Pour un écart ΔH négatif, φ est nul, pour une valeur positive de ΔH , φ est 180° . L'amplitude v est également une fonction de ΔH . Elle est proportionnelle à la valeur absolue de la pente de la courbe d'absorption.

Par conséquent v est nul à la résonance exacte $H = H_0$, et devient maximum lorsque le fonctionnement est représenté par un des points d'inflexion de la courbe d'absorption. Le déphasage φ et l'amplitude v nous fournissent ainsi toutes les informations souhaitables sur la valeur du champ directeur H et son écart par rapport à la valeur de

consigne H_0 . A l'aide d'un détecteur synchrone nous transformons cette tension alternative en une tension continue, pourvue d'un signe bien déterminé lié à celui de l'écart ΔH et H par rapport à H_0 . Cette tension continue est en effet proportionnelle à l'ordonnée de la courbe dérivée première de la courbe d'absorption.

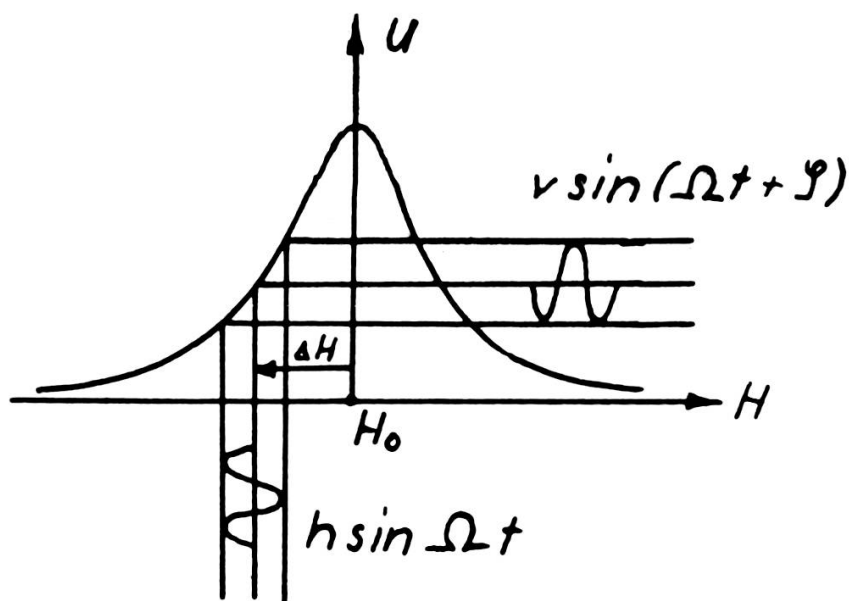


Fig. 4.

La courbe d'absorption.

5. Le détecteur synchrone.

Le principe du détecteur synchrone ou détecteur de phase est expliqué ci-après :

L'intérêt de cet appareil est de pouvoir détecter un signal alternatif variable en phase et en amplitude par rapport à une tension de référence fixe et d'obtenir ainsi un signal continu de signe bien déterminé fonction de la phase.

Le détecteur synchrone utilisé dans notre montage consiste en un transformateur symétrique B.F., quatre diodes montées en pont, réalisant la détection et deux résistances de charge égales R (voir fig. 5).

La tension de référence E_0 est appliquée entre la prise médiane du transformateur et le point milieu du pont. La tension de sortie se trouve entre les deux bornes extérieures des résistances de charge.

Si nous négligeons l'impédance interne du transformateur, nous pouvons tracer le diagramme vectoriel suivant (voir fig. 6):

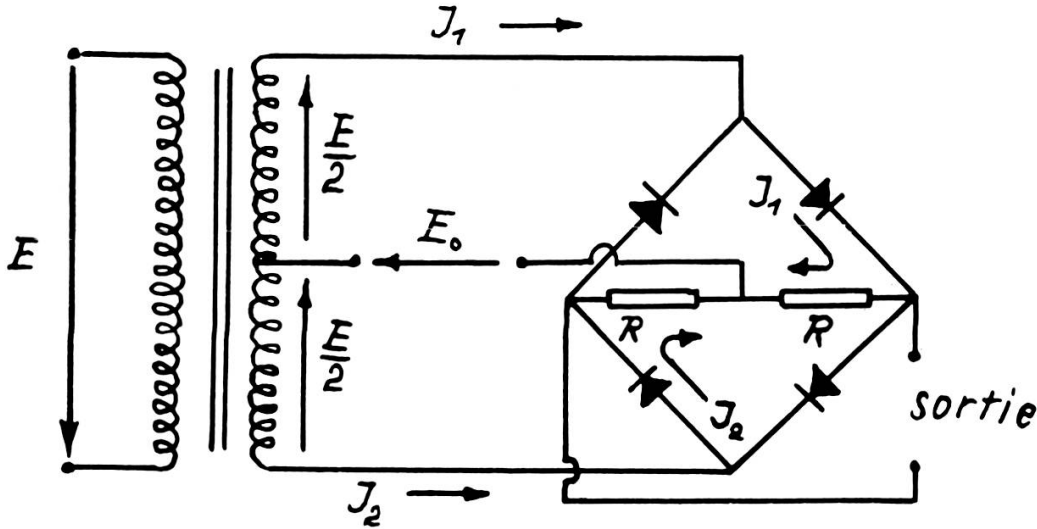


Fig. 5.
Le détecteur synchrone.

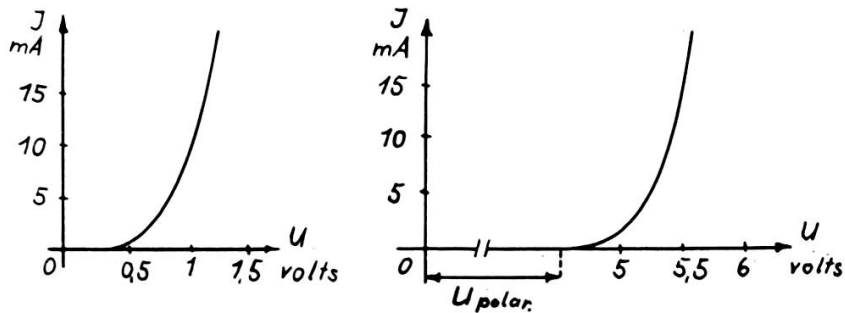


Fig. 5 bis.
Caractéristiques d'une diode au Germanium
sans et avec polarisation négative.

Le diagramme nous permet d'établir les équations suivantes:

$$E_0 + \frac{E}{2} \cos \varphi = RJ_1 \cos \psi_1, \quad (16)$$

$$F_0 - \frac{E}{2} \cos \varphi = RJ_2 \cos \psi_2. \quad (17)$$

Ordinairement la tension de référence E_0 est choisie de grandeur très supérieure au signal E ; alors, $E_0 \gg E$, Ψ_1 et Ψ_2 sont très petits, par conséquent leurs cosinus sont assimilables à l'unité.

Si on soustrait l'équation (17) et (16), on obtient pour la tension de sortie du détecteur synchrone:

$$R(J_1 - J_2) = E \cos \varphi . \quad (18)$$

Il faut remarquer cependant que ce calcul est trop simplifié. En effet deux diodes successives entre les bornes du transformateur court-circuitent le signal à détecter E . Mais du fait qu'une diode au Germanium ne devient conductrice qu'à partir de 0,5 volts, notre schéma est valable pour des signaux qui ne dépassent pas un volt.

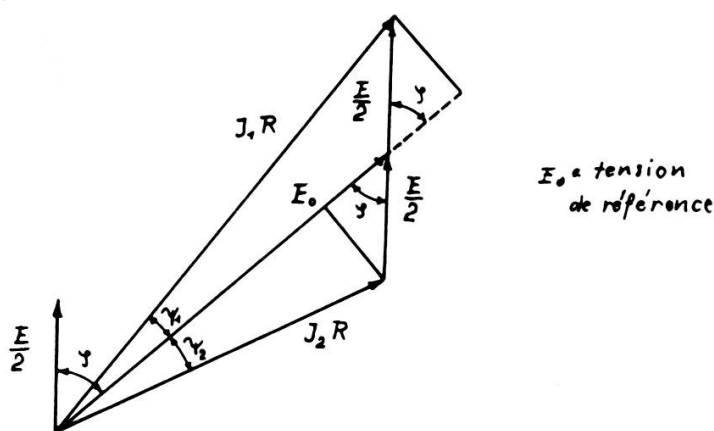


Fig. 6.

Diagramme vectoriel du détecteur synchrone.

Pour éviter cet inconvénient, nous avons polarisé nos diodes avec une tension négative de 4,5 volts, ce qui permet de détecter des signaux jusqu'à 9 volts environ (puisque deux diodes successives ont une polarisation résultante de -9 volts comme l'indique la fig. 7).

Pour expliquer l'effet de polarisation, nous avons porté sur la figure 5 bis les caractéristiques d'une diode sans et avec cette tension de polarisation négative. On voit clairement que le courant pour le dernier cas commence à passer seulement à partir d'une certaine valeur de tension. Le même effet aurait également pu être atteint avec des diodes Zéner.

Le schéma complet du détecteur synchrone est représenté sur la figure 7. Entre les deux résistances de charge R se trouve un potentiomètre d'un kilo-ohm pour équilibrer le pont. La figure 7 contient également le schéma du préampli qui suit l'oscillateur Clapp, d'un

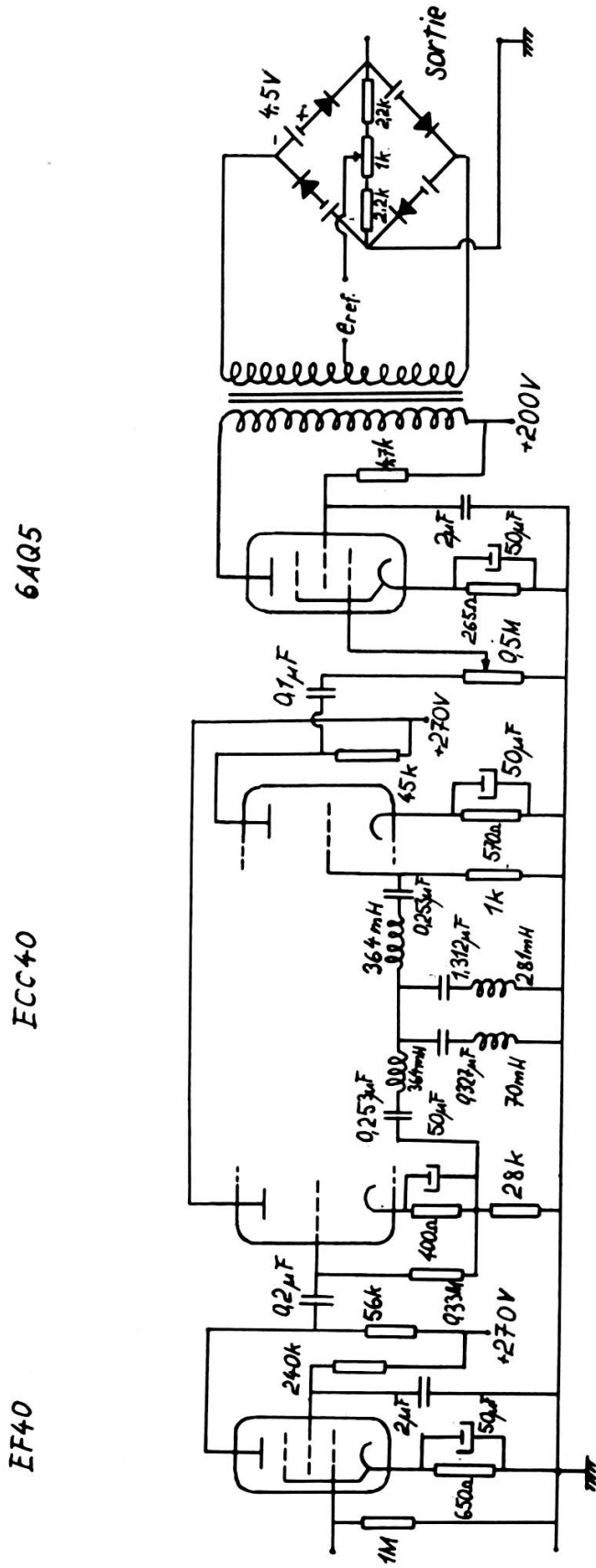
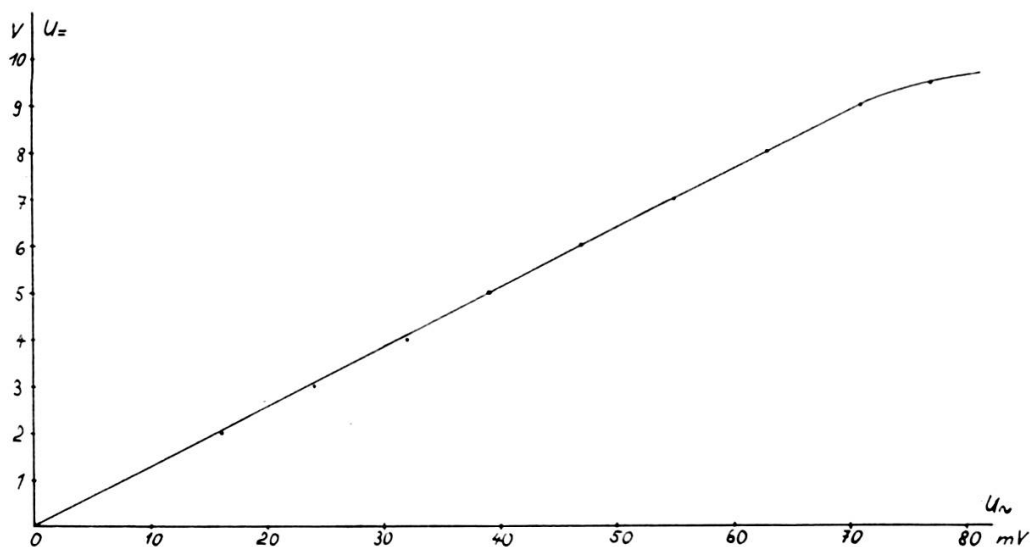


Fig. 7.
Amplificateur B.F. et détecteur synchrone.

adapteur d'impédance, d'un filtre à bande passante, d'un troisième étage et d'un étage de puissance qui alimente le détecteur synchrone.

Le diagramme de la figure 8 représente la tension de sortie en fonction de la tension d'entrée du détecteur synchrone. C'est une courbe expérimentale et l'on constate une excellente linéarité entre les deux grandeurs jusqu'à 9 volts de tension continue de sortie, correspondant à 70 mV efficace à l'entrée.



Tension de sortie ($U_{=}$) en fonction de la tension d'entrée (U_{\sim}) du détecteur synchrone [courbe expérimentale]

Fig. 8.

L'oscillogramme de la figure 3b montre la dérivée première de la courbe d'absorption; elle est obtenue dans des conditions telles qu'elle représente le signal d'erreur dans notre système stabilisateur. L'oscillogramme était pris à l'aide d'un oscilloscope dont l'écran est très rémanent et dont le balayage était synchronisé avec celui d'un champ magnétique très lent et large. Superposé à ce premier balayage lent il y avait un deuxième à une fréquence plus élevée (525 c/s) et dont l'amplitude était bien inférieure à la demi-largeur de raie. L'oscillogramme 3b montre qu'il y a linéarité entre l'écart i et la tension d'erreur pour les faibles fluctuations du courant J_0 . Dans ces conditions notre système peut être considéré en première approximation comme linéaire [10, 18, 25].

Pour le régime statique on peut écrire:

Tension d'erreur = $-Di$ [19];

D = constante qui dépend de la sensibilité du détecteur synchrone (sa valeur sera calculée ultérieurement).

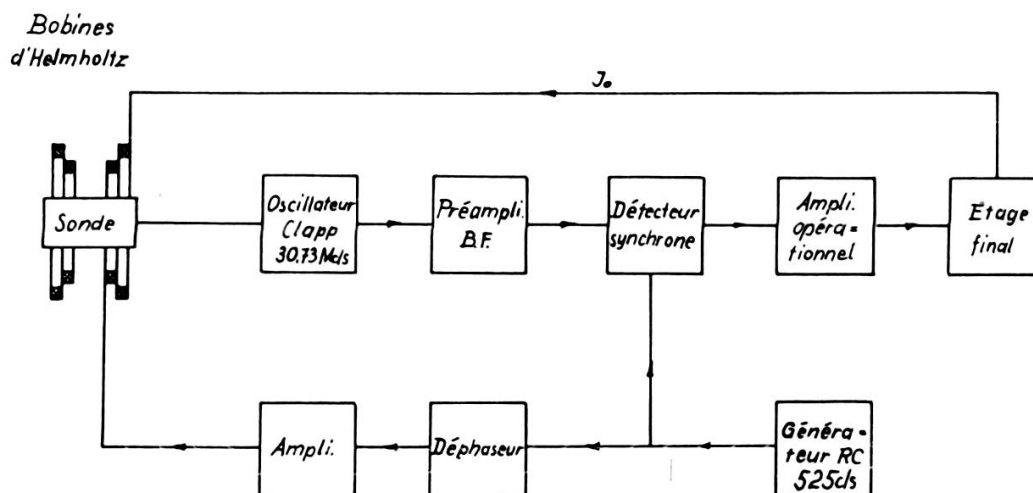


Fig. 9.

Schéma de principe du stabilisateur.

L'ensemble du stabilisateur est représenté dans le schéma de principe de la figure 9. Il comporte tout d'abord [35]:

l'oscillateur Clapp avec la sonde contenant le circuit oscillant et l'échantillon,

le préamplificateur B.F.,

le détecteur synchrone,

l'amplificateur opérationnel,

l'étage final qui fournit le courant J_0 ,

le dispositif modulant le champ directeur H_0 .

6. L'amplificateur opérationnel.

L'amplificateur opérationnel joue aussi le rôle d'un réseau correcteur actif, pour la marche en fréquence. Son principe est schématisé dans la figure 10. Il comporte un amplificateur de tension continue avec une impédance d'entrée très élevée et une impédance de sortie relativement basse et un réseau de contre-réaction [13, 27, 33].

Sa fonction de transfert (F.T.) est ici la suivante [13]:

$$\frac{E_o}{E_i} = - \frac{Z_f}{Z_i \left(1 + \frac{Z_f + Z_i}{A Z_i} \right)} \quad (20)$$

Cette expression porte un signe négatif puisque le nombre d'étage est impair.

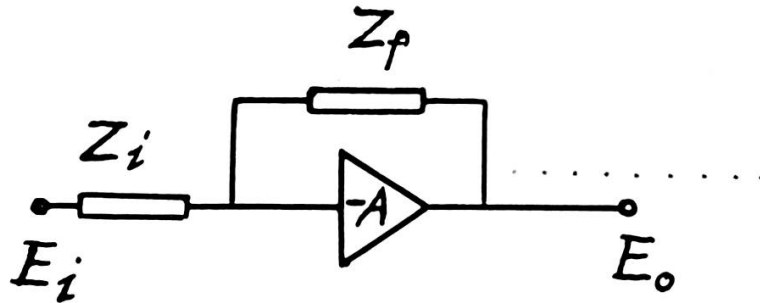


Fig. 10.

Schéma de principe d'un amplificateur opérationnel.

Pour assurer un mode de contrôle à la fois « proportionnel » et « intégral » nous choisissons:

$$Z_f = R_2 - \frac{j}{\omega C} \quad \text{et} \quad Z_i = R_1 .$$

La F.T. est pour un gain A très élevé:

$$F_o(p) = - \left(\frac{R_2}{R_1} + \frac{1}{R_1 C p} \right) \quad (21)$$

$$p = j\omega = \text{opérateur}$$

$F_o(p)$ peut s'écrire également:

$$F_o(p) = - \frac{1 + p\tau_2}{p\tau_1} \quad (22)$$

en mettant en évidence les constantes de temps

$$\tau_1 = R_1 C = 50 \text{ millisecondes}$$

$$\tau_2 = R_2 C = 5 \text{ millisecondes.}$$

Le schéma de la figure 11 représente l'amplificateur opérationnel et l'étage final. L'amplificateur opérationnel est constitué par un amplificateur à tension continue commercial * à deux étages, muni d'un étage d'entrée supplémentaire à ECC83 par nos soins (voir fig. 11). Cette précaution s'est avérée nécessaire pour que les conditions mentionnées précédemment soient remplies. L'étage final comporte une 6L6 branchée en triode et les bobines d'Helmholtz qui sont incorporées dans son circuit anodique.

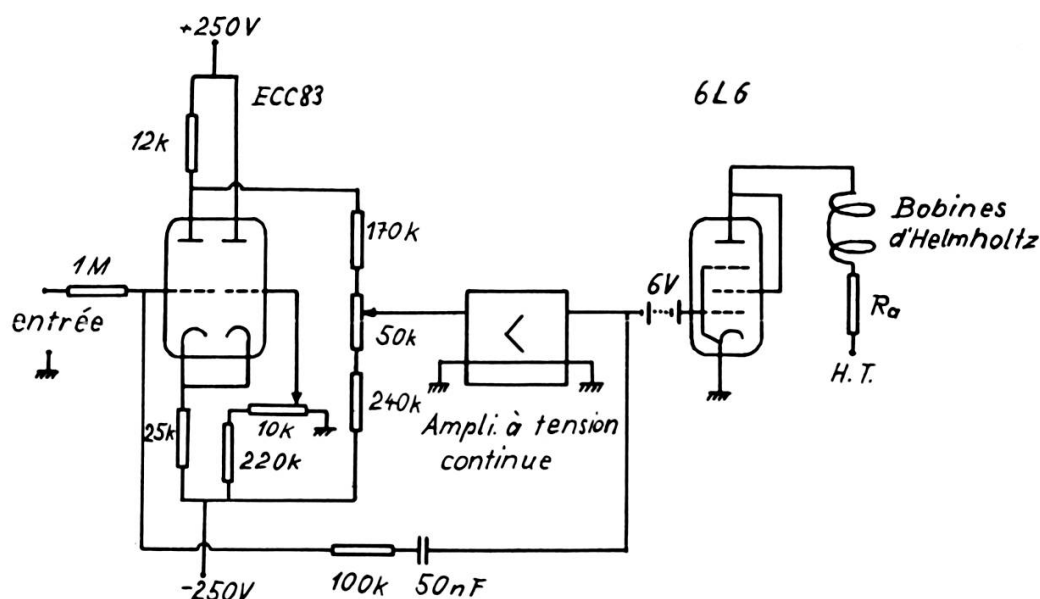


Fig. 11.

Amplificateur opérationnel et étage final.

7. Etude analytique du problème de réglage.

Pour l'étude analytique du problème de réglage, nous utilisons les symboles suivants:

R_i = résistance interne de 6L6 branchée en triode,

R_a = résistance de charge,

μ = facteur d'amplification de la 6L6 branchée en triode,

L = self-inductance de la bobine d'Helmholtz créant H_0 ,

u_b = variation de la tension d'alimentation,

i = variation du courant anodique,

u_g = variation de la tension grille.

* Amplificateur type AMC12, de la Compagnie des Compteurs.

La figure 12 montre le schéma de l'étage final; la figure 13 celui de son circuit équivalent pour des petites fluctuations.

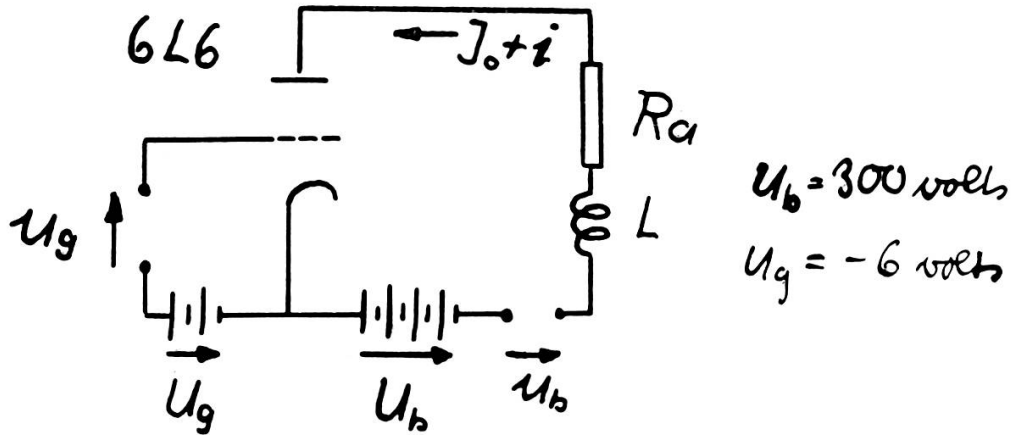


Fig. 12.
L'étage final.

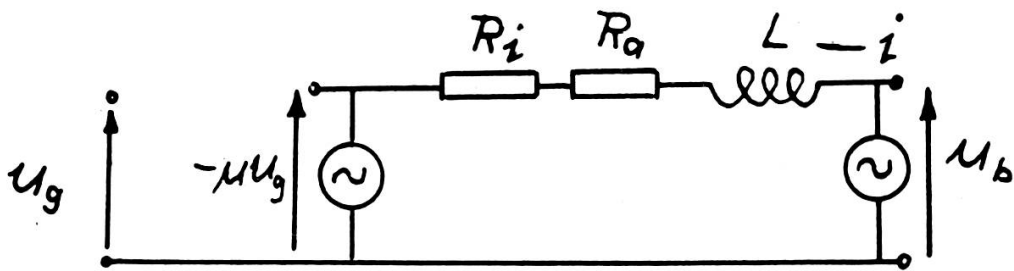


Fig. 13.
Circuit équivalent de l'étage final.

Par une transformation de Laplace, on obtient la relation suivante (6L6 en triode):

$$(R_i + R_a + pL) i = \mu u_g + u_b \quad (23)$$

d'où

$$i = \frac{\mu u_g + u_b}{(R_i + R_a)(1 + \tau_L p)} \quad (24)$$

avec $\tau_L = \frac{L}{R_i + R_a}$ = constante de temps des bobines d'Helmholtz.

La F.T. des bobines d'Helmholtz est:

$$F_L(p) = \frac{1}{1 + \tau_L p} \quad (25)$$

Les valeurs numériques $R_i = 1,3 \text{ K}\Omega$, $R_a = 3,2 \text{ K}\Omega$, $L = 4,5 \text{ H}$ donnent: $\tau_L = 1 \text{ m sec}$.

Dans notre calcul l'oscillateur Clapp, le préamplificateur et le détecteur synchrone sont pris comme une unité fonctionnelle qui fournit la tension d'erreur u_e :

$$u_e = F_d(p) i \quad \text{où} \quad F_d(p) = D G_d(p) . \quad (26)$$

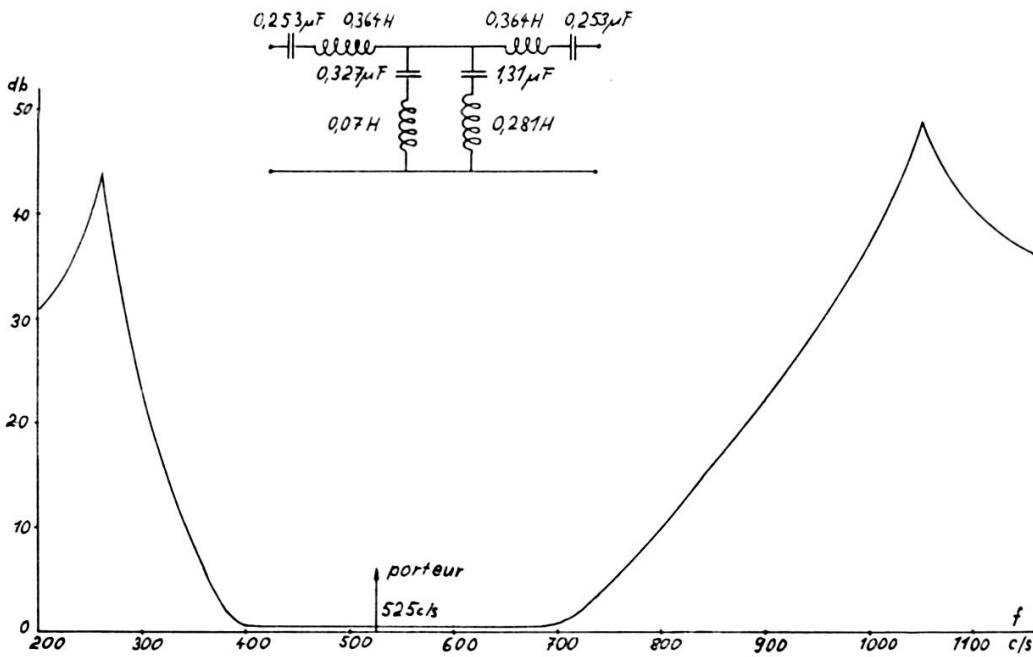
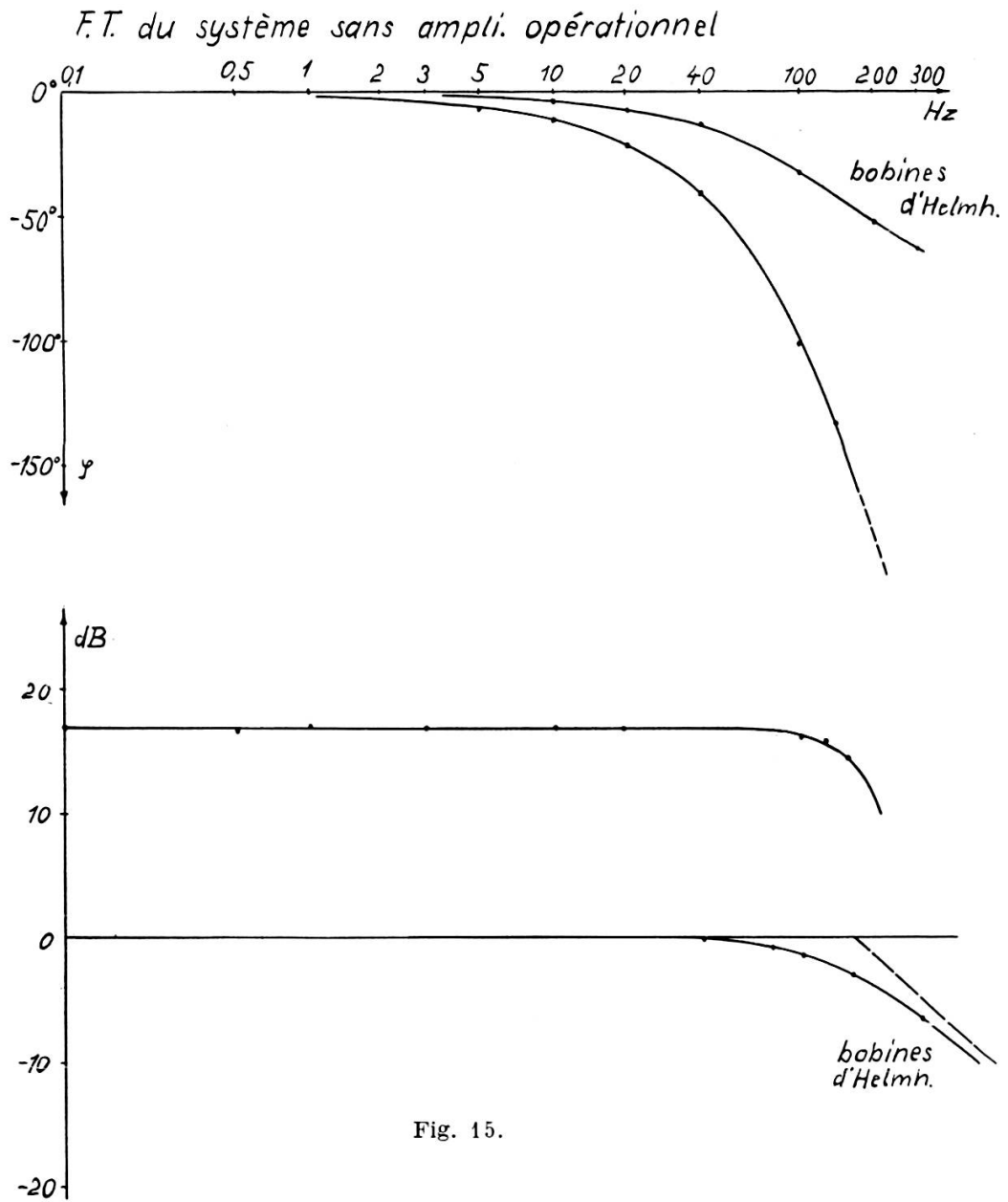


Fig. 14.

Courbe d'affaiblissement du filtre à bande passante.

$$Z = 1000 \Omega$$

Etant donné que les constantes de temps de l'oscillateur du préamplificateur et du détecteur synchrone sont très faibles, le comportement de la F.T. de cet ensemble est uniquement déterminé par le filtre inséré entre les deux derniers éléments (voir fig. 7) [14]. Ce filtre qui a une largeur de bande passante de 300 c/s environ sert, d'une part à diminuer le bruit de fond, d'autre part à éliminer les signaux parasites surtout à 50, 100 et 150 c/s. De plus il supprime le premier harmonique du porteur, car il est muni d'un pôle placé 1050 c/s (voir diagramme de la fig. 14). Pour une bande latérale la fréquence de cassure f_d est 138 c/s ($\varphi = 90^\circ$) ce qui correspond à une constante de temps de 1,15 m sec (voir courbe de la F.T. de la fig. 17).

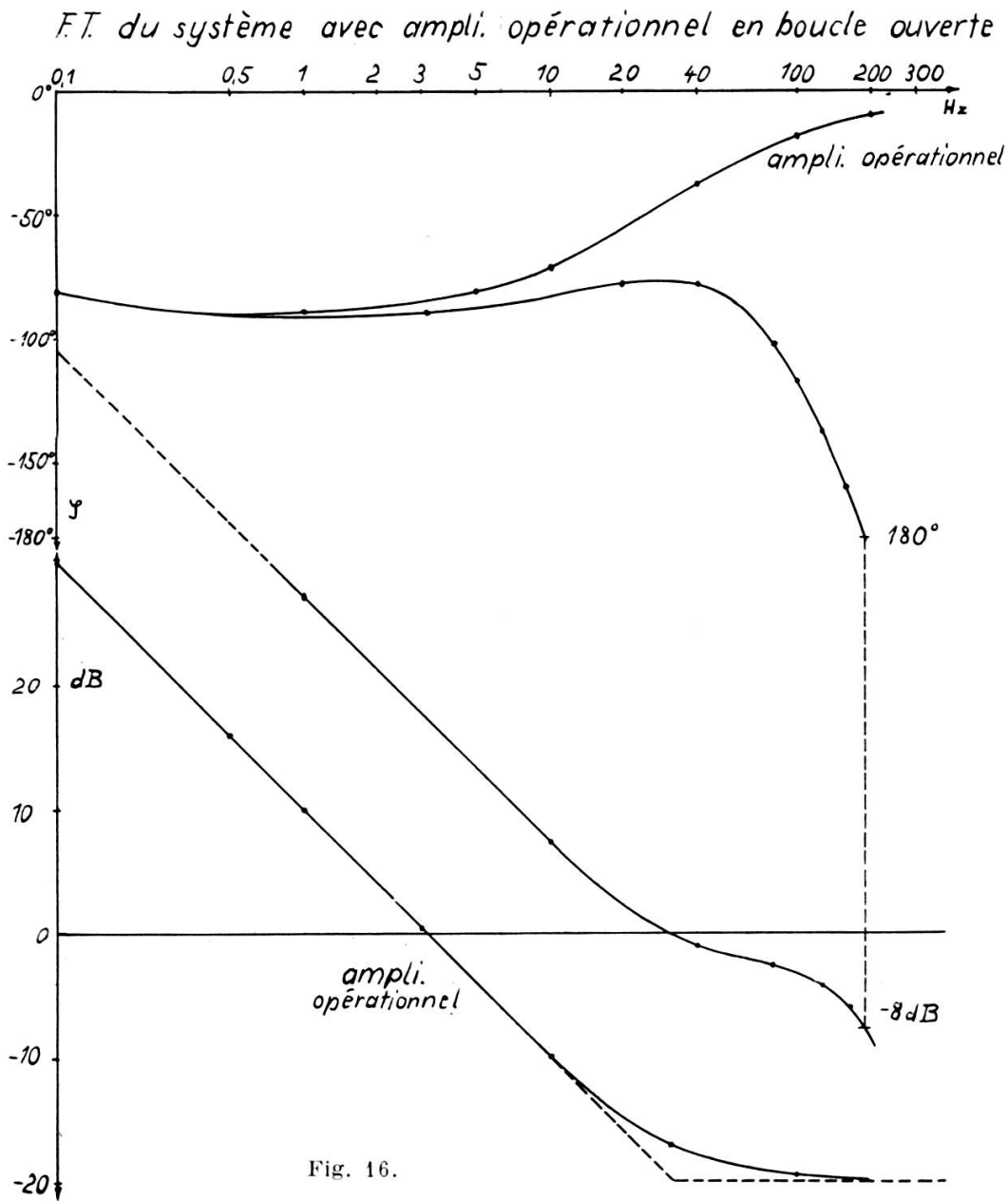


Cette fonction de transfert se laisse reproduire approximativement par une fonction de deuxième ordre [18]:

$$G_D(p) = \frac{1}{1 + 2\xi\tau_D p + \tau_D^2 p^2}. \quad (27)$$

Pour $\xi = 1$ on obtient finalement:

$$G_D(p) = \frac{1}{(1 + \tau_D p)^2}. \quad (28)$$



8. Application du « signal-flow diagram » à notre système stabilisateur.

La méthode du « signal-flow diagram » comporte beaucoup d'avantages par rapport aux autres méthodes pour l'étude analytique d'un problème de réglage [41].

Le « signal-flow diagram » nous permet de suivre le signal sur son passage par le système et d'analyser ses transformations par les différents éléments du système.

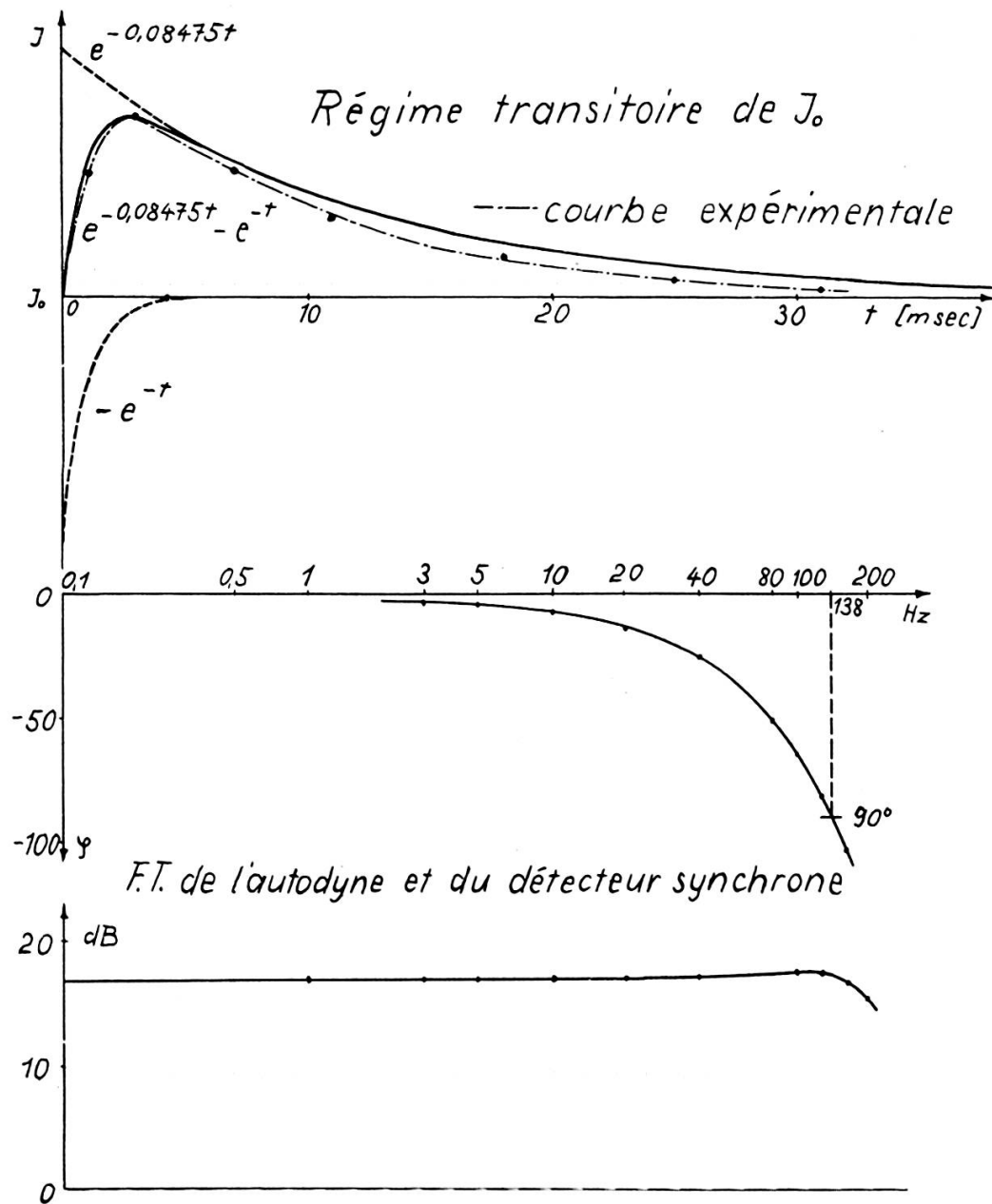


Fig. 17.

Dans un « signal-flow diagram » les variables sont représentées comme nœuds (nodes) et les transmittances comme branches.

La construction d'un « signal-flow diagram » est basée sur quatre règles rappelées ci-après :

- 1) les signaux parcourent les branches seulement dans le sens des flèches,
- 2) un signal passant par une branche est multiplié par sa transmittance,

- 3) la valeur de la variable représentée par un nœud est la somme des signaux entrant dans le nœud,
- 4) la valeur de la variable représentée par un nœud est transmise par toute branche partant de ce nœud.

En appliquant ces règles à notre système, le « signal-flow diagram » se présente de la façon suivante (fig. 18):

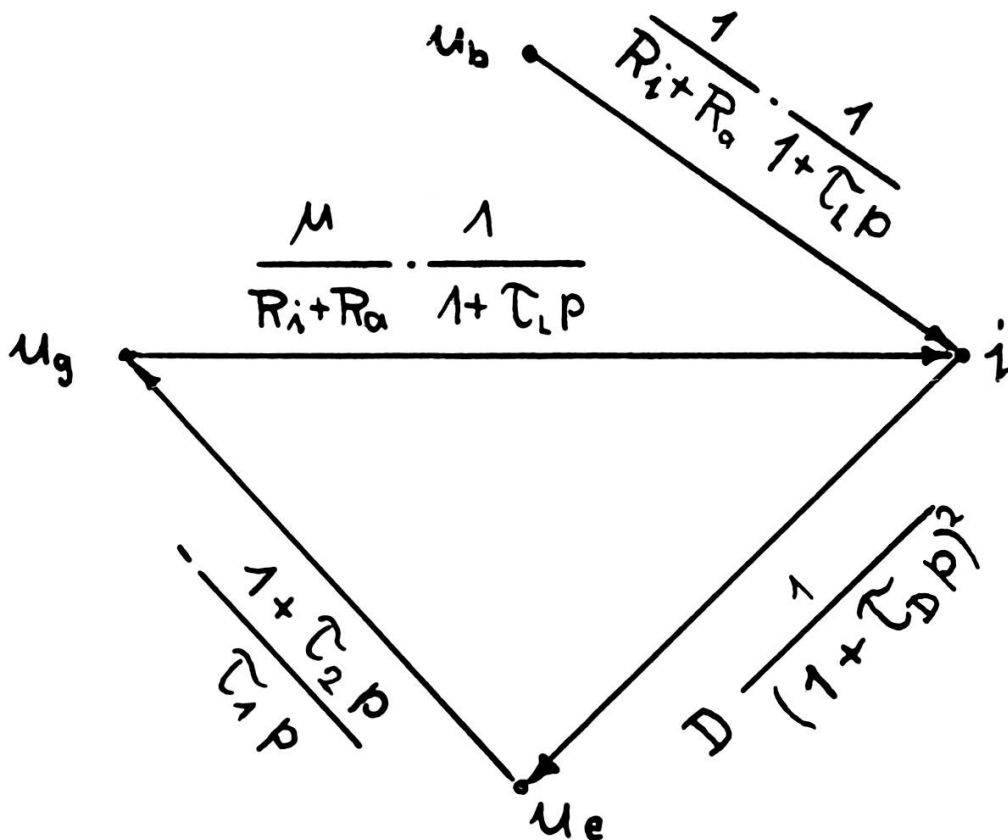


Fig. 18.
Signal-flow diagram.

Comme point de départ on prend l'équation fondamentale (24).
Le nœud essentiel est i avec les signaux entrants

$$\frac{\mu_b}{R_i + R_a} F_L(p) \quad \text{et} \quad \frac{\mu u_g}{R_i + R_a} F_L(p) .$$

L'ordre du système est défini ici par le nombre minimum de « nœuds essentiels » (« essential nodes »). Les nœuds essentiels sont définis comme ceux qui, enlevés, suppriment toute contre-réaction. L'ordre de notre système est par conséquent un.

Le « signal-flow diagram » réduit ne contient que le nœud d'entrée et le nœud essentiel (voir fig. 19).

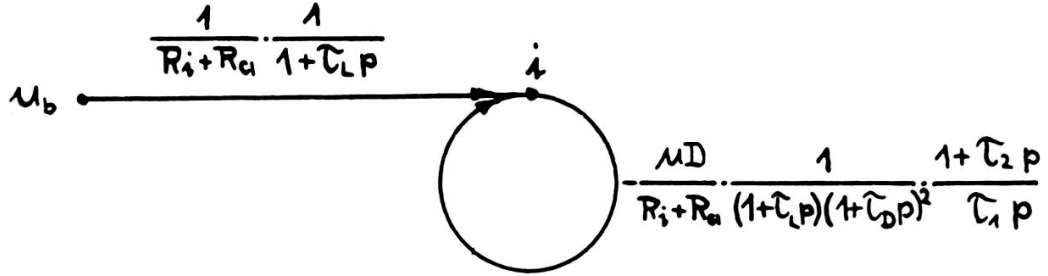


Fig. 19.

Diagramme essentiel de l'ordre un.

Si l'on applique la règle 3) au diagramme réduit on obtient :

$$i(p) = u_b \frac{1}{R_i + R_a} \frac{1}{1 + \tau_L p} + i(p) \frac{-\mu D}{R_i + R_a} \frac{1}{1 + \tau_L p} \frac{1}{(1 + \tau_D p)^2} \frac{1 + p T_2}{p T_1}.$$

Pour la F.T. totale en boucle fermée on obtient ensuite :

$$\frac{i(p)}{u_b(p)} = \frac{1}{R_i + R_a} \cdot \frac{1}{1 + \tau_L p} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\mu D}{R_i + R_a} \frac{1}{(1 + \tau_L p)(1 + \tau_D p)^2} \frac{1 + \tau_2 p}{\tau_1 p}} \quad (29)$$

pour $\tau_L, \tau_D \ll \tau_2$, on obtient :

$$\frac{i(p)}{u_b(p)} = \frac{1}{R_i + R_a} \frac{1}{1 + \tau_L p} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\mu D}{R_i + R_a} \cdot \frac{1 + \tau_2 p}{\tau_1 p}} \quad (30)$$

$$\frac{i(p)}{u_b(p)} = \frac{\tau_2 p}{(R_i + R_a)(1 + \tau_L p) \left(\tau_2 p + \frac{\mu D}{R_i + R_a} \frac{\tau_2}{\tau_1} (1 + \tau_2 p) \right)}$$

avec $\frac{\mu D}{R_i + R_a} \frac{\tau_1}{\tau_2} = E$, et $u_b = \frac{\hat{U}}{p}$ (= échelon unitaire) il devient :

$$i(p) = \frac{\tau_2 \hat{U}}{(R_i + R_a) E} \cdot \frac{1}{(1 + \tau_L p) \left[1 + p \left(\frac{\tau_2}{E} + \tau_2 \right) \right]} \quad (31)$$

et par conséquent [12]:

$$i(t) = \frac{\tau_2 \hat{U}}{(R_i + R_a) E} \frac{e^{-\frac{t}{\tau_2/E + \tau_2}} - e^{-\frac{t}{\tau_L}}}{\tau_2/E + \tau_2 - \tau_L} \quad (32)$$

$$i(t) = \frac{\hat{U} \tau_1}{\mu D} \frac{e^{-\frac{t}{\tau_2 \left(1 + \frac{R_i + R_a}{\mu D} \frac{R_1}{R_2}\right)}} - e^{-\frac{t}{\tau_L}}}{\tau_2 \left(1 + \frac{R_i + R_a}{\mu D} \frac{R_1}{R_2}\right) - \tau_L} . \quad (33)$$

Avec les valeurs numériques suivantes on obtient:

$$\begin{aligned} R_1 &= 10^6 \Omega \\ R_2 &= 10^5 \Omega \\ C &= 50 \cdot 10^{-9} F \\ R_i + R_a &= 4500 \Omega \\ L &= 4,5 H \\ D &= 4000 V/A \end{aligned}$$

$$i(t) = \hat{U} \cdot 0,603 \cdot 10^{-6} \frac{e^{-\frac{t}{11,8 \cdot 10^{-3}}} - e^{-\frac{t}{10^{-3}}}}{10,8 \cdot 10^{-3}} . \quad (34)$$

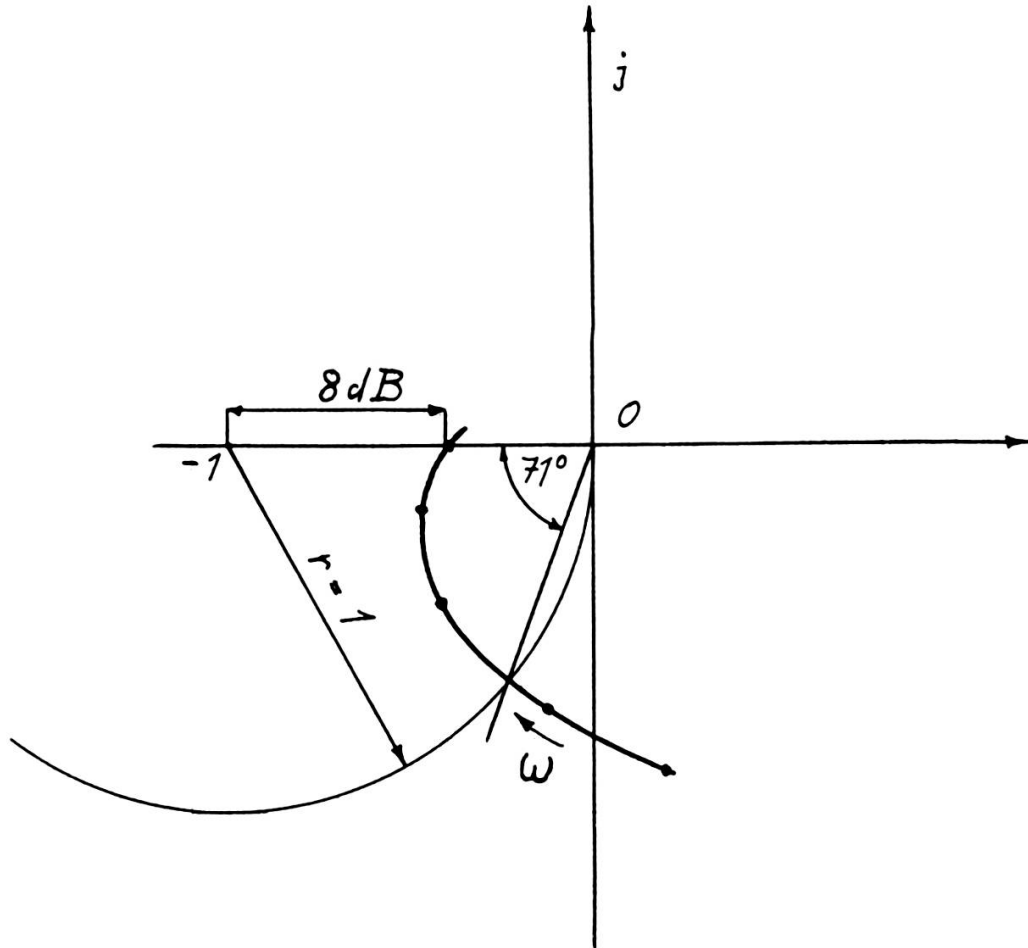
Cette fonction représente la réponse du courant à un échelon unitaire de tension \hat{U} .

Sur la figure 17 nous avons tracé la courbe de la fonction (34). Le régime transitoire du courant est en effet une superposition de deux exponentielles (39). Au premier moment le courant augmente brusquement suivant une exponentielle dont la constante de temps est relativement faible, puis revient à la valeur initiale également d'une manière exponentielle mais avec une constante de temps plus grande.

La figure 3d montre l'oscillogramme du phénomène transitoire du courant J_0 . On constate un bon accord entre l'expérience et le calcul; il se manifeste sur la figure 17, où l'on a reporté la courbe expérimentale, mesurée sur l'oscillogramme 3d.

Sur le diagramme de la figure 16 nous avons porté la fonction de transfert du système entier en boucle ouverte. La fréquence avec laquelle le système tend à osciller (fréquence de pompage) se trouve

Le diagramme de Nyquist



Marge de gain: 8dB

Marge de phase: 71°

Fig. 20.

vers 200 c/s. La stabilité obtenue est cependant suffisante en pratique. Nous nous trouvons à l'intérieur de la marge de sécurité comme l'indique le diagramme de Nyquist tracé sur la figure 20. On obtient ici comme valeurs pratiques: pour la marge de gain 8 dB — pour la marge de phase 71°.

Dans notre calcul nous avons supposé que le gain de l'amplificateur opérationnel était infini. En réalité il a une valeur finie (200 environ) et notre stabilisateur possède un écart de position et un facteur de réglage N fini.

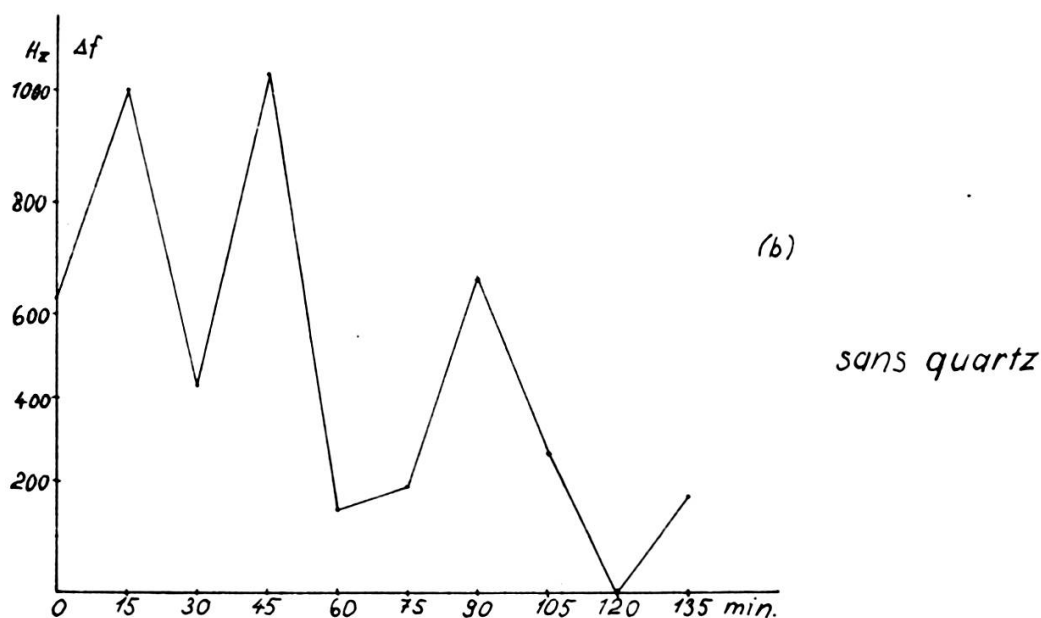
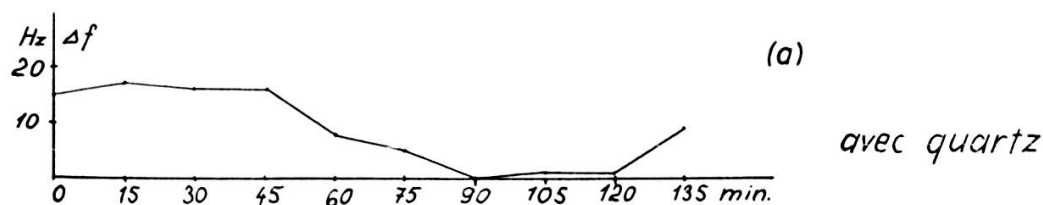


Fig. 21.

Fluctuations de la fréquence f_0 de l'oscillateur Clapp.

$$N = 1 + K_0 \approx K_0$$

K_0 = gain total du système en régime statique.

K_0 peut être pris du diagramme de Bode pour $f = \text{nul}$.

Le facteur de réglage s'élève à $1,45 \cdot 10^3$, ce qui signifie que la valeur observée pour le champ H , ne peut pas s'écarter de plus de $7 \cdot 10^{-4}$ en valeur relative, de sa valeur de consigne, $H_0 = 2\pi f_0 / \gamma$, f_0 étant la fréquence d'oscillation de l'autodyne, $\gamma = 17,60 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} \text{ G}^{-1}$.

9. Stabilisation de la fréquence de l'autodyne.

a) Schéma et résultat.

La grandeur de référence de notre stabilisateur consiste dans la fréquence de résonance f_0 de l'autodyne. La précision de la stabilisation dépend dans ces conditions de la stabilité de la fréquence f_0 f_0 fluctue cependant un peu et assez erratiquement comme l'indique le diagramme *b*) de la figure 21. Ces fluctuations sont provoquées par des fluctuations des tensions d'alimentation, des variations de température et des vibrations mécaniques.

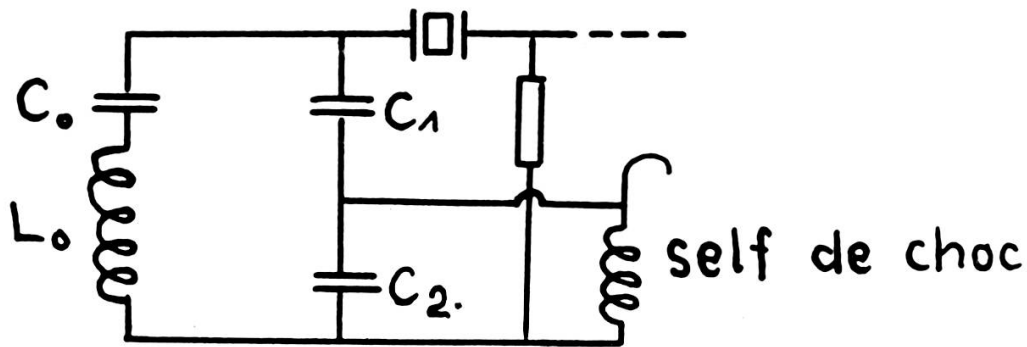


Fig. 22.

L'autodyne stabilisée par un quartz.

Pour améliorer la stabilité nous avons d'abord essayé d'insérer un quartz piézoélectrique dans le circuit résonant de l'autodyne.

Le montage reste alors analogue à celui du Clapp-Gouriet [11].

Mais le signal de résonance n'était plus décelable, probablement à cause de la valeur relativement élevée de la résistance de perte du quartz par rapport à Δr .

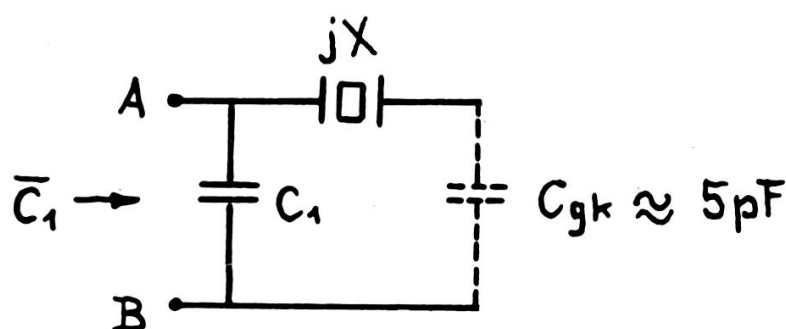
Nous avons ensuite remplacé la capacité de couplage qui attaque la *g* il'e de commande de la 6AK5 par le quartz comme l'indique la figure 22. Le signal de résonance est alors apparu à nouveau, il est seulement légèrement distordu, ce qui n'est pas gênant pour l'usage que l'on en fait dans le régulateur *. Les éléments du circuit oscillant étaient accordés de manière à ce que l'autodyne oscille sur la fréquence de résonance série du quartz.

* La distorsion introduite par le quartz est analysée ultérieurement.

Ce montage nous a permis d'améliorer la stabilité de la fréquence de l'autodyne par un facteur 10^2 environ. Le diagramme *a)* de la figure 20 montre que les variations de f_0 sont nettement réduites, les variations rapides ont pratiquement disparu et il ne reste qu'une dérive thermique.

b) *Théorie du schéma.*

La capacité ramenée C_1 équivalente. Expliquons d'abord l'effet stabilisateur du quartz dans ce montage.



C_{gk} = Capacité grille-cathode.

Fig. 23.

Le circuit grille de l'autodyne.

Nous n'avons à considérer que la partie grille de l'autodyne, représentée dans le schéma de la figure 23.

Pour faire la théorie, nous introduisons entre les bornes *A*, *B*, une capacité fictive \bar{C}_1 qui remplace l'ensemble des éléments de la figure 23.

\bar{C}_1 est une fonction de ω que nous allons déterminer et étudier.

Le schéma équivalent d'un quartz piézoélectrique est représenté dans la figure 24. Ce schéma est valable pour les fréquences qui se trouvent au voisinage des fréquences propres du quartz [9, 30], les seules intéressantes ici.

Si l'on néglige la résistance *R* on obtient pour l'impédance jX du quartz l'expression suivante [30]:

$$jX = - \frac{j}{\omega C'} \frac{\omega^2 - \omega_s^2}{\omega^2 - \omega_p^2}. \quad (35)$$

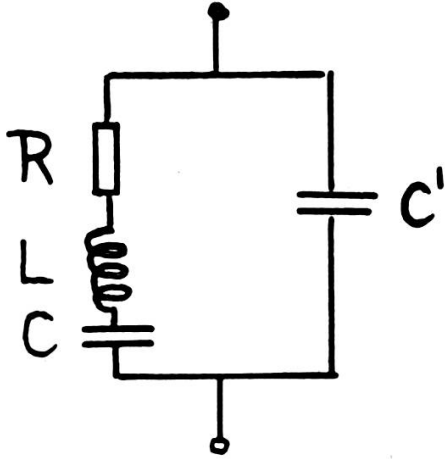


Fig. 24.

Schéma équivalent d'un quartz piézoélectrique.

- C' = capacité statique
 C = capacité dynamique
 L = self-inductance dynamique
 R = résistance représentant les pertes du quartz
 ω_s = fréquence de résonance série
 ω_p = fréquence de résonance parallèle
 $\omega_s < \omega_p$

Donc pour

$$j\omega\bar{C}_1 = j\omega_1 C_1 + \frac{1}{\frac{1}{j\omega C g k} + jX} = j\omega C_1 + \frac{1}{\frac{1}{j\omega C g k} + \frac{1}{j\omega C'} \frac{\omega^2 - \omega_s^2}{\omega^2 - \omega_p^2}}$$

$$\bar{C}_1 = C_1 + \frac{C_{gk} C'}{C' + C_{gk} \frac{\omega^2 - \omega_s^2}{\omega^2 - \omega_p^2}} = \bar{C}_1(\omega). \quad (36)$$

Pour la dérivée première on trouve:

$$\frac{d\bar{C}_1}{d\omega} = \frac{-C_{gk}^2 C' \left(\frac{2\omega}{\omega^2 - \omega_p^2} - \frac{2\omega(\omega^2 - \omega_s^2)}{(\omega^2 - \omega_p^2)^2} \right)}{\left(C' + C_{gk} \frac{\omega^2 - \omega_s^2}{\omega^2 - \omega_p^2} \right)^2}. \quad (37)$$

Au voisinage immédiat de ω_s , cette expression se simplifie:

$$\frac{d\bar{C}_1}{d\omega} = \frac{C_{gk}^2 \frac{2\omega}{\omega_p^2 - \omega^2}}{C'} \quad (38)$$

pour $\omega < \omega_p$, $\frac{d\bar{C}_1}{d\omega}$ est positif, c'est-à-dire, si ω augmente pour une raison quelconque, \bar{C}_1 augmente aussi. Il y a ainsi un certain effet

stabilisateur, tant que ω est situé entre ω_s et ω_p , ou au-dessous de ω_s ; ces conditions sont toujours réalisées en pratique et les variations de ω à corriger, sont bien plus petites qu'il n'est nécessaire pour être sûr que le régulateur est toujours actif.

c) *Stabilité de fréquence.*

Les causes les plus importantes des variations de fréquences sont les fluctuations de la capacité d'entrée effective c_g et l'impédance de sortie effective du tube oscillateur.

$$\begin{aligned} C_g &= \text{capacité grille-cathode} \\ C_p &= \text{capacité plaque-cathode.} \end{aligned}$$

Nous calculons maintenant les variations de fréquence dues aux fluctuations des capacités C_g et C_p .

Nous considérons donc à nouveau le circuit oscillant de l'autodyne, mais complété par C_g et C_p (voir fig. 25).

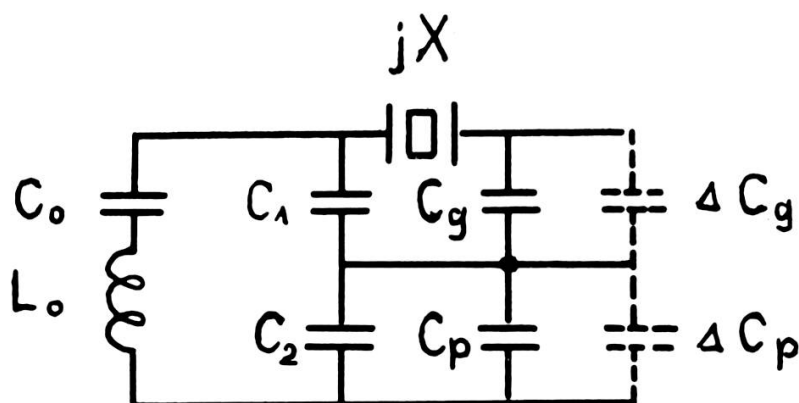


Fig. 25.

Circuit oscillant de l'autodyne.

Pour le circuit oscillant la relation suivante est valable:

$$F(\omega, C_g, C_p) = j \left(\omega L_0 - \frac{1}{\omega C_0} - \frac{1}{\omega C_2} - \frac{1}{\omega \bar{C}_1} \right), \quad (39)$$

C_p est incorporé en C_2

la première dérivée devient:

$$\frac{\partial F}{\partial \omega} = L_0 + \frac{1}{\omega^2 C_0} + \frac{1}{\omega^2 C_2} + \frac{1}{\omega^2 \bar{C}_1} + \frac{1}{\omega \bar{C}_1^2} - \frac{d\bar{C}_1}{d\omega} \quad (40)$$

avec :

$$j\omega\bar{C}_1 = j\omega C_1 + \frac{1}{jX + \frac{1}{j\omega C_g}}$$

$$\bar{C}_1 = C_1 + \frac{1}{\frac{1}{C_g} - \omega X} = C_1 + \frac{C_g}{1 - \omega X C_g}$$

$$X = X(\omega) = 2L(\omega - \omega_s) \quad (41)$$

cette relation est valable dans le voisinage immédiat de ω_s (9), ensuite il devient :

$$C_1 = C_1 + \frac{C_g}{1 - \omega 2L(\omega - \omega_s) C_g}$$

$$\frac{d\bar{C}_1}{d\omega} = \frac{-C_g(-2C_g L(\omega - \omega_s) - 2\omega C_g L)}{(1 - 2\omega L C_g(\omega - \omega_s))^2}$$

pour $\omega = \omega_s$ on obtient alors :

$$\left. \frac{d\bar{C}_1}{d\omega} \right|_{\omega = \omega_s} = \omega_s C_g L \quad (42)$$

compte tenu de (40) il devient :

$$\omega_s \left. \frac{\partial F}{\partial \omega} \right|_{\omega = \omega_s} = L_0 \omega_s + \frac{1}{\omega_0 C_0} + \frac{1}{\omega_s C_2} + \frac{1}{\omega_s (C_1 + C_g)} + \frac{2\omega^2 C_g L}{\omega_s (C_1 + C_g)^2}$$

$$\omega_s \left. \frac{\partial F}{\partial \omega} \right|_{\omega = \omega_s} = 2L_0 \omega_s + 2 \left(\frac{C_g}{C_1 + C_g} \right)^2 \omega_s L \quad (43)$$

avec :

$$\frac{\partial F}{\partial C_g} = \frac{1}{\omega (1 + C_g)^2} \text{ et } \frac{\partial F}{\partial C_p} = \frac{1}{\omega C_2^2}$$

on peut écrire:

$$\frac{\partial \omega}{\omega} = \frac{\frac{\partial F}{\partial C_g} dC_g + \frac{\partial F}{\partial C_p} dC_p}{\omega \frac{\partial F}{\partial \omega}} \quad (44)$$

par conséquent on obtient pour la stabilité:

$$\left. \frac{\Delta \omega}{\omega} = \frac{\frac{\Delta C_g}{\omega_s (C_1 + C_g)^2} + \frac{\Delta C_p}{\omega_s C_2^2}}{2\omega_s L_0 + 2\omega_s L \left(\frac{C_g}{C_1 + C_g} \right)^2} \right|_{\omega = \omega_s} \quad (45)$$

pour $C_g \ll C_1$ il devient ainsi:

$$\left. \frac{\Delta \omega}{\omega} = \frac{\frac{\Delta C_g}{\omega_s (C_1 + C_g)^2} + \frac{\Delta C_p}{\omega_s C_2^2}}{2\omega_s \left(L_0 + L \left(\frac{C_g}{C_1} \right)^2 \right)} \right|_{\omega = \omega_s} \quad (46)$$

En l'absence de stabilisation par quartz piézoélectrique le terme $L \left(\frac{C_g}{C_1} \right)^2$ devient nul et la stabilité est divisée par un facteur:

$$1 + \frac{L}{L_0} \left(\frac{C_g}{C_1} \right)^2 \approx \frac{L}{L_0} \left(\frac{C_g}{C_1} \right)^2 .$$

En calculant avec les valeurs numériques suivantes:

$$\begin{aligned} L_0 &= 1 \mu H \\ L &= 10 mH \\ C_g &= 5 pF \\ C_1 &= 50 pF . \end{aligned}$$

On obtient le facteur k qui mesure l'amélioration apportée à la stabilité par la présence du cristal.

$$k = \frac{L}{L_0} \left(\frac{C_g}{C_1} \right)^2 = 10^2 .$$

Cette valeur correspond très bien à la valeur obtenue expérimentalement. La relation (46) prouve en outre que la stabilité est élevée si C_2 et L sont grands.

d) *Distorsions du signal de résonance.*

Comme nous l'avons indiqué avant, le signal d'absorption obtenu par l'autodyne stabilisé par un quartz est légèrement distordu. Cette distorsion est due à un certain effet discriminateur du quartz. Le passage par la résonance est accompagné par une modulation en fréquence produite par la variation de la self-inductance ΔL du circuit oscillant suivant la relation (6). Etant donné que les variations ΔL sont relativement petites on peut admettre que les variations de la fréquence Δf dues à ΔL leurs sont proportionnelles.

La fréquence de l'oscillateur est donnée par

$$\omega(t) = \omega_0 + \Delta\omega S(t) \quad (47)$$

$\Delta\omega$ = amplitude de la modulation
 $S(t)$ = fonction périodique du temps.

$$S(t) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos n\Omega t . \quad (48)$$

$S(t)$ représente en effet en terme de série de Fourier, la courbe de dispersion produite par un balayage sinusoïdal du champ magnétique directeur de fréquence Ω .

Nous appelons e_1 la tension aux bornes de C_1 et e_g celle aux bornes de C_g (voir fig. 25). En appliquant la loi suivant laquelle les tensions sont directement proportionnelles à leurs réactances on obtient:

$$\frac{e_g}{e_1} = \frac{-\frac{j}{\omega C_g}}{j2L(\omega - \omega_s) - \frac{j}{\omega C_g}} = \frac{1}{1 - 2LC_g \omega (\omega - \omega_s)}$$

avec

$$\omega = \omega_s + \Delta\omega S(t) \quad \text{et} \quad \Delta\omega \ll \omega_s$$

on obtient:

$$\frac{e_g}{e_1} = \frac{1}{1 - 2\omega_s C_g L \Delta\omega_s(t)} \quad (49)$$

pour

$$2\omega_s C_g L\Delta\omega \ll 1$$

il devient :

$$e_g = e_1 (1 + 2\omega_s C_g L\Delta\omega S(t)) . \quad (50)$$

Cette relation montre que le signal H.F. à l'entrée du tube oscillateur est non seulement modulé en amplitude suivant la courbe d'absorption mais aussi selon la courbe de dispersion. A la sortie de l'autodyne on trouve par conséquent un signal qui est un mélange de la courbe d'absorption et de la courbe de dispersion, dosé suivant la formule de modulation (50). La part de la dispersion est cependant en général beaucoup moins importante que celle de l'absorption qui reste prépondérante (voir fig. 25 bis).

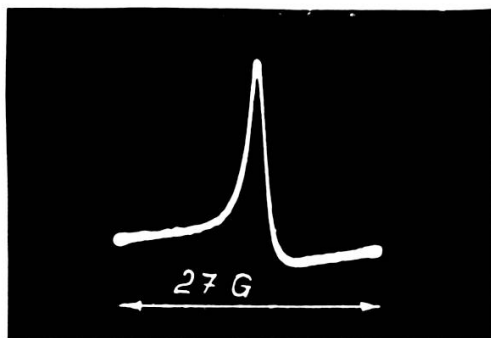
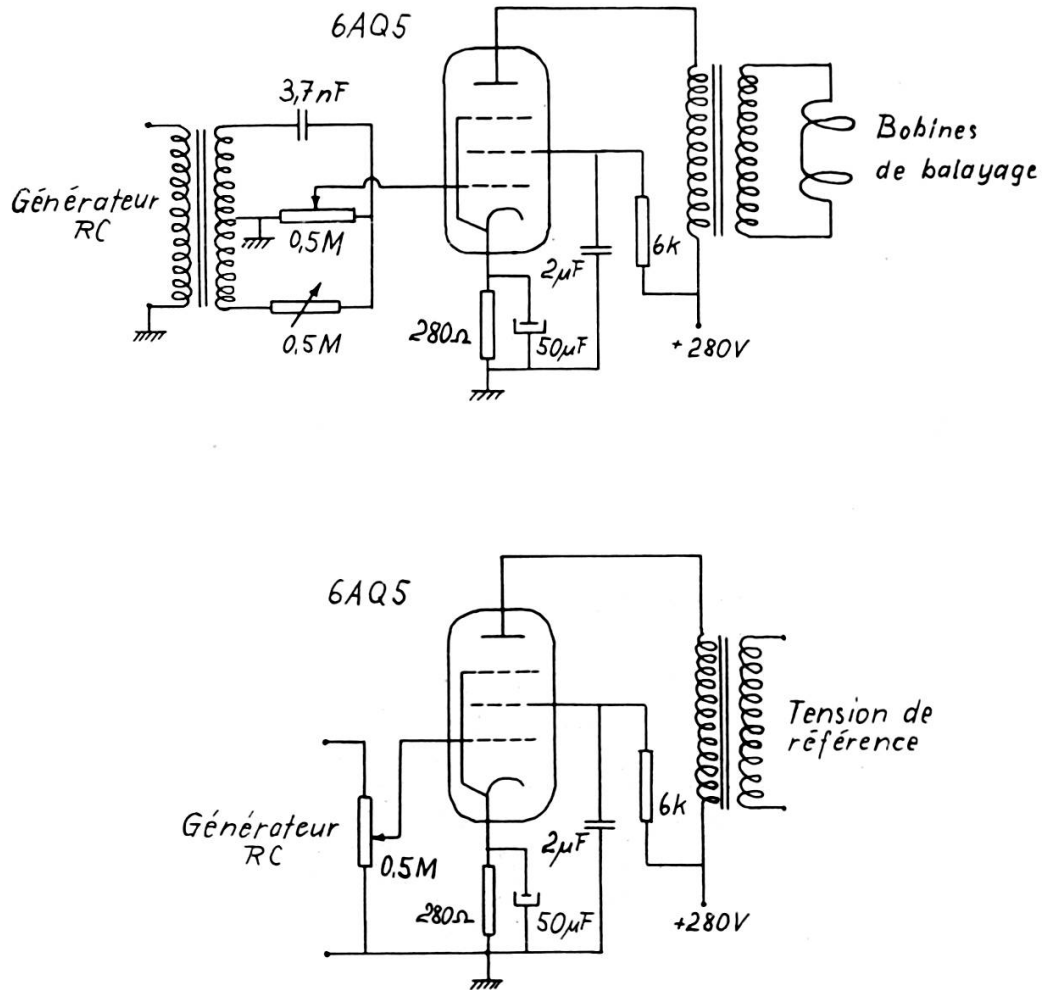


Fig. 25 bis.

Signal de résonance électronique du DPPH obtenu avec un autodyne stabilisé par un quartz piézoélectrique.

Si l'on remplace le quartz par une capacité d'une valeur élevée (ce qui correspond à un court-circuit du point de vue H.F.), le terme $2\omega_s C_g L\Delta\omega S(t)$ de la formule (50) devient nul, et il n'y aura pas d'effet de discrimination, c'est-à-dire, e_g deviendra égale à e_1 .

Les figures 3b et 3c représentent chacune l'oscillogramme de la tension d'erreur. L'oscillogramme b) était pris avec un oscillateur Clapp non stabilisé, tandis que c) avec un oscillateur dont la fréquence f_0 était stabilisée par un quartz piézoélectrique. On constate une différence nette entre les deux courbes en ce qui concerne la symétrie. b) est parfaitement symétrique, tandis que le pic en bas de la courbe c) est plus petit que celui d'en haut. Cette asymétrie ne change cependant pratiquement pas les performances de la stabilisation.



Amplificateurs pour le balayage et la tension de référence

Fig. 26.

10. Dispositif de balayage.

Le balayage du champ directeur est réalisé à la fréquence de 525 c/s à l'aide d'un générateur B.F., d'un déphaseur, d'un étage de puissance et de deux bobines auxiliaires qui sont également en position d'Helmholtz. Le générateur B.F. fournit en même temps la tension de référence pour le détecteur synchrone. La figure 26 montre les schémas des étages qui produisent le courant de balayage respectivement la tension de référence.

11. *Les bobines d'Helmholtz et la sonde.*

La figure 27 montre une coupe verticale à travers les bobines d'Helmholtz et la sonde. Les bobines extérieures sont parcourues par le courant continu J_0 créant un champ directeur H_0 homogène dans la direction axiale. Les petites bobines sont parcourues par le courant de balayage de 525 c/s.

Au centre de symétrie se trouve perpendiculairement au champ directeur la self-inductance du circuit oscillant. Elle est placée à l'intérieur d'une carcasse en téflon. La cavité formée par les spires de cette self est remplie par l'échantillon paramagnétique. Le facteur de remplissage est ainsi maximum. Comme échantillon nous avons adopté le diphénylpicrylhydrazyl (DPPH) qui donne une raie de résonance avec un rapport signal/bruit de fond très élevé. C'était là un critère très avantageux pour l'étude du principe du stabilisateur et l'analyse de son fonctionnement; les mesures étaient rendues plus faciles et plus précises.

La self et la capacité variable du circuit oscillant sont fixées sur une bride en laiton. La dernière est vissée sur un couvercle muni d'une prise coaxiale et d'un pas de vis. Ainsi le couvercle muni des éléments du circuit oscillant peut être vissé dans un cylindre en laiton. De cette manière le circuit oscillant H.F. est complètement blindé vers l'extérieur et maintenu à une température homogène et stable, sans influence non plus des variations d'humidité extérieure.

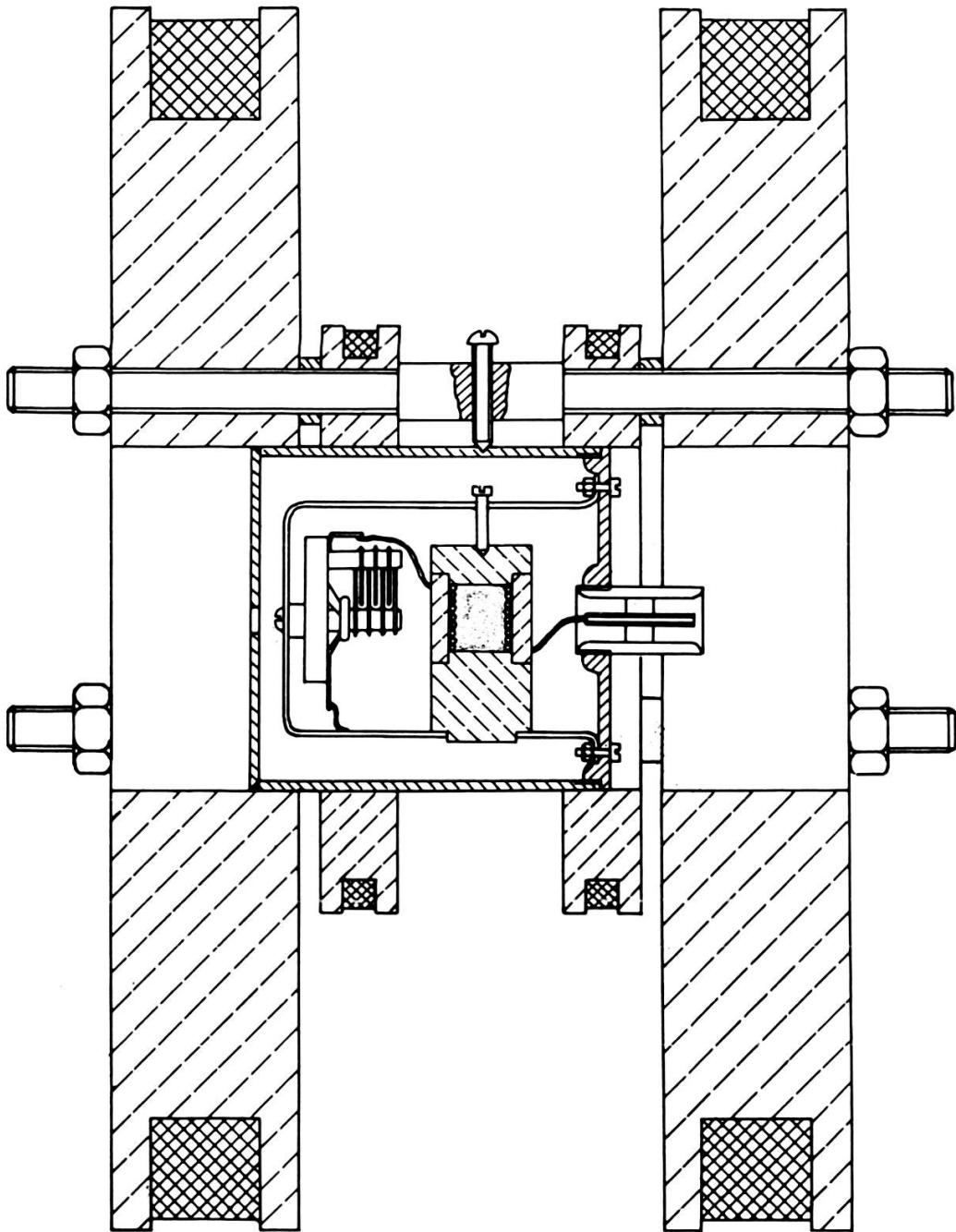
Une insuffisance de cet ensemble est que certaines lignes de force du champ magnétique alternatif se ferment en dehors des bobines extérieures et y induisent ainsi un courant alternatif parasite qui se superpose au courant continu J_0 .

Les deux paires de bobines d'Helmholtz devraient être écartées l'une de l'autre autant que possible, afin que les lignes de force alternatives se ferment plutôt à l'intérieur des bobines extérieures.

Nous avons toujours pris soin de compenser l'effet de ce courant parasite dans notre montage, en appliquant une tension alternative de 525 c/s à l'entrée de la 6L6. La phase et l'amplitude doivent être choisies de manière que le courant alternatif soit annulé.

Stabilisation d'un courant.

La stabilisation d'un courant obtenue dans notre dispositif d'étude est intéressante en elle-même et peut recevoir nombre d'applications.



Bobines d'Helmholtz et la sonde

Fig. 27.

C'est pourquoi nous décrivons brièvement les précautions à prendre pour stabiliser dans les meilleures conditions.

Si l'appareillage sert à stabiliser un courant, il faut que les bobines d'Helmholtz aient une position fixe par rapport au champ terrestre. La valeur H_0 correspond à ces conditions à un champ qui est la résultante du champ créé par les bobines d'Helmholtz et le champ terrestre.

On pourrait également entourer les bobines par un blindage magnétique. Ainsi le champ terrestre ne pénétrerait plus dans l'espace où se trouvent les bobines d'Helmholtz avec la sonde. Il faudrait naturellement que les parois de ce dispositif soient suffisamment éloignées des bobines afin que les lignes de force se ferment plutôt dans l'air et ne passent pas par la matière magnétique du blindage, car ce blindage se saturerait et deviendrait inefficace. C'est pourquoi cette solution est assez difficile à réaliser pratiquement et exige sans doute l'usage de deux blindages concentriques: l'un intérieur pour fermer le champ des bobines, l'autre extérieur pour éliminer le champ terrestre; le premier en anhyser (saturation 1 gauss), l'autre en mu-métal (saturation 0,1 gauss).

Remarquons que la stabilisation du courant n'est pas limitée à une valeur fixe J_0 . On pourrait très bien s'imaginer un mécanisme qui permettrait d'écarter ou de rapprocher les deux bobines d'Helmholtz l'une de l'autre. Suivant leur position le courant J_0 prendrait des valeurs différentes pour créer le même champ magnétique H_0 .

II. STABILISATION D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE D'UN ÉLECTRO-AIMANT.

1. *Le principe.*

L'appareillage décrit précédemment nous a servi avec quelques modifications à stabiliser le champ magnétique d'un électro-aimant Beaudouin, type 683 A pour nos expériences de spectrographie. Il faut pour cela remplacer la résonance électronique du DPPH par la résonance magnétique des protons de l'eau. Ainsi nous avons réussi à contrôler un champ de 7000 gauss avec une précision de $5 \cdot 10^{-6}$ pendant la durée d'une heure. Ce travail fut exécuté en collaboration avec mon camarade R. Becherer qui a conçu le dispositif de pré-stabilisation ainsi que l'étage de réglage transistorisé [4].