

UNIVERSITE D'ALGER

5/68

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

Red

**PROJET DE FIN D'ETUDES**



**THÉORIE ET PRATIQUE  
DU MAGNETRON**

UNIVERSITE D'ALGER

-----  
ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

-----  
DEPARTEMENT TELECOMMUNICATIONS

*Département*

*Telecommunications*

*Reçu, le 15/6/68  
M. Kaddour*

-----  
-Projet de fin d'études-

Théorie et pratique du magnétron.

Proposé par Monsieur :

A.ZERGUERRAS.

Rédigé par l'élève-ingénieur

A.KADDOUR.

Année 1967-68

- SOMMAIRE -

	Pages
I- <u>INTRODUCTION</u> .....	1
II- <u>LE FONCTIONNEMENT ELECTRIQUE</u> .....	
1- Principe du magnétron .....	3
2- Mouvement de l'électron dans un champ magnétique et dans un champ électrique .....	5
3- Mouvement de l'électron dans un magnétron à anode cylindrique.....	7
4- Potentiel critique .....	8
5- Trajectoires des électrons et charge d'espace.....	10
III- <u>LE CIRCUIT DU MAGNETRON.</u>	
1- L'anode considérée comme une ligne à retard.....	15
2- Anode en cage d'écureuil.....	18
3- Anode des magnétrons à cavités.....	19
4- Circuit équivalent du magnétron.....	27
IV- <u>OSCILLATIONS DU MAGNETRON.</u>	
1- Synchronisation des mouvements de rotation des élec- trons et du champ HF autour de la cathode.....	29
2- Elimination des électrons "non synchronisés".....	36
3- Oscillation : effet diocotron .....	37
4- Effet dynatron.....	38
5- Oscillations électroniques.....	39
V- <u>CARACTERISTIQUES DES MAGNETRONS.</u>	
1- Diagramme de Rieke et graphique de performances.....	40
2- Facteur de pulling, de pushing et dérive thermique....	43
3- Coefficients de surtensions .....	46
4- "Effet de longue ligne" .....	47

VI- ETUDE DETAILLEE DE LA CATHODE DES MAGNETRONS.

1- Cathodes en général .....	51
2- Cathodes " L " .....	52
3- Cathodes imprégnées .....	53

VII- CONSTRUCTION DES MAGNETRONS.

1- Anode, cathode, aimant, circuit résonant.....	54
2- Puissance en impulsion et puissance moyenne.....	55
3- Calcul du rendement.....	56
4- Magnétrons à fréquence variable.....	58

VII- UTILISATION DES MAGNETRONS.

1- Radar et radio-navigation.....	59
2- Télécommunications et télécommande.....	63
3- Accélérateurs linéaires.....	64
4- Chauffage HF et matériel de diathermie.....	65
5- Amplificateurs à champs croisés: tubes à ondes progressives type M, carcinotrons type M ;et platinotron.....	67

VIII- Manipulation sur le magnétron

1- Mesure des coefficients de surtension.....	70
2- caractéristiques ( $i_p, v_p$ ) du magnétron.....	73

IX- CONCLUSION..... 75BIBLIOGRAPHIE..... 77

- INTRODUCTION -

La théorie du magnétron fut établie pour la première fois par Hull en 1921. En effet, il était le premier à s'être posé la question, à savoir ce que deviendrait le fonctionnement d'une diode si on la plongeait dans un champ magnétique parallèle à son axe.

Pour la première fois Zacek en Tchécoslovaquie en 1914 a pu faire osciller un magnétron sur 29 cm ; et à la même époque Erich de l'Université de Lena est arrivé à la conclusion que le magnétron à anode divisée se comportait comme une résistance négative.

Jusqu'en 1935 on a étudié vaguement les phénomènes de charges d'espace dans le magnétron, et ce n'est qu'à partir de 1940 que certains théoriciens : Brillouin, Slater, Hartree... ont établi une étude théorique détaillée permettant de trouver la solution exacte des équations de charge d'espace.

Depuis la seconde guerre un effort particulier a été porté à la réalisation des magnétrons de grande puissance nécessaire aux émetteurs de radar, c'est ainsi que le magnétron à cavités répondait à ce besoin, cependant ce dernier posait des problèmes technologiques délicats, il est le siège d'oscillations intenses et fonctionne en impulsion; il a été une entrave au développement de la théorie.

La réalisation des magnétrons à cavités s'est développée à cette époque un peu partout dans le monde. En 1937 les Russes ont fait une expérience sur des magnétrons à cavités multiples, ils ont obtenu une puissance d'une centaine de watts sur une longueur d'onde de 9,1 cm.

En 1940 d'autres magnétrons furent mis au point en Angleterre et à

l'Institut de technologie de Massachusetts où l'on a construit un tube fournissant une puissance de crête de deux mégawatts sur une longueur d'onde de 10 cm.

Parmi les applications importantes du magnétron, nous pouvons noter son utilisation comme tube d'émission sur le radar, son emploi dans des émetteurs de chauffage haute fréquence et dans le matériel de diathermie.

L'étude du magnétron qui sera traitée dans cet ouvrage aura pour but d'expliquer le fonctionnement et les particularités de ce type de tube. La plus grande partie sera consacrée au magnétron à cavité le plus important actuellement et le seul construit industriellement, cependant l'étude des autres types de magnétron ne sera pas complètement négligée.

J'ai jugé utile de diviser cette étude en trois grandes parties ; dans une première on trouvera une étude théorique assez détaillée et des considérations générales concernant ce type de générateur, dans une seconde partie je me suis attaché aux applications les plus connues en détaillant les plus importantes et en donnant de nombreux exemples à chaque fois, et enfin une dernière sera consacrée à l'étude d'une manipulation réalisable au laboratoire des hyperfréquences et à la description d'un montage permettant une étude expérimentale des caractéristiques  $(i_p, v_p)$  du magnétron de Hull.

Pour conclure, une bibliographie assez complète viendra achever notre étude.

CHAPITRE II

Fonctionnement électrique.

II-1: Principe du magnétron

Un magétron est en général une diode dans laquelle existe en tout point un champ électrique et un champ magnétique.

Souvent la diode présente une structure cylindrique; la cathode possède le même axe que l'anode et se trouve entourée par cette dernière.

Le champ magnétique, continu et uniforme est dirigé parallèlement aux électrodes, ce champ magnétique est fourni par un électro-aimant ou un aimant permanent. Dans des études de laboratoire on utilise en général les électro-aimants pour arriver à une valeur optimum du champ; cependant pour des équipements de radar par exemple on utilisera des aimants, qui peuvent être ou incorporés dans le magnétron ou indépendants.

Le rôle du champ magnétique est de déformer les trajectoires des électrons (fig 1).

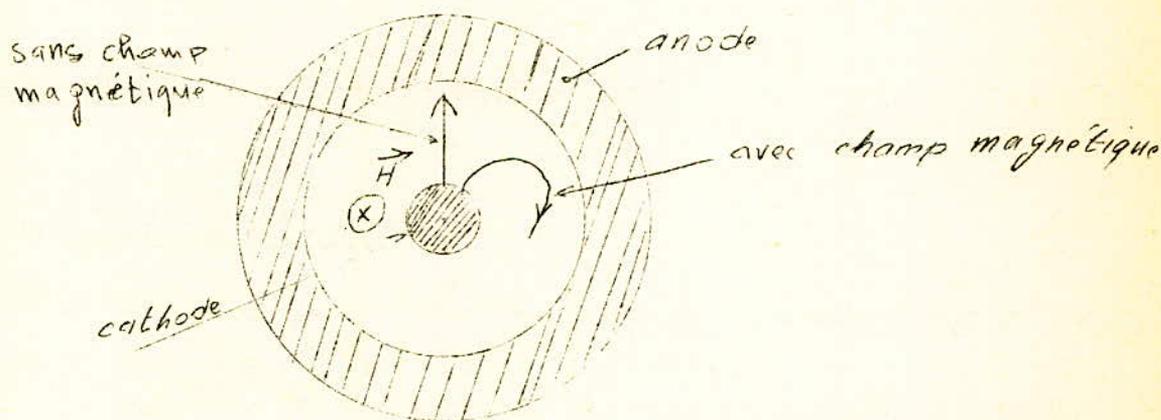


fig-1-

II-2: Mouvement de l'électron

Pour étudier le fonctionnement d'un magnétron, il est nécessaire

de bien comprendre le comportement d'un électron dans un champ électrique et dans un champ magnétique.

### II-2-1. Action d'un champ électrique sur un électron.

Prenons un exemple simple de deux électrodes planes et parallèles entre lesquelles existe une différence de potentiel  $V_0$ . Si on place un électron de charge  $-e$  entre les armatures, celui-ci sera soumis à une force telle que:  $\vec{F} = -e\vec{E}$ .  $\vec{E}$  étant le champ électrique uniforme créé entre les 2 armatures.

$$F = m \cdot \frac{dx}{dt} = m \cdot a \quad m \text{ étant la masse de l'électron et } a \text{ l'accélération.}$$

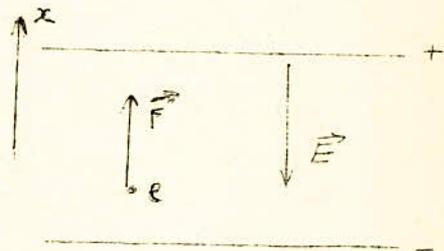
$$\text{d'où } a = - \frac{e \cdot E}{m}$$

L'énergie acquise par l'électron vaut :  $W_c = 1/2 \cdot m \cdot v^2$   
En supposant que la vitesse initiale

de l'électron est nulle nous aurons :

$$W_c = \frac{1}{2} m v^2 = e \cdot V_0$$

$$\text{d'où } v = \sqrt{\frac{2 e V_0}{m}} \quad (1)$$



### II-2-2. Effet d'un champ magnétique uniforme sur un électron.

Si un électron de charge  $-e$ , possédant une vitesse  $v$  se trouve placé dans un champ magnétique  $\vec{H}$ , la force de Lorentz à laquelle est soumise la particule s'écrit :

$$\vec{f} = -e \cdot \vec{v} \wedge \vec{B} \quad \text{avec } \vec{B} = \mu_0 \vec{H}$$

si l'électron se déplace dans un plan perpendiculaire au champ magnétique, il décrira dans son déplacement un cercle en effet

$$f = -e \cdot v \cdot B \cdot \sin \theta = -e \cdot v \cdot B$$

cette force est équilibrée par la force centrifuge :  $f_c = \frac{m \cdot v^2}{r}$

$$\text{d'où } e \cdot v \cdot B = m \cdot v^2 \cdot \frac{1}{r} \quad \text{puisque } \vec{f} + \vec{f}_c = 0$$

donc  $r = \frac{m \cdot v}{e \cdot B}$  = rayon du cercle. (2)

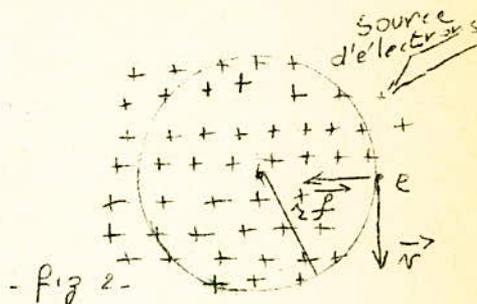
Sur la figure 2 le champ magnétique est dirigé perpendiculairement au plan de la figure.

La vitesse angulaire est égale à :

$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{e \cdot B}{m} \quad (3)$$

d'où la période de rotation :

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi m}{e B}$$



On remarque que la période est indépendante de la vitesse et ne dépend que de B, si e et m sont fixés.

Cette remarque a été exploitée et a permis la réalisation du cyclotron, et c'est pour cet effet qu'on a appelé  $\omega$  la fréquence "cyclotron"

II-2-3. Mouvement d'un électron dans un magnétron à plans parallèles

Considérons deux plans parallèles, entre lesquels nous appliquons une d.d.p égale à  $V_0$  comme le montre la figure 3

Nous prenons l'induction magnétique dans le sens de Oy.

Sous l'influence du champ électrique et du champ magnétique, l'électron sera soumis à la force :  $\vec{F} = -e(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$  (4)

Appelons  $v_x, v_y, v_z$  les trois composantes scalaires du vecteur vitesse  $\vec{v}$ ; et  $f_x, f_y, f_z$  les trois composantes de la force  $\vec{f}$  suivant les trois axes orthonormés du trièdre (O, x, y, z)

On tire alors ces trois composantes :

$$f_x = e \cdot v_z \cdot B.$$

$$f_y = 0$$

$$f_z = -e(E + v_x B)$$

En appelant  $\gamma_x, \gamma_z$  les composantes de l'accélération suivant Ox et Oz on aura :  $e \cdot v_z \cdot B = m \gamma_x$  avec  $\gamma_x = \frac{dv_x}{dt}$  (5)

$$-e(E + v_x B) = m \gamma_z \quad \text{avec} \quad \gamma_z = \frac{dv_z}{dt} \quad (6)$$

d'où

$$\frac{dv_x}{dt} = \omega_c v_z \quad (7) \quad \text{et} \quad \frac{dv_z}{dt} = \frac{eV_0}{ml} = -\omega_c v_x \quad (8)$$

$$\omega_c = \frac{eB}{m} \quad \text{et} \quad V_0 = -E l$$

Éliminons  $v_x$  entre les équations (7) et (8)

$$\frac{d^2 v_z}{dt^2} = -\omega_c \frac{dv_x}{dt} = -\omega_c^2 v_z$$

$$\frac{d^2 v_x}{dt^2} = -\omega_c^2 v_x$$

d'où la solution :

$$v_z = K_1 \cdot \sin \omega_c t + K_2 \cdot \cos \omega_c t \quad (9)$$

Déterminons  $K_1$  et  $K_2$  en supposant que l'électron quitte la cathode au temps zéro avec une vitesse nulle.

$$\text{d'où } K_2 = 0 \quad v_z = K_1 \cdot \sin \omega_c t \quad (10)$$

$$\frac{dv_z}{dt} = K_1 \omega_c \cdot \cos \omega_c t = \frac{eV_0}{ml} = \omega_c \cdot v_x$$

$$\text{Pour } t = 0 \quad v_x = 0 \Rightarrow K_1 \omega_c = \frac{eV_0}{ml} \Rightarrow K_1 = \frac{eV_0}{\omega_c ml}$$

$$\text{d'où enfin } v_z = \frac{eV_0}{\omega_c ml} \sin \omega_c t \quad (11)$$

$$\text{l'équation (8) nous donne } v_x = \frac{eV_0}{\omega_c ml} (1 - \cos \omega_c t)$$

$$\text{l'équation (11) et (12) nous donnent } \frac{dv_z}{dt} = \frac{eV_0}{\omega_c ml} \sin \omega_c t \quad \text{et}$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{eV_0}{\omega_c ml} (1 - \cos \omega_c t)$$

En considérant que pour  $t = 0$  on a  $x = 0$  et  $z = 0$  on peut écrire :

$$x = \frac{eV_0}{\omega_c ml} (\omega_c t - \sin \omega_c t) \quad (12) \quad \text{et} \quad z = \frac{eV_0}{\omega_c ml} (1 - \cos \omega_c t)$$

Nous voyons que le lieu décrit par l'électron est une cycloïde :

Nous remarquons que pour  $\omega_c t = \pi \Rightarrow z$  est maximum

$$z_{\max} = \frac{2eV_0}{\omega_c ml} = l$$

$$\text{d'où l'on tire la valeur de } B \text{ correspondante: } B_l = \frac{1}{l} \sqrt{\frac{2mV_0}{e}} \quad (14)$$

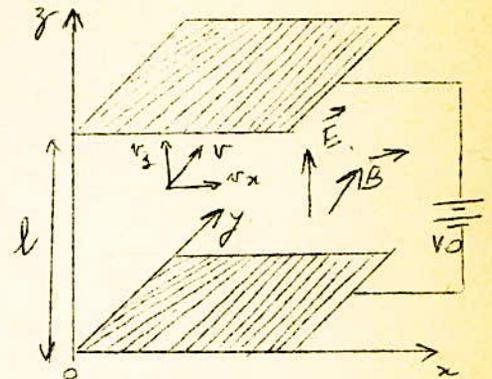


fig - 3 -

II-3. Mouvement d'un électron dans un magnétron à anode cylindrique.

Considérons un magnétron cylindrique, l'induction magnétique sera dirigée suivant l'axe z, et le champ électrique continu E est bien entendu radial, comme le montre la fig(4)

Le problème est d'étudier le comportement des électrons ; pour simplifier cette étude nous utiliserons les coordonnées cylindriques  $\rho, \varphi$  et  $z$  et nous supposons que les électrons sont émis sans vitesse initiale, et que sur la cathode le champ électrique est nul.

Les électrons se déplaçant entre cathode et anode à la vitesse v seront soumis à la force de Lorentz égale à  $\vec{F} = -e(\vec{v}_n \times \vec{B})$  dont la direction est perpendiculaire à  $\vec{v}$  et  $\vec{B}$ .

La composante de cette force selon  $\varphi$  s'écrira :  $f_\varphi = e v_\rho B$  (15)

la vitesse angulaire est égale à  $\frac{d\varphi}{dt}$   
 et le moment d'inertie de l'électron vaut  $m \rho^2$   
 si m représente la masse de l'électron.

Un principe fondamental de la dynamique nous dit que : Le moment d'une force par rapport à un axe z est égale au produit du moment d'inertie par  $\frac{d^2\varphi}{dt^2}$  c'est à dire :  $\int \vec{r} \times \vec{F} = m \rho^2 \frac{d^2\varphi}{dt^2} = f_\varphi \rho$  (16)

Les équations(15) et (16) nous donnent :

$$e v_\rho B \rho = m \rho^2 \frac{d^2\varphi}{dt^2} = \frac{d}{dt} (m \rho^2 \frac{d\varphi}{dt}) \Rightarrow e B \rho \frac{d\rho}{dt} = \frac{d}{dt} (m \rho^2 \frac{d\varphi}{dt}) \quad (17)$$

En intégrant l'équation(17) nous obtenons :

$$\frac{e B \rho^2}{2} = m \rho^2 \frac{d\varphi}{dt} + K_1$$

Pour évaluer la constante  $K_1$ , utilisons l'hypothèse, en effet nous avons supposé que sur la cathode, c'est à dire que pour  $\rho = a$  en appelant a le rayon de la cathode, la vitesse est nulle.

donc  $\frac{e B a^2}{2} = 0 + K_1 \Rightarrow \frac{e B \rho^2}{2} = m \rho^2 \frac{d\varphi}{dt} + \frac{e B a^2}{2}$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{e B}{2m} \left(1 - \frac{a^2}{\rho^2}\right) \quad (18) \Rightarrow \frac{d\varphi}{dt} = \omega_{cc} \left(1 - \frac{a^2}{\rho^2}\right) \quad (19)$$

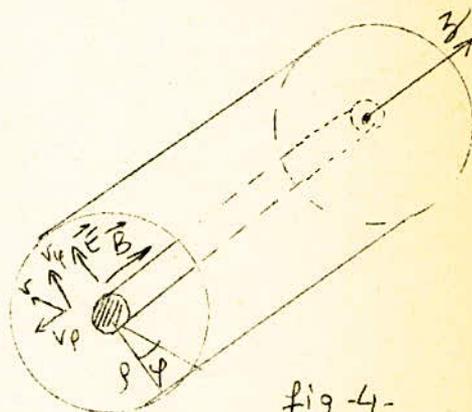


fig 4-

$$\rho \quad \omega_c = \frac{eB}{m} \Rightarrow \omega_{cc} = \frac{\omega_c^2}{2}$$

Remarque:

On voit que lorsque  $\rho \gg a$ ,  $\frac{d\rho}{dt} = \frac{\omega_c}{2}$ , donc la vitesse angulaire dans le cas présent vaut la moitié que dans le cas du magnétron plan.

Le problème posé comme nous l'avons dit est d'étudier le comportement des électrons, en quelques sortes nous allons chercher une relation entre le mouvement de l'électron et le potentiel appliqué entre cathode et anode.

L'électron se trouvant dans le champ électrique possède une énergie cinétique  $\frac{1}{2} m \cdot v^2$ , et une énergie potentielle  $-e \cdot V_0$ , ces deux énergies ne sont pas influencées par la présence du champ magnétique.

Si les champs sont stationnaires, la somme de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle est constante.

Conséquence : Si le potentiel de la cathode est nul, et comme on a supposé que la vitesse d'émission des électrons est nulle aussi, ceci se traduit par  $\frac{1}{2} m \cdot v^2 - eV_0 = 0$

la vitesse  $\vec{v}$  a 2 composantes  $v_\rho$  et  $v_\varphi$

$$|v| = \sqrt{v_\rho^2 + v_\varphi^2}$$

$$\text{d'où } eV_0 = \frac{1}{2} m (v_\rho^2 + v_\varphi^2) \quad - 20 -$$

$$eV_0 = \frac{1}{2} m \left[ \left( \frac{d\rho}{dt} \right)^2 + \rho^2 \left( \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right]$$

en remplaçant  $\frac{d\varphi}{dt}$  par sa valeur donnée par l'équation (19), on obtient

$$eV_0 = \frac{1}{2} m \left[ \left( \frac{d\rho}{dt} \right)^2 + \rho^2 \omega_{cc}^2 \left( 1 - \frac{a^2}{\rho^2} \right) \right] \quad - 21 -$$

si on appelle  $V_b$  le potentiel sur l'anode pour  $\rho = b$  on aura :

$$eV_b = \frac{1}{2} m \left[ \left( \frac{d\rho}{dt} \right)^2 + \omega_{cc}^2 b^2 \left( 1 - \frac{a^2}{b^2} \right)^2 \right] \quad - 22 -$$

II-4. Potentiel critique

A la limite lorsque les électrons arrivent sur l'anode tangentiellement, leur vitesse radiale est nulle, à cette valeur correspond un champ magnétique limite  $B_c$  et telle que :  $eV_b = \frac{1}{2} m \omega_{cc}^2 b^2 \left( 1 - \frac{a^2}{b^2} \right)^2$

$$V_{bc} = \frac{1}{8} \frac{eB^2 b^2}{m} \left( 1 - \frac{a^2}{b^2} \right)^2 \quad - 23 -$$

les électrons n'atteindront l'anode que si le potentiel  $V_{bc}$  d'anode est supérieur au potentiel critique  $V_{bc}$ . La valeur limite ou critique du champ magnétique tirée de l'équation 23 donne.

$$B_c = \frac{1}{b \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right)} \sqrt{\frac{8m_e V_c}{e}} \quad - 24 -$$

En général nous avons toujours  $b \gg a$ , la relation 24 prend alors la forme suivante :

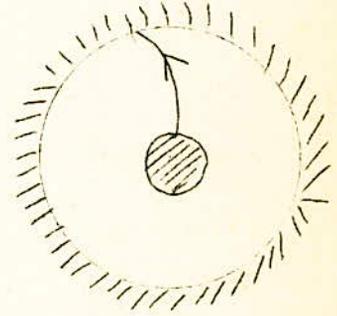
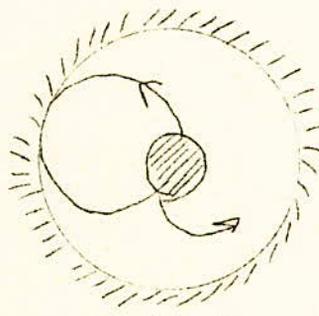
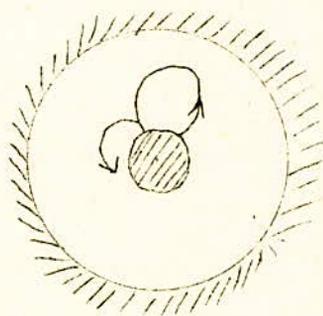
$$B_c = \frac{1}{b} \sqrt{\frac{8m_e V_c}{e}} \Rightarrow B_c = 6,78 \cdot 10^{-6} \frac{\sqrt{V_c}}{b} \text{ MKS.}$$

Département Télécommunications

$B_c$  représente la valeur limite de l'induction magnétique  $B$  pour laquelle les électrons arrivent tangentiellement sur l'anode, en d'autres termes si une induction magnétique dépasse cette valeur les trajectoires des électrons seront tellement incurvées qu'aucun courant ne puisse apparaître sur le circuit d'anode.

En conclusion trois cas se présentent.

$B > B_c$   
 $B = B_c$   
 $B < B_c$  } qui sont schématisés comme le montre la fig 5



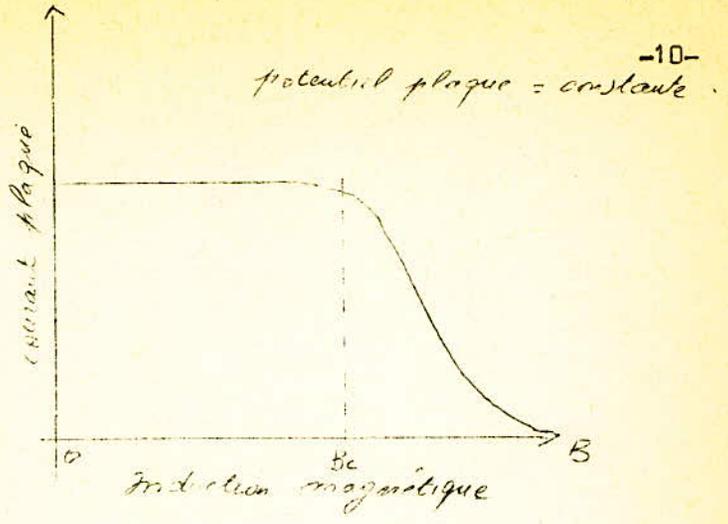
- fig 5 -  $B > B_c$   $B = B_c$   $B < B_c$

Si l'on essaye de tracer la caractéristique de courant plaque en fonction de l'induction magnétique  $B$ , on remarque que le courant plaque ne tombe pas à zéro immédiatement quand  $B$  atteint la valeur  $B_c$ , en effet le courant ne chute que pour une valeur légèrement supérieure à  $B_c$ .

Ceci peut s'expliquer d'une part par la vitesse des électrons émis par la cathode d'une façon quelconque, et d'autre part par l'interaction entre électrons de vitesses différentes.

La figure 6 représente le courant plaque en fonction de l'induction magnétique.

fig 6



II-5. Trajectoires électroniques et charge d'espace.

Pour déterminer quelles sont les trajectoires possibles des électrons dans l'espace d'interaction d'un magnétron à structure cylindrique, nous supposons les deux cas suivants:

- potentiel d'anode inférieur au potentiel critique.
- potentiel d'anode supérieur au potentiel critique.

II-5-1. Potentiel d'anode inférieur au potentiel critique

Nous avons vu dans le paragraphe II-4 que le potentiel critique avait pour expression :

$$V_{bc} = \frac{1}{8} \frac{e B_c^2 b^2}{m} \left( 1 - \frac{a^2}{b^2} \right)^2$$

Reprenons le cas de la figure 4 et appelons respectivement :

- I = intensité de courant par unité de longueur axiale.
- $\vec{j}$  = vecteur densité de courant.
- $\rho_0$  = densité de charge par unité de longueur axiale.
- I = flux de j à travers la surface S

D'après les équations de Maxwell on peut écrire :

$$\begin{aligned} \vec{\text{rot}} H &= \vec{j} + \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} \Rightarrow \text{div } \vec{\text{rot}} H = 0. \Rightarrow \text{div } \vec{j} + \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \text{div } \vec{E} = 0 \\ \text{div } \vec{j} &= - \frac{\partial \rho_0}{\partial t} \Rightarrow \iiint_V \text{div } \vec{j} \cdot dV = - \frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho_0 \cdot dV \quad \text{avec } dV = 2\pi r dr dz \\ \iiint_V \text{div } \vec{j} \cdot dV &= - \frac{\partial}{\partial t} \int_0^b \rho_0 2\pi r dr dz \Rightarrow I = - \frac{\partial}{\partial t} \int_0^b \rho_0 \pi r^2 = - \int_0^b \pi 2r \frac{\partial \rho}{\partial t} \end{aligned}$$

L'équation de Poisson nous donne :  $\text{div } \vec{E} = \frac{\rho_0}{\epsilon_0}$   
 en coordonnées cylindriques  $\text{div } E$  s'écrit

$$\text{div } \vec{E} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho E) = \frac{\rho_0}{\epsilon_0} \quad - 26 -$$

L'équation de mouvement de l'électron a pour expression :

$$\vec{F} = -e [\vec{E} + \vec{v}_n \otimes \vec{B}] = m \vec{\gamma} \quad \text{qui s'écrit en coordonnées cy-}$$

lindriques et en projection radiale de la manière suivante :

$$m \left[ \frac{d\rho}{dt} - \rho \left( \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right] = -e \left[ E + B \rho \frac{d\varphi}{dt} \right] \Rightarrow m (\rho'' - \rho \varphi'^2) = -e (E + B \rho \varphi') \quad - 27 -$$

en posant  $\varphi' = \frac{d\varphi}{dt}$  et  $f' = \frac{d\rho}{dt}$

$$\text{l'équation 19 nous donne : } \frac{d\varphi}{dt} = f' = \omega_{ce} \left( 1 - \frac{a^2}{\rho^2} \right) \quad - 19 -$$

Les trajectoires seront dites circulaires de type (S), du mot anglais single stream, pour  $\rho =$  constante, donc  $\frac{d\rho}{dt}$  est nulle. Ces trajectoires ont été étudiées par L.Brillouin.

En annulant  $\frac{d\rho}{dt}$  dans les équations 19, 25, 26, et 27 on obtient :

$$(25) \Rightarrow I = 0$$

$$(27) \Rightarrow -m \rho \varphi'^2 = -e (E + B \rho \varphi') \Rightarrow E = \frac{m \rho \varphi'^2}{e} - B \rho \varphi' = \frac{m \rho \omega_{ce}^2 \left( 1 - \frac{a^2}{\rho^2} \right)^2}{e} - B \rho \omega_{ce} \left( 1 - \frac{a^2}{\rho^2} \right)$$

$$E = \frac{m \rho \omega_{ce}^2}{e} \left( 1 - \frac{a^2}{\rho^2} \right) - \frac{2m}{e} \omega_{ce}^2 \rho \left( 1 - \frac{a^2}{\rho^2} \right)$$

$$E = -\frac{m}{e} \omega_{ce}^2 \rho \left( 1 - \frac{a^2}{\rho^2} \right) \left( 1 + \frac{a^2}{\rho^2} \right) = -\frac{m}{e} \omega_{ce}^2 \rho \left( 1 - \frac{a^4}{\rho^4} \right)$$

d'où l'on tire  $V_0$  à partir de  $E = -\frac{dV_0}{d\rho}$

$$V_0 = \int_0^\rho \frac{m \omega_{ce}^2}{e} \rho \left( 1 - \frac{a^4}{\rho^4} \right) d\rho$$

$$V_0 = \frac{m}{e} \omega_{ce}^2 \left( \frac{\rho^2}{2} + \frac{a^4}{2\rho^2} \right) + K = \frac{m}{2e} \omega_{ce}^2 \rho^2 \left( 1 + \frac{a^4}{\rho^4} \right) + K$$

pour  $\rho = a \Rightarrow V_0 = 0$

$$0 = \frac{m}{2e} \omega_{ce}^2 a^2 \left( 1 + \frac{a^4}{a^4} \right) + K \Rightarrow K = -\frac{m}{e} \omega_{ce}^2 a^2$$

$$\text{d'où } V_0 = \frac{m \omega_{ce}^2}{2e} \rho^2 \left( 1 + \frac{a^4}{\rho^4} - \frac{2a^4}{\rho^4} \right)$$

$$V_0 = \frac{1}{2} \frac{m}{e} \omega_{ce}^2 \rho^2 \left( 1 - \frac{a^4}{\rho^2} \right)^2 \quad - 28 -$$

On peut trouver aussi comment varie la densité de charge  $\rho_0$  en fonction de  $\rho$

$$\frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} (\rho E) = \frac{\rho_0}{\epsilon_0} \quad ; \quad \rho E = - \frac{m}{e} \omega_{cc}^2 \rho^2 \left(1 - \frac{a^2}{\rho^2}\right) = - \frac{m}{e} \omega_{cc}^2 \left(\rho^2 - \frac{a^2}{\rho^2}\right)$$

$$\frac{d}{d\rho} (\rho E) = - \frac{m}{e} \omega_{cc}^2 \left(2\rho + \frac{2a^4}{\rho^3}\right)$$

$$\rho_0 = - \epsilon_0 \frac{m}{e} \omega_{cc}^2 \left(2 + \frac{2a^4}{\rho^4}\right) \Rightarrow \rho_0 = - 2\epsilon_0 \frac{m}{e} \omega_{cc}^2 \left(1 + \frac{a^4}{\rho^4}\right) \quad - 29 -$$

D'autres types de trajectoires ont été étudiées telles que les trajectoires de type D (double stream). Dans ce cas il faut étudier sous quelles conditions un électron qui a parcouru une certaine distance à partir de la cathode puisse rebrousser chemin et revenir sur la cathode.

Nous ne pouvons faire ici une étude détaillée de ce problème qui a été faite par Brillouin, Bloch etc... nous donnerons seulement quelques conclusions importantes :

Essayons de trouver l'équation qui régit le mouvement radial.

Les équations 25 et 26 donnent à cet effet :

$$\frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} (\rho E) = - \frac{1}{\epsilon_0} \frac{1}{2\pi r_0} \frac{I}{\rho'}$$

$$\frac{I}{2\pi \epsilon_0} = - \rho' \frac{d}{d\rho} (\rho E) = - \frac{d\rho}{dt} \frac{d}{d\rho} (\rho E) = - \frac{d}{dt} (\rho E)$$

$$\frac{I t}{2\pi \epsilon_0} = - \rho E + K \quad \text{avec } K=0 \quad \text{puisque pour } \rho=a \Rightarrow E=0$$

$$- \rho E = \frac{1}{2\pi \epsilon_0} I t$$

Finalement on est en présence de trois équations entre lesquelles il faut éliminer  $E$  et  $\rho$

$$\begin{cases} m(\rho'' - \rho \rho'^2) = -e [E + B \rho \rho'] & - 27 - \\ \rho' = \omega_{cc} \left(1 - \frac{a^2}{\rho^2}\right) & - 19 - \\ - \rho E = \frac{1}{2\pi \epsilon_0} I t & - 30 - \end{cases}$$

$$m \left[ \rho'' - \rho \omega_{cc}^2 \left(1 - \frac{a^2}{\rho^2}\right) \right] = -e \left[ - \frac{1}{2\pi \epsilon_0} \frac{I t}{\rho} + \frac{2m}{e} \omega_{cc} \rho \omega_{cc} \left(1 - \frac{a^2}{\rho^2}\right) \right]$$

$$\rho'' - \rho \omega_{cc}^2 \left(1 - \frac{a^2}{\rho^2}\right)^2 = \frac{e}{2\pi \epsilon_0} \frac{1}{\rho m} I t - 2 \omega_{cc}^2 \rho \left(1 - \frac{a^2}{\rho^2}\right)$$

$$\rho'' = \frac{1}{2\pi \epsilon_0} \frac{e}{m} \frac{I t}{\rho} - \omega_{cc}^2 \rho \left(1 - \frac{a^2}{\rho^2}\right) \quad - 31 -$$

On peut déterminer le rayon limite atteint par les électrons, en effet pour  $f = f_{el}$  on doit avoir  $f'_t = 0$  d'où

$$V_{el} = \frac{1}{2} \frac{m}{e} \omega_{cc}^2 f_{el}^2 \left(1 - \frac{a^2}{f_{el}^2}\right)^2 \quad \text{d'après - 21 -}$$

Les conclusions ainsi tirées de l'équation 31 après résolution sont les suivantes :

-il n'existe de solutions de type(D) que pour  $f_{el} > 2a$   
 -pour  $2,2a < f_{el} < 2,74a$  il existe plus d'une trajectoire de type(D) correspondant à la même tension anodique, mais à des courants I différents.

-lorsque  $f_{el} > 2,74a$  la solution est donnée sensiblement par l'équation :

$$f = 3,47 \sqrt{\frac{eI}{2\pi m \epsilon_0 \omega_{cc}^3}} \sin^{3/2}(0,65 \varphi)$$

#### Stabilité des trajectoires.

Théoriquement pour  $2a$  il semble exister à la fois une solution de type(S) et une solution ou plusieurs de type(D).

Pour voir quel est le type de trajectoire qui s'établit en pratique Brillouin et Bloch ont fait des recherches dans le cas où la tension anodique est appliquée progressivement; ils sont arrivés aux conclusions suivantes :

- pour  $f_{el} < 2,27a$  c'est la solution de type(S) qui s'établit.

-lorsque  $f_{el}$  est supérieure à une valeur critique comprise entre  $1,43a$  et  $2,27a$ , le régime transitoire s'écarte de type(S) et peut comprendre éventuellement des stades intermédiaires de type(D).

#### Etude du nuage électronique.

En présence du champ magnétique le nuage électronique sera animé d'un mouvement de rotation autour de la cathode.

Evaluons la vitesse moyenne du nuage.

Sous l'action des 3 forces en présence : force électrique, force magnétique et force centrifuge les électrons sont en équilibre : d'où

$$-e(E + v \mu_0 H) + m \frac{v^2}{r} = 0 \Rightarrow \frac{m}{e\rho} v^2 - \mu_0 H v - E_0 = 0$$

Posthumus a facilité le problème en supposant la force centrifuge négligeable, donc

Si l'on prend  $\frac{a + b}{2}$  comme rayon moyen du magnétron, la vitesse angulaire

moyenne s'écrira :  $\omega_m = \frac{v_m}{r_m} = \frac{E_0}{\mu_0 H} \frac{2}{a+b}$

Si on accepte que  $V_0 = E (b - a)$ , on aura :

$$\omega_m = \frac{2V_0}{(b^2 - a^2) \mu_0 H} \quad - 33 -$$

II-5-2. Potentiel d'anode supérieur au potentiel critique

On doit remarquer que pour chaque valeur de la tension anodique correspond une ou plusieurs trajectoires et auxquelles correspondent aussi une ou plusieurs valeurs du courant capté par l'anode.

Théoriquement au potentiel critique le courant anodique est à peu près égal au 3/4 du courant diode dans le cas où le champ magnétique n'existerait pas.

### III- LE CIRCUIT DU MAGNETRON

#### III-1. L'anode assimilée à une ligne à retard

Avant d'étudier cette question en détail, voyons comment, et à quelles conditions des oscillations peuvent s'entretenir.

Comme on l'a vu au chapitre précédent, un électron peut fournir de l'énergie au champ électrique quand il se trouve retardé par celui-ci par contre c'est le champ électrique qui fournira de l'énergie à l'électron sous forme d'énergie cinétique quand il se trouve accélère.

Pour que les oscillations se maintiennent, il faut que l'électron qui a emprunté de l'énergie à la source d'alimentation, en cède une partie au circuit oscillant. Pour cela on doit procéder de telle façon que les électrons soient en phase avec le champ électrique H.F, donc il faut que la vitesse des électrons dans l'espace d'interaction soit égale à la vitesse de phase du champ H.F. Or cette vitesse de phase est de l'ordre de la vitesse de la lumière, et comme les électrons ne peuvent atteindre cette vitesse, il est nécessaire donc de diminuer la vitesse du champ pour permettre aux électrons de rester en phase avec lui; ce rôle de retard est joué par la ligne à retard qui dans le cas du magnétron est fermée sur elle-même.

L'énergie que doit céder l'électron peut être restituée de différentes manières, ainsi différents types d'oscillations à magnétrons sont à noter :

- Oscillateurs à résistance négative.
- Oscillateurs utilisant les oscillations électroniques.
- Magnétrons à fentes multiples ou à cavités.

L'étude de ces différents types d'oscillateurs sera faite au chapitre suivant.

#### III-1-1. Notions sur les circuits à retard de structure périodique.

Un schéma général d'un circuit à retard est représenté sur la fig 7

On peut le représenter par son schéma équivalent donné par la fig 8

Si une impédance est branchée en bout de ligne présentant une impédance caractéristique  $Z_0$ , un calcul classique des lignes nous donnera pour impédance d'entrée la valeur  $Z_e$  suivante.:

$$Z_e = \frac{Z_t \cos \beta l + j Z_0 \sin \beta l}{Z_0 \cos \beta l + j Z_t \sin \beta l}$$

Le circuit équivalent nous permet d'écrire :

$$V_o = V_s \cos a + j Z_c I_s \sin a$$

$$I_o = I_s \cos a + j \frac{V_s}{Z_c} \sin a$$

en posant:  $\beta l = a$   

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$$

La ligne étant supposée sans pertes.

Le déphasage  $a$  est donnée par la formule :

$$\cos a = 1 + \frac{Z_1}{2Z_2}$$

Si on remplace la branche  $Z_2$  par un circuit bouchon et la branche  $Z_2$  par des capacités, on aura:

$$1/Z_1 = j (C_1 \omega - 1/L_1 \omega)$$

$$Z_2 = 1/j 2C_2 \omega$$

Appelons  $\omega_0$  la fréquence propre de la cellule.

$$L_1 \cdot C_1 \cdot \omega_0^2 = 1$$

Tout calcul fait on trouve :

$$\cos a = 1 - \frac{C_2}{C_1} \frac{1}{\left(\frac{L_1 \omega}{\omega_0}\right)^2 - 1} \quad (4)$$

$$0 \leq \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 \leq \frac{2C_1}{2C_1 + C_2}$$

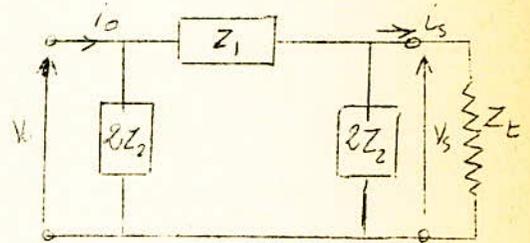
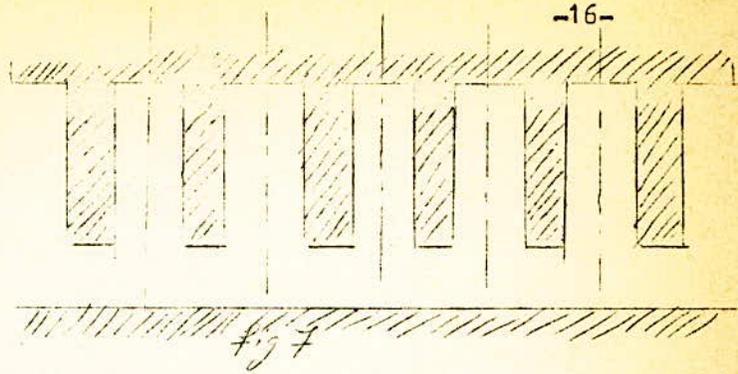
### III-1-2. Ligne fermée sur elle-même.

C'est le cas qui se présente dans le magnétron.

La ligne à retard fermée sur elle-même est un cas particulier d'une ligne rectiligne dans laquelle l'entrée et la sortie sont reliées.

Supposons que la ligne est formée de  $N$  éléments semblables, et terminée sur son impédance caractéristique.

On sait que dans la bande passante une onde se propage sans affaiblissement, elle subit seulement un déphasage.



$$V_2 = V_1 \cdot e^{j\alpha}$$

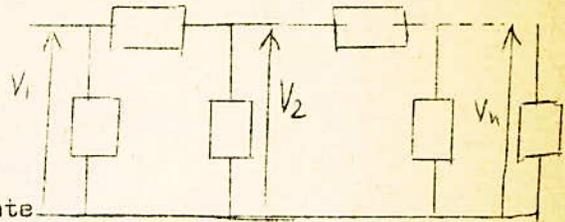
Appelons  $\alpha$  le déphasage par élément

A la sortie le déphasage aura pour valeur :

$$a = N (\alpha \pm 2K\pi) = N\alpha \pm 2KN\pi \quad (5)$$

$$K = 1, 2, 3, \dots$$

Le déphasage dépend de la fréquence  
et il varie de 0 à  $2\pi$  dans la bande passante



$$0 \leq \alpha \leq \pi \Rightarrow \pm N 2K\pi \leq a \leq N(\pi \pm 2K\pi) \text{ fig 9}$$

$$\text{pour } K=0 \Rightarrow 0 \leq a \leq \frac{N}{2} 2\pi$$

Si pour une fréquence  $f_n$  l'entrée et la sortie sont en phase on doit avoir :

$$N\alpha(f_n) = m 2\pi \Rightarrow \alpha(f_n) = \frac{m}{N} 2\pi \pm 2K\pi \quad (6)$$

$m$  prenant les valeurs de 0 à  $N/2$

$$\text{La relation (5) nous donne } a = m 2\pi \pm 2KN\pi = 2\pi(m \pm KN)$$

Si maintenant on connecte l'entrée et la sortie de la ligne pour former une ligne à retard fermée, les ondes pour lesquelles le déphasage entre entrée et sortie est nul et vérifiant l'équation (6) ne seront pas modifiées et se propageront normalement le long du circuit fermé.

Cherchons par exemple pour la ligne à retard de la figure 2 les valeurs discrètes de fréquences pour lesquelles il y a oscillations.

$$\text{On a donc 6 éléments} \quad N = 6$$

Les fréquences considérées doivent vérifier l'équation (6)

$$\alpha(f_m) = \frac{m}{N} 2\pi \quad \text{avec} \quad 0 \leq m \leq \frac{N}{2} \Rightarrow 0 \leq m \leq 3$$

En tenant compte de l'équation (4) qui donne l'angle de déphasage en fonction de la fréquence on obtiendra :

$m$  prend les valeurs suivantes : 0, 1, 2, 3,

$$m = 0 \Rightarrow \alpha_0 = 0 \Rightarrow \cos \alpha_0 = 1 \Rightarrow \frac{C_2}{C_1} \frac{1}{\left(\frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2 - 1} = 0 \Rightarrow \omega_2 = 0$$

$$m = 1 \Rightarrow \alpha_1^* = \frac{2\pi}{6} = \frac{\pi}{3} \Rightarrow \cos \alpha_1^* = \frac{1}{2} \Rightarrow \frac{C_2}{C_1 \left[ \left(\frac{\omega_1^*}{\omega_1^*}\right)^2 - 1 \right]} = \frac{1}{2}$$

$$\omega_1^* = \omega_1 \sqrt{\frac{C_1}{2C_2 + C_1}}$$

$$m = 2 \Rightarrow \alpha_2 = \frac{2\pi}{3} \Rightarrow \cos \alpha_2 = \frac{1}{2} \Rightarrow \frac{c_2}{c_1} \left[ \left( \frac{\omega_2}{\omega_1} \right)^2 - 1 \right] = \frac{3}{2} \Rightarrow \omega_2 = \omega_1 \sqrt{\frac{3c_1}{3c_1 + 2c_2}}$$

$$m = 3 \Rightarrow \alpha_3 = \pi \Rightarrow \cos \alpha_3 = -1 \Rightarrow \frac{c_2}{c_1} \frac{1}{\left( \frac{\omega_3}{\omega_1} \right)^2 - 1} = 2 \Rightarrow \omega_3 = \omega_1 \sqrt{\frac{2c_1}{2c_1 + c_2}}$$

Nous constatons donc que pour une ligne constituée par N éléments, qu'il n'y a que  $N/2 + 1$  fréquences de résonance.

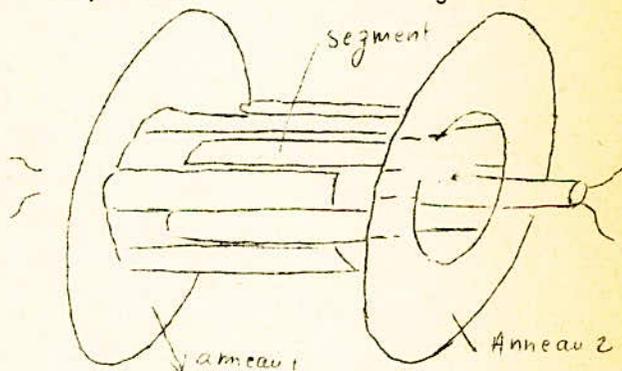
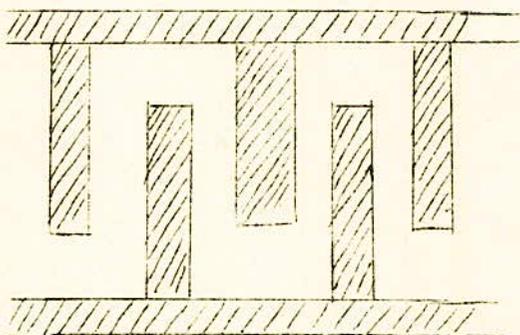
Pour  $m = N/2$  on a le mode  $\pi$  (déphasage  $= \pi$ )

En réalité on est en présence de N fréquences de résonance, car il y a dégénérescence, en effet les modes pour lesquels m est compris entre 1 et  $N/2 - 1$  représentent 2 modes en réalité. Seuls les modes pour lesquels  $m = 0$  et  $m = N/2$  sont distincts.

Nous démontrerons d'une manière rigoureuse dans le paragraphe III-3 qu'il y a effectivement dégénérescence.

### III-3. Anode en cage d'écureuil

L'anode de ce type de magnétron est constituée par deux anneaux conducteurs sur lesquelles viennent se fixer des segments métalliques alternativement sur l'un et l'autre des anneaux, comme le montre la figure 10



Son schéma équivalent est assimilé à une ligne interdigitale fermée sur elle-même.

Les fréquences de résonances sont données par la formule :

$$f_r = \frac{c}{\frac{nl}{k}} = k \frac{c}{nl}$$

$c$  = vitesse de la lumière

$k$  = entier

$l$  = longueur d'une cellule élémentaire

$n$  = nombre de cellules.

En général les deux anneaux sont reliés extérieurement par une paroi fermée qui constitue une cavité.

### III-3. Magnétrons à cavités.

Comme nous l'avons noté dans l'introduction, les magnétrons à cavités ont trouvé de grandes applications surtout pour les radars. Les magnétrons à cavités sont en effet des oscillateurs à auto-excitation, ils permettent de transformer une puissance d'entrée fournie par une tension continue en une puissance de sortie de haute fréquence. C'est dans l'espace d'interaction se trouvant entre cathode et anode que se produit cette transformation.

L'anode de ce type de magnétron se présente comme un bloc de cuivre cylindrique percé d'un grand trou central, et tout autour on creuse des cavités qui communiquent avec le trou central par des fentes. En première approximation on peut considérer chaque cavité comme un circuit oscillant simple composé d'une self  $L$  et d'une capacité  $C$  localisées, bien qu'il ne soit pas tellement ainsi dans le magnétron.

Nous pouvons avoir la même fréquence de résonance avec des cavités de formes différentes. En effet la fréquence dépend du produit  $LC$ , ce produit peut être le même pour différentes valeurs de  $L$  et  $C$ .

On rencontre plusieurs types de cavités les plus importantes sont les suivantes:

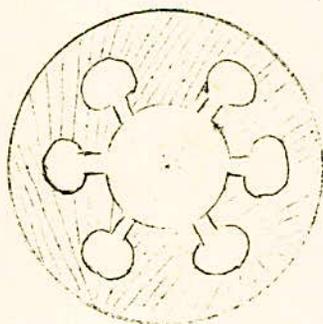
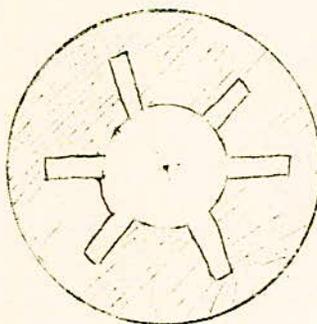
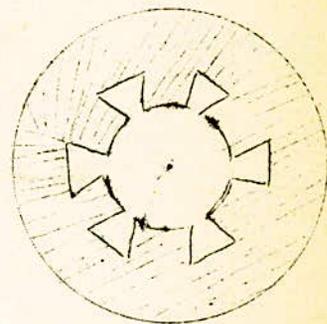


fig (a)



(b)



(c)

- (a) magnétron à cavités cylindriques.
- (b) magnétron à anode fendue
- (c) magnétron à ailettes.

Remarques:

- (a) l'inductance de l'oscillateur est surtout concentrée dans l'orifice circulaire et la capacité entre les surfaces planes de la fente.
- (b) le magnétron à anode fendue présente une impédance faible (il possède une grande capacité et une faible self inductance).
- (c) le magnétron du type à ailettes présente une haute impédance.

Conditions de résonance

Pour chercher les conditions de résonance, à savoir les valeurs de fréquences et de déphasage auxquelles doit répondre le système pour qu'il soit ainsi, nous allons considérer le schéma équivalent suivant : dans lequel L et C la self et la capacité du circuit résonant proprement-dit, étant la capacité interne entre anode et cathode et X la self de couplage entre deux cavités successives.

Isolons une cellule et étudions les conditions de résonance.

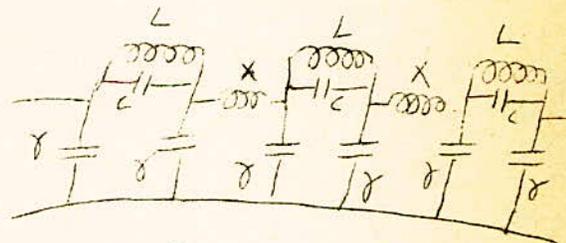
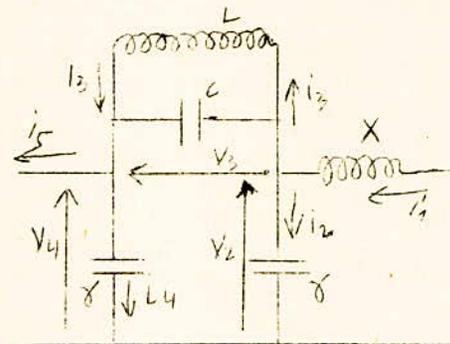


fig 12

Variation de la fréquence avec le mode.

$$V_4 - V_2 - V_3 = 0 \Rightarrow V_3 = V_4 - V_2 \quad (*)$$

$$\text{avec } V_2 = \frac{i_2}{j\delta\omega} \text{ et } V_4 = \frac{i_4}{j\delta\omega} \quad - \delta -$$

$$\text{on a aussi } i_4 = i_3 - i_5 \text{ et } i_2 = i_1 - i_3$$

$$V_3 = \frac{i_4 - i_2}{j\delta\omega} = \frac{i_3 - i_5 - i_1 + i_3}{j\delta\omega} \Rightarrow V_3 = \frac{2i_3 - (i_1 + i_5)}{j\delta\omega}$$

$$V_3 = i_3 \frac{2 - \left(\frac{i_1}{i_3} + \frac{i_5}{i_3}\right)}{j\delta\omega}$$

Entre deux cavités successives le courant subit un affaiblissement  $\alpha$  et un déphasage  $\beta$

Posons  $i_2/i_1 = e^{-\alpha - j\beta}$

Puisque les cavités sont identiques et par raison de symétrie on peut écrire de la même façon :  $i_3/i_2 = e^{-\alpha - j\beta}$

$$V_3 = i_3 \frac{2 - (e^{\alpha + j\beta} + e^{-\alpha - j\beta})}{j\gamma\omega}$$

$$V_3 = i_3 \frac{2 - 2(\cos\beta \cosh\alpha + j \sin\beta \sinh\alpha)}{j\gamma\omega} = 2i_3 \frac{1 - \cosh(\alpha + j\beta)}{j\gamma\omega} \quad -9-$$

D'autre part en considérant le circuit résonant LC, on tire:

$$V_3 = \frac{i_3}{j(1/L\omega - C\omega)} \quad -10-$$

La résonance sera réalisée pour la valeur de  $\omega$  qui vérifie en même temps l'équation 9 et 10.

d'où  $\frac{1}{j(1/L\omega - C\omega)} = 2 \frac{1 - \cosh(\alpha + j\beta)}{j\gamma\omega}$

$$\frac{1}{j(1/L\omega - C\omega)} = \frac{2}{j\gamma\omega} (1 - \cos\beta \cosh\alpha - j \sin\beta \sinh\alpha)$$

$$\frac{1}{1/L\omega - C\omega} = \frac{2(1 - \cos\beta \cosh\alpha)}{\gamma\omega} \quad -11-$$

$$\sin\beta \cdot \sinh\alpha = 0 \quad -12-$$

Considérons que l'affaiblissement  $\alpha$  est nul  $\Rightarrow \sinh\alpha = 0 \quad \cosh\alpha = 1$

$$\frac{1}{1/L\omega - C\omega} = \frac{2(1 - \cos\beta)}{\gamma\omega} \Rightarrow L\omega^2\gamma = 2(1 - \cos\beta)(1 - LC\omega^2)$$

$$\omega^2 [L\gamma + 2(1 - \cos\beta)LC] = 2(1 - \cos\beta) \quad -13-$$

A la résonance le circuit oscillant donne :  $\omega_n^2 LC = 1$

L'équation (13) devient :  $\frac{\omega^2}{\omega_n^2} \left[ \frac{\gamma}{C} + 2(1 - \cos\beta) \right] = 2(1 - \cos\beta)$

posons  $\frac{C}{\gamma} = K$

$$\frac{\omega^2}{\omega_n^2} \left( \frac{1}{2K(1 - \cos\beta)} + 1 \right) = 1 \Rightarrow \omega = \frac{\omega_n}{\sqrt{1 + \frac{1}{2(1 - \cos\beta)K}}}$$

$$1 - \cos\beta = 2 \sin^2 \frac{\beta}{2}$$

de la formule 6 du paragraphe II: 1-2 on tire  $\beta$  qui doit vérifier :

$$N\beta = m \cdot 2\pi \Rightarrow \beta = \frac{2m\pi}{N} \Rightarrow \beta/2 = \frac{m\pi}{N}$$

d'où 
$$\omega = \frac{\omega_r}{\sqrt{1 + \frac{1}{4K \sin^2 \frac{m\pi}{N}}}}$$
  
explique

Cette équation bien la conclusion que nous avons tirée dans le paragraphe III-1-2 à savoir que les solutions sont doubles sauf pour le mode  $\pi$  ( $m = N/2$ ) et pour  $m = 0$

### Etude du fonctionnement d'un magnétron à cavités.

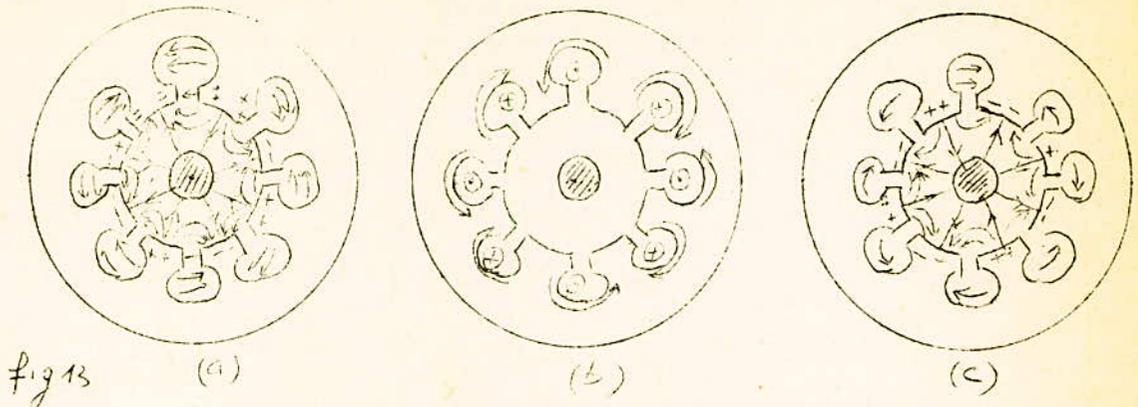
Lorsque le magnétron commence à fonctionner la distribution des charges dans le système résonant crée entre les fentes des cavités des champs électriques. Ici le fonctionnement est différent de celui du magnétron à anode fendue. En effet les oscillations ne sont pas entretenues par l'intermédiaire d'une résistance négative mais c'est la présence d'une onde progressive qui explique le fonctionnement.

Le champ tangentiel qui est produit entre fentes exerce sur les charges d'espace une action pouvant maintenir des oscillations, pour ce les électrons qui ont emprunté de l'énergie au champ radial entre cathode et anode perdent au profit du champ H.F une partie de cette énergie qui se trouve transmise par celui-ci aux cavités résonantes.

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, la vitesse de l'onde progressive qui excite les différents résonateurs est commandée par la tension anodique et par l'intensité du champ magnétique. Si celui-ci est supérieur à la valeur critique les trajectoires électroniques seront en première approximation des épicycloïdes, certains électrons aboutiront à l'anode et entretiendront des oscillations, d'autres retourneront à la cathode et augmentent sa température et par la même créent des électrons secondaires ; on remarque que l'on peut réduire l'intensité du chauffage de la cathode au cours du fonctionnement. Ce phénomène sera expliqué avec plus de détail dans les chapitres suivants.

Etudions maintenant un exemple de magnétron à 8 cavités et voyons comment se répartissent les charges et les champs en des instants différents de la période.

Si l'on s'intéresse au mode  $\pi$  pour lequel le déphasage entre deux cavités est égal à  $\pi$ , les distributions de charges et de champ seront schématisées par les figures suivantes :



Sur la figure (a) on voit la distribution des charges à un instant où la concentration des charges sur les segments est maximum, on a représenté aussi la distribution du champ électrique.

Un quart de période plus tard on a représenté sur la fig (b) les courants qui circulent à l'intérieur des cavités et les champs magnétiques qui prennent naissance.

Sur la fig (c) le même phénomène que (a) une demi-période plus-tard.

En général le fonctionnement d'un magnétron selon le mode  $\pi$  donne de bons résultats, surtout pour sa stabilité.

On sait que pour un magnétron à 8 cavités il existe 7 modes possibles d'oscillations : 2 modes  $\frac{\pi}{4}$  ; 2 modes  $\frac{\pi}{2}$  ; 2 modes  $\frac{3\pi}{4}$  et un mode  $\pi$ , chacun de ces modes correspond à une fréquence d'oscillation différente. Si l'on veut séparer le mode  $\pi$  des autres modes qui présentent des fréquences très voisines de celui-ci, il y a lieu d'écarter les fréquences indésirables.

L'exemple du magnétron suivant nous donne une idée du rapprochement des modes d'oscillations.

Pour n = 4	f = 3030 MHz	⇒	$\lambda$ = 9,9 cm
n = 3	f = 3060 MHz	⇒	$\lambda$ = 9,8 cm
n = 2	f = 3120 MHz	⇒	$\lambda$ = 9,6 cm
n = 1	f = 3300 MHz	⇒	$\lambda$ = 9,1 cm

Il pourrait exister une instabilité de fonctionnement pour le mode désiré, en effet au cours de l'établissement de la tension anodique

par exemple, qui ne prend pas instantanément sa valeur de crête, il peut se trouver que les conditions d'entretien d'un mode d'oscillation non désiré soient remplies.

On remarque d'autre part, qu'en général la variation relative de fréquence du mode et de celui le plus voisin est de l'ordre de 10%

Il est difficile de concevoir des magnétrons ne possédant pas ce défaut, cependant, il est possible d'écarter les différentes fréquences de résonance en employant deux méthodes dont l'une consiste à augmenter le couplage entre résonateurs et la seconde à les désaccorder.

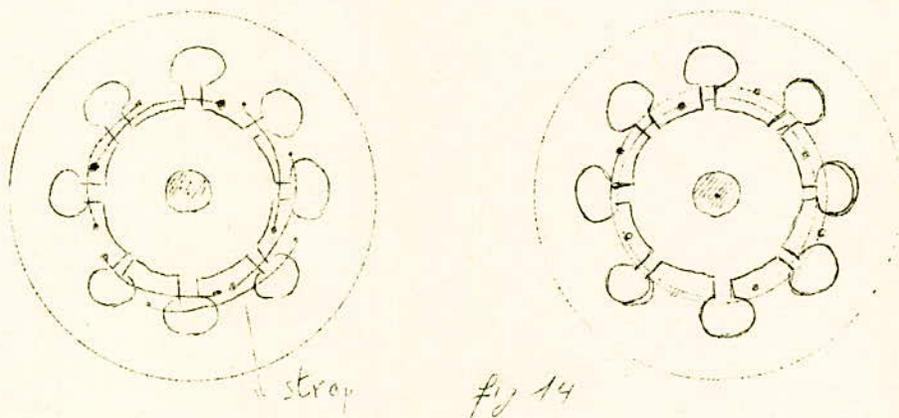
La première utilise ce qu'on appelle le strapping.

### Le Strapping.

On sait que dans le cas simple de deux circuits couplés il est possible de séparer les fréquences d'oscillation en augmentant le couplage entre ces circuits.

Le "strap" est un fil court-circuit qui relie deux à deux les segments d'anode; en général le strapping est réalisé sur les deux extrémités de l'anode, au lieu d'un fil on peut disposer des anneaux reliés à un segment sur deux.

Les figures suivantes indiquent l'un et l'autre cas du "strap"



Comme nous l'avons dit le strap réalise un couplage entre cavités.

Dans notre cas ( mode  $\pi$  ) le strap n'est le siège d'aucun courant puisque ses extrémités sont au même potentiel ; pour les autres modes qui présentent des déphasages différents de  $\pi$ , un courant prend donc naissance. En assimilant le strap à une capacité ( entre le strap et le segment en dessous) qui vient se placer en parallèle avec les capacités

propres du résonateur, on fait ainsi augmenter la capacité du circuit extérieur et la fréquence de résonance se trouve diminuer et par suite la longueur d'onde pour le mode  $\pi$  va augmenter.

Pour les autres modes le strap assimilé à une self est traversé par un courant H.F, la self extérieure se trouve diminuer, ainsi donc la fréquence de résonance augmente et la longueur d'onde diminue.

L'exemple du magnétron ci-dessus nous donne les résultats suivants lorsqu'il est strappé.

$$\text{pour } n = 4 \Rightarrow \lambda = 11,2 \text{ cm}$$

$$n = 3 \Rightarrow \lambda = 9,5 \text{ cm}$$

$$n = 2 \Rightarrow \lambda = 8,2 \text{ cm}$$

$$n = 1 \Rightarrow \lambda = 6,1 \text{ cm}$$

Nous remarquons effectivement qu'il y a une séparation assez nette des fréquences non désirées de celle du mode  $\pi$ . Cependant le strap est difficile à réaliser et donne de mauvais résultats surtout lorsqu'on veut augmenter le diamètre de l'anode (augmentation de la self). pour des magnétrons de petits diamètres on utilisera de préférence les magnétrons à soleil levant ( ou rising sun )

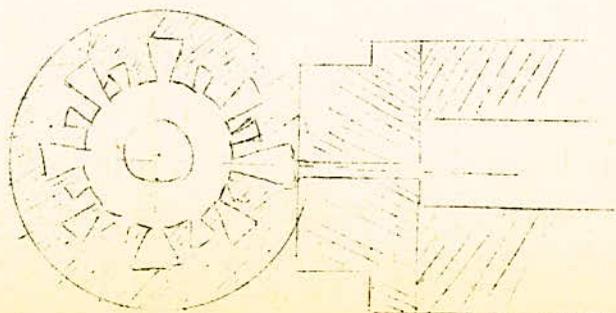
#### Magnétron à soleil levant.

Dans ce type de magnétron les cavités résonantes sont de formes différentes. Les cavités d'ordre pair et identiques oscillent sur une fréquence différente de celle des cavités d'ordre impair. La fréquence de résonance du mode  $\pi$  est située entre les fréquences de ces deux modes.

Les magnétrons à soleil levant sont très employés surtout pour la production de très grandes puissances et pour de petites longueurs d'ondes ( inférieur à 3 cm ).

La figure 15 représente une coupe d'un magnétron à soleil levant.

fig 15



### Couplage du magnétron

Le magnétron ayant récupéré de l'énergie H.F doit la transmettre à la ligne ; cette énergie est extraite de l'intérieur d'une des cavités au moyen d'une ligne coaxiale pour des ondes supérieures à 10 cm. Pour des ondes inférieures à 10 cm on utilisera des sorties sur guides coaxiaux ( pour réduire les pertes)

Le couplage dans le cas d'une ligne coaxiale peut être réalisé par l'intermédiaire d'une boucle de couplage que l'on place dans une cavité cette boucle crée avec la self du circuit oscillant un coefficient de self induction mutuelle; l'efficacité du couplage dépend ainsi de la position de la boucle et de son diamètre.

On peut aussi placer la boucle à l'extrémité de l'anode parallèlement à la section d'une cavité, dans ce cas le couplage est réalisé grâce aux fuites magnétiques qui prennent naissance à l'extrémité de la cavité.

Dans le cas d'une sortie sur guide d'ondes, on perce une fente dans l'une des cavités qui communique avec le guide.

III-4 Circuit équivalent du magnétron

ON va appliquer la condition d'oscillations relative aux admittances et ce en fonction des paramètres des circuits.

Dans le cas du magnétron cette condition s'énonce comme suit : pour que des oscillations prennent naissance, il faut que la somme des admittances vues des deux cotés du circuit soit nulle.

$$\text{soit } Y_c + Y_e = 0$$

avec  $Y_c$  = de l'intérieur de l'anode à la jonction.

$Y_e$  = admittance du courant d'électrons.

$$\text{Posons } Y_e = G_e + jB_e$$

Appelons L et C l'inductance et la capacité du circuit résonant

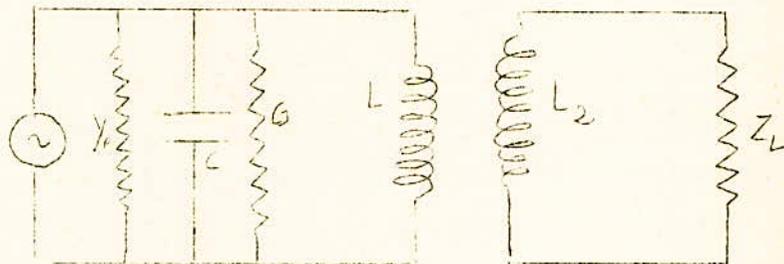
G : la conductance ( qui représente les pertes dans le résonateur)

$L_2$  : l'inductance de la boucle de couplage

M : coefficient d'induction mutuelle.

$Z_L$  : impédance de charge.

Le schéma équivalent du circuit est représenté sur la fig ci-dessus.



Ramenons  $L_2$  et  $Z_L$  aux bornes de l'enroulement primaire L . Si on considère que le transformateur ( $L, L_2$ ) est parfait, le rapport de transformation m sera égal à  $M/L$ .

$$\text{L'impédance ramenée sera donc : } Z'_s = \frac{Z_L + jL_2\omega}{\left(\frac{M}{L}\right)^2}$$

$$\text{l'admittance correspondante est : } Y'_s = \left(\frac{M}{L}\right)^2 \frac{1}{Z_L + jL_2\omega} = \left(\frac{M}{L}\right)^2 (G'_s + jB'_s) \quad -3-$$

L'admittance  $Y_c$  peut être considérée comme étant le rapport

du courant induit sur la jonction d'anode à la tension développée à travers la cavité.

$$Y_c = jC\omega + G + \frac{1}{j\omega L} + Y_s \quad - 4 -$$

posons  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  et  $Z_0 = \sqrt{L/C}$  ;  $Y_0 = \sqrt{C/L}$

l'équation (4) nous donne

$$Y_c = j\sqrt{\frac{C}{L}} \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) + G + Y_s$$

$$Y_c \approx 2j Y_0 \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} + G + Y_s$$

$$Y_c = 2j Y_0 \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} + G + \left( \frac{M}{L} \right)^2 (G_s' + j B_s')$$

d'où la condition d'oscillation :

$$G_e + j B_e = -2j Y_0 \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} - G - \left( \frac{M}{L} \right)^2 (G_s' + j B_s')$$

$$G_e = -G - G_s' \left( \frac{M}{L} \right)^2 \quad \text{et} \quad B_e = -2Y_0 \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} - B_s' \left( \frac{M}{L} \right)^2 \quad - 5 -$$

#### Remarques :

- la conductance équivalente du nuage d'électrons doit être égale en module mais de signe opposé à la conductance du circuit.

- pour que des oscillations prennent naissance la conductance électronique doit être négative puisque la conductance du circuit est toujours positive.

- la susceptance électronique est égale et de signe opposé à la susceptance du circuit.

- la fréquence d'oscillation est déterminée par l'équation (6)

IV - Oscillations du magnétron

IV- 1- Synchronisation des mouvements de rotation des électrons.  
et du champ H.F

Nous avons mentionné au début du chapitre III que plusieurs types d'oscillations sont possibles dans le magnétron ; nous allons étudié ici l'un des plus importants de ces types qui est le seul utilisé pratiquement : Magnétrons à cavités :

Nous avons vu d'autre part , pour que des oscillations puissent apparaître il faut que les électrons soient en phase avec le champ électrique H.F. Le problème qui sera étudié par la suite est de savoir à quelles conditions le synchronisme serait réalisé.

Etudions un magnétron à  $2n$  fentes et supposons que l'anode résonne suivant le mode  $\pi$  .

Au voisinage des fentes le champ H.F est très intense et présente une périodicité : pour le mode  $\pi$  cette périodicité vaut  $\frac{2\pi}{n}$

Le champ H.F étant périodique peut donc être décomposé en série de Fourier ; appelons  $E_H$  ce champ, on aura alors :

$$e^{j\omega t} \cdot E_H = \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} E_{HK} \cdot \cos ( Kn\varphi - \chi_k ) \quad - 1 -$$

puisque'on sait qu'une fonction périodique  $f(x)$  sous certaines conditions peut se mettre sous la forme :

$$f(x) = \frac{r_0}{2} + r_1 \cdot \cos ( \omega x - \alpha_1 ) + \dots + r_n \cdot \cos ( m\omega x - \alpha_n )$$

avec  $r_n \cdot \cos ( n\omega x - \alpha_n )$  = harmonique de rang  $n$  de  $f(x)$

$r_n$  = amplitude de l'harmonique

$\alpha_n$  = la phase de l'harmonique

$\frac{m\omega}{2\pi}$  = fréquence de l'harmonique ;  $\frac{2\pi}{\omega}$  = fréquence du champ H.F

L'équation<sup>1</sup> peut se mettre sous la forme

$$e^{j\omega t} E_H = \sum E_{HK} \cdot \cos Kn(\varphi - \varphi_k) - 2. \quad \text{avec } \varphi_k = \frac{\alpha_k}{Kn}$$

et en notation complexe elle devient :

$$E_H e^{j\omega t} = \sum \frac{1}{2} E_{Hk} \left[ e^{j\omega \left[ t + \frac{k_n}{\omega} (\varphi - \varphi_k) \right]} + e^{j\omega \left[ t - \frac{k_n}{\omega} (\varphi - \varphi_k) \right]} \right]$$

On remarque que le terme de droite peut être vu comme la somme de deux composantes du champ qui correspondent à des ondes progressives, se propageant en sens inverse et avec la même vitesse angulaire  $\omega_k = \frac{\omega}{k_n}$

Pour qu'il y ait donc synchronisme il faut que la vitesse angulaire des électrons autour de la cathode soit si non égale à  $\omega_k$  du moins très voisine.

Si on accepte que le nuage électronique se déplace avec une vitesse moyenne de rotation donnée par la formule 33 (formule de Posthumus), la relation de synchronisme serait donnée par la formule déjà trouvée :

$$V_0 = \frac{\omega_m}{2} B_0 b^2 \left( 1 - \frac{a^2}{b^2} \right) \quad \text{avec} \quad \omega_m = \frac{\omega}{k_n}$$

$$V_0 = \frac{\omega}{2k_n} B_0 \left( 1 - \frac{a^2}{b^2} \right) b^2 \quad - 3 -$$

Pratiquement des oscillations prennent naissance un peu avant que la tension anodique ne prenne la valeur  $V_0$ , et c'est Hartree qui a su démontrer quelle est la tension minimum pour laquelle des oscillations apparaissent.

Pour établir son équation Hartree a fait les hypothèses suivantes :

- On suppose qu'un état stationnaire prend naissance dans lequel un nuage électronique de forme invariable tourne autour de la cathode d'un mouvement uniforme avec la vitesse  $\omega_k$ .

Pour résoudre ce problème introduisons les variables  $\rho$ ,  $\varphi$  et  $\theta$  avec  $\theta = \varphi - \omega_k t$

Le champ électrique  $\vec{E}_1$  aura pour composante tangentielle  $E_\varphi$  et pour composante radiale  $E_\rho$  qui dépendent de  $\rho$  et  $\theta$

Le champ magnétique  $\vec{H}_1$  dépend de  $\rho$  et  $\theta$

Nous allons supposer deux systèmes d'axes en coordonnées polaires différentes : le 1<sup>o</sup> lié au magnétron et caractérisé par les variables  $\rho$  et  $\varphi$  le second tournant autour de l'axe du magnétron avec la vitesse  $\omega_k$ .

Il faut remarquer que dans le 2<sup>o</sup> système la position d'un point sera défini par  $\rho$  et  $\theta$  de sorte que par rapport à ce système le nuage serait stationnaire.

Dans le 1<sup>o</sup> système de coordonnées les équations de mouvement en projection radiale et tangentielle s'écrivent respectivement :

$$m (\dot{\rho}'' - \rho \dot{\varphi}'^2) = -e (E_{\rho} + B \dot{\varphi}') \quad \text{et} \quad 4-$$

$$m (\rho \dot{\varphi}'' + 2\dot{\rho}\dot{\varphi}') = -e (E_{\varphi} - B \dot{\rho}') \quad 5-$$

Remplaçons B par sa valeur en fonction de  $\omega_{cc}$ .

$$B = 2 \omega_{cc} \frac{m}{e}$$

l'équation 4 devient  $m (\dot{\rho}'' - \rho \dot{\varphi}'^2) = -e E_{\rho} - 2 \omega_{cc} m \rho \dot{\varphi}' - 4 B \dot{\rho}'$

$$m (\rho \dot{\varphi}'' + 2\dot{\rho}\dot{\varphi}') = -e E_{\varphi} + 2 m \omega_{cc} \rho \dot{\rho}' - 5 \dot{\rho}'$$

(Pour faciliter l'écriture on remplacera dans la suite  $\rho$  par  $r$ )

Le champ magnétique continu étant  $\vec{H}_0$ .

On suppose que l'on étudie le démarrage de l'oscillation à partir d'un régime continu, en quelque sorte ce qui revient à supposer que les composantes alternatives du champ électromagnétique ont des amplitudes négligeables par rapport aux composantes continues ( $\vec{E}_0, \vec{H}_0$ )

En tenant compte de toutes ces hypothèses nous pouvons alors écrire :

$$\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}_0 = \text{rot } \vec{A}_0 \quad \text{et} \quad \vec{E} = - \text{grad } U(r, \theta)$$

Ecrivons maintenant les équations du mouvement dans le second système d'axe tournant : il suffit pour cela de remplacer dans 4 et 5  $\rho$  par son expression en  $r$  et  $\theta$ .

$$\text{On a } \varphi = \theta + \omega_k t \Rightarrow \dot{\varphi}' = \dot{\theta}' + \omega_k \quad \text{et} \quad \dot{\varphi}'' = \dot{\theta}''$$

$$\text{D'autre part } E_r = - \text{grad } U = - \frac{\partial U}{\partial r} \quad \text{et} \quad E_{\varphi} = - \text{grad } U = - \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \varphi}$$

L'équation 4/ devient dans le 2<sup>o</sup> système .

$$m [\dot{r}'' - r (\dot{\theta}' + \omega_k)^2] = e \frac{\partial U}{\partial r} - 2 \omega_{cc} m r (\dot{\theta}' + \omega_k) - 4 \dot{r}'$$

$$m (r \dot{\theta}'' + 2\dot{r}\dot{\theta}') = e \frac{\partial U}{\partial \varphi} - 2 \omega_{cc} m r (\dot{\theta}' + \omega_k) + 2 m r \dot{\theta}' \omega_k + m r \dot{\theta}'' \omega_k$$

$$m (\dot{r}'' - r \dot{\theta}''^2) = e \frac{\partial U}{\partial r} + m \omega_k r (\omega_k - 2 \omega_{cc}) + 2 m r \dot{\theta}' (\omega_k - \omega_{cc}) \quad 6-$$

l'équation 5 s'écrira dans le 2° système comme suit :

-32-

$$m [r\theta'' + 2(\theta' + \omega_k)r'] = \frac{e}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} + 2m\omega_{cc} r'$$

$$m [r\theta'' + 2\theta' r'] = \frac{e}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} + 2mr'(\omega_{cc} - \omega_k) \quad - 7 -$$

posons  $V = U(r, \theta) + \frac{m}{2e} \omega_k (\omega_k - 2\omega_{cc})(r^2 - a^2)$  - 8 -

les équations 6 et 7 peuvent alors s'écrire sous la forme vectorielle sui-

vante :  $m\vec{\gamma} = e \overrightarrow{\text{grad}} V - 2m\vec{v}_\perp (\overrightarrow{\omega_{cc}} - \omega_k)$  - 9 -

en effet en projection radiale l'équation 8 donne :

$$m(r'' - r\theta'^2) = +e \frac{\partial V}{\partial r} - 2m\vec{v}_\perp (\overrightarrow{\omega_{cc}} - \omega_k)$$

$$\frac{\partial V}{\partial r} = \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{m}{e} \omega_k (\omega_k - 2\omega_{cc}) r$$

$$m(r'' - r\theta'^2) = e \frac{\partial U}{\partial r} + m r \omega_k (\omega_k - 2\omega_{cc}) - 2m(\omega_{cc} - \omega_k) r \theta'$$

il faut remarquer que l'équation 9 est de la même forme que

$$m\vec{\gamma} = -e (\vec{E} + \vec{v}_\perp \vec{B})$$

Appelons  $v_{(a)}$  la vitesse des électrons sur la cathode par rapport au système tournant et  $v_{(r)}$  la vitesse en un point quelconque de l'espace d'interaction.

La relation des forces vives nous donne alors :

$$1/2 \cdot m (v_r^2 - v_a^2) = e \cdot V \quad - 10 -$$

Il faut remarquer que V ne dépend que de r

Sur l'anode le potentiel est  $U = V_b$  et la vitesse est  $v_b$ .

d'où  $\frac{1}{2} m (v_b^2 - v_a^2) = e \left[ V_b + \frac{m}{2e} \omega_k (\omega_k - 2\omega_{cc})(b^2 - a^2) \right]$  - 11 -

avec  $v_a = a \omega_k$

$$\frac{1}{2} m v_b^2 = e V_b + \frac{m}{2} \omega_k (\omega_k - 2\omega_{cc})(b^2 - a^2) + \frac{m}{2} a^2 \omega_k^2$$

pour une vitesse nulle sur l'anode  $v_b = 0$  nous obtiendrons la valeur

minimum de  $V_b$  pour qu'une oscillation prenne naissance.

$$e V_{bL} = - \frac{m}{2} \omega_k (\omega_k - 2\omega_{cc})(b^2 - a^2) - \frac{m}{2} a^2 \omega_k^2$$

$$e V_{bL} = - \frac{m}{2} \omega_k^2 b^2 + m \omega_{cc} \omega_k b^2 - m \omega_k \omega_{cc} a^2$$

$$eV_{bi} = m\omega_{cc} \omega_k (b^2 - a^2) - \frac{m}{2} \omega_k^2 b^2$$

remplaçons  $\omega_k$  par  $\frac{\omega}{mK}$  et  $\omega_{cc} = \frac{eB_0}{2m}$

$$eV_{bi} = \frac{eB_0}{2} \frac{\omega}{mK} \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) b^2 - \frac{m}{2} \frac{\omega^2}{(mK)^2} b^2$$

$$V_{bi} = \frac{\omega}{2mK} B_0 \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) b^2 - \frac{m}{2e} \left(\frac{\omega b}{mK}\right)^2 \quad - 12 -$$

On remarque que  $V_{bi}$  varie linéairement en fonction de  $B_0$ , l'équation 12 représente la limite d'accrochage.

Si nous représentons sur un même graphique la parabole de coupure définie par  $V_c = f(B_0) = \frac{1}{8} \frac{eB_0^2}{m} b^2 \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right)^2$

et la droite définie par l'équation 12 représentant le potentiel minimum d'oscillation; nous pouvons ainsi déterminer la région des oscillations.

Déterminons le point commun à la parabole et à la droite ainsi définie.

Il revient à chercher la valeur de  $B_0$  (ou encore de  $\omega_k$ ) qui vérifie l'égalité suivante :

$$\frac{1}{8} \frac{eB_0^2 b^2}{m} \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right)^2 = \frac{\omega}{2mK} B_0 \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) b^2 - \frac{m}{2e} \left(\frac{\omega b}{mK}\right)^2$$

$$\frac{1}{8} \frac{e b^2}{m} \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) B_0^2 - \frac{\omega}{2mK} b^2 \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) B_0 + \frac{m}{2e} \left(\frac{\omega b}{mK}\right)^2$$

Le discriminant de cette équation est nul.

$$\text{d'où la solution } B_{01} = \frac{\omega}{2mK} b^2 \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) \times \frac{8m}{2e b^2 \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right)^2}$$

$$B_{01} = \frac{2m\omega}{e mK \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right)} = \frac{2m}{e} \frac{\omega}{mK} \frac{1}{1 - \frac{a^2}{b^2}}$$

$$B_{01} = \frac{2m}{e} \frac{\omega_k}{1 - a^2/b^2}$$

et en remplaçant  $B_{01}$  par sa valeur dans l'égalité  $\omega_{cc} = \frac{eB_{01}}{2m}$

on tirera la valeur de  $\omega_k$  pour laquelle il y a synchronisme entre les mouvements de rotation du champ H.F et des électrons périphériques voisins de l'anode. d'où

$$\omega_k = \omega_{cc} \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) \quad - 13 -$$

Remarque:

Si pour l'établissement de la formule de Posthumus nous n'avions

pas négligé l'effet de la force centrifuge, la condition d'équilibre du nuage électronique serait donnée par l'expression:

$$\vec{F}_E + \vec{F}_B + \vec{F}_C = 0$$

$$-e(E_0 + v_A \mu_0 H_0) + F_C = 0 \Rightarrow -eE_0 - e v_A \mu_0 H_0 + m r \varphi'^2 = 0$$

en multipliant par  $(b - a)$  les deux termes on aura :

$$eV_0 - e \mu_0 H_0 (b-a)v + m r (b-a) \varphi'^2 = 0 \quad \text{avec } V_0 = -E_0(b-a) = V_{bi}$$

en remplaçant dans notre cas  $\varphi'$  par  $\frac{\omega}{nk}$  et  $v = \frac{\omega}{nk} r$  avec  $r \approx \frac{a+b}{2}$

$$eV_0 = e \frac{\omega^2}{nk} \frac{(a+b)}{2} (b-a) \mu_0 H_0 - m \frac{(a+b)(b-a)}{2} \left(\frac{\omega}{nk}\right)^2$$

$$V_0 = \frac{\omega}{2nk} \mu_0 H_0 \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) b^2 - \frac{m}{2e} \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) \left(\frac{\omega b}{nk}\right)^2$$

$$V_0 = \frac{\omega}{2nk} B_0 \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) b^2 - \frac{m}{2e} \left(\frac{\omega b}{nk}\right)^2 \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) \quad - 14 -$$

rappelons que la formule de Posthumus était donnée par

$$V_0 = \frac{\omega}{2nk} B_0 \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) b^2 \quad - 3 -$$

Nous voyons donc en comparant les formules 3, 11, 14 que la formule 14 qui ex-

prime les conditions optimum d'oscillation est un compromis entre la condition de Posthumus et la condition minimum d'oscillation.

#### Détermination du rendement maximum

Nous avons vu qu'à l'accrochage les électrons arrivent sur la cathode avec une vitesse nulle, par rapport au 1<sup>o</sup> système de coordonnées, leur vitesse tangentielle est égale à  $\frac{\omega}{kn} = \frac{v_k}{r} = \frac{v_k}{b}$

L'énergie cinétique des électrons sur l'anode est donc

$$W_c = \frac{1}{2} m v_k^2 = \frac{1}{2} m b^2 \left(\frac{\omega}{kn}\right)^2 = \frac{1}{2} m \omega^2 \left(\frac{b}{kn}\right)^2 \quad - 15 -$$

Pour arriver jusqu'à l'anode les électrons ont emprunté à la source continue l'énergie  $e \cdot V_0$ , donc l'énergie maximum (en faisant abstraction aux pertes) que peuvent céder les électrons au champ H.F sera égale à :

$$W_r = e V_0 - \frac{1}{2} m \omega^2 \frac{b^2}{(kn)^2} = \text{énergie reçue par le champ H.F}$$

le rendement sera exprimé par  $\eta = \frac{W_r}{eV_0}$

$$\eta = 1 - \frac{m}{2e} \frac{\omega^2 b^2}{(nk)^2} \cdot \frac{1}{\frac{\omega}{2nk} B_0 \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) b^2 - \frac{m}{2e} \left(\frac{\omega b}{nk}\right)^2}$$

il suffit de remplacer  $V_0$  par son expression donnée par la formule 14

$$\zeta = \frac{W_r}{eV_0} = 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{m}{e} \cdot \frac{\omega^2}{V_0} \cdot \left(\frac{b}{Kn}\right)^2$$

$$\zeta = 1 - \frac{1}{B_0 \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) \frac{e n K}{m \omega} - 1}$$

en remplaçant  $B_0 \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) \frac{e}{m \omega} = P$  on aura

$$\zeta = 1 - \frac{1}{m K P - 1}$$

### exemple de magnétron

Nous donnerons un exemple numérique, et nous chercherons graphiquement la région d'oscillation.

$$a = 0,59/2 \text{ cm}$$

$$b = 1,6/2 \text{ cm}$$

$$\lambda = 10,7 \text{ cm} \Rightarrow f = 2,8 \text{ GHz}$$

$$e/m = 1,75890 \cdot 10^{11} \text{ coulomb/Kg}$$

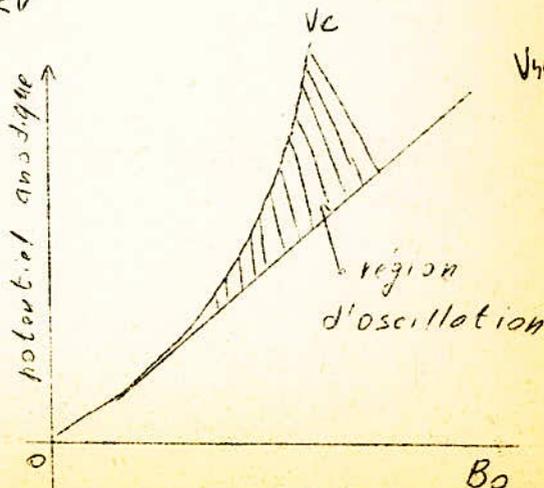
$$m/e = 0,57 \cdot 10^{-11} \text{ Kg/coulomb}$$

prenons un magnétron à 8 cavités;  $n = 4$  et supposons qu'on utilise le synchronisme entre le nuage électronique et le fondamental du champ H.F avec  $K = 1$

$$V_{bi} = \frac{\omega}{\gamma} B_0 \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) b^2 - \frac{m}{2e} \left(\frac{\omega b}{4}\right)^2 \quad \text{et} \quad V_c = \frac{1}{8} \frac{e B_0^2}{m} b^2 \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right)^2$$

$$\left. \begin{aligned} V_{bi} &= 121,5 B_0 - 3,54 \\ V_c &= 20,5 \cdot 10^2 B_0^2 \end{aligned} \right\} \text{ en KV}$$

fig-17-

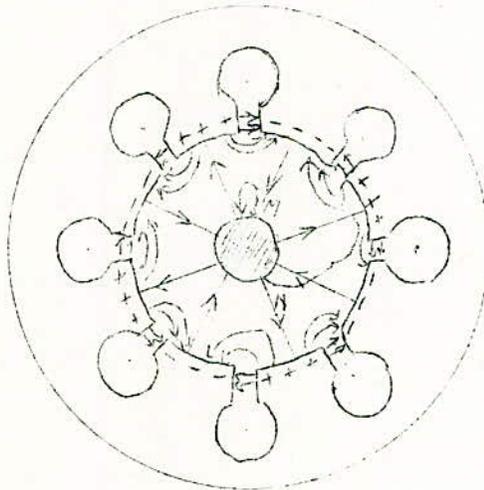


IV-2-Elimination des électrons qui ne sont pas en synchronisme avec le champ

; Prenons toujours l'exemple du magnétron à 8cavités oscillant suivant le mode  $\Pi$ . *fig 18*

L'électron se trouvant au point M est soumis à un champ H.F qui a tendance à l'accélérer ; la vitesse de l'électron augmente donc et le rayon de courbure de sa trajectoire diminue, il tombe alors sur la cathode et se trouve perdu pour les oscillations. L'énergie qu'il avait empruntée au champ H.F va se transformer en chaleur sur la cathode. D'autre part le choc des électrons avec la cathode donne naissance à des électrons secondaires. L'émission secondaire est très importante dans ce cas parcequ'elle aide la cathode à fournir le courant de crête très important nécessaire en fonctionnement en régime pulsé.

Si maintenant un électron se trouvant au point N où il sera retardé par le champ H.F, son rayon de courbure augmente et sous certaines conditions il arrivera sur l'anode et fournira au cours de son chemin de l'énergie au champ H.F.



*fig - 18 -*

IV-3. Effet diocotron

Dans le paragraphe IV-1 nous avons étudié les oscillations du magnétron dues au synchronisme entre électrons et champ H.F, mais il se peut que des oscillations prennent naissance lors de l'interaction entre deux faisceaux électroniques de vitesse différente, c'est un cas qui se présente dans le magnétron, puisque situés à des distances différentes de la cathode les couches d'électrons auront des vitesses différentes. C'est dans les tubes à ondes progressives que ce phénomène trouve son explication.

Il faut remarquer cependant que les oscillations ne se maintiendront que pour les fréquences  $f$  pour lesquelles la période du nuage électronique est un multiple entier de la période  $T = 1/f$

La formule de Posthumus nous donne :  $\omega_m = \frac{2V_0}{(b^2 - a^2)B_0} \Rightarrow T_m = \frac{2\pi}{\omega_m}$

$$T_m = \frac{2\pi(b^2 - a^2)B_0}{2V_0} = KT = \frac{K}{f}$$

$$f = \frac{KV_0}{(b^2 - a^2)B_0}$$

Remarque

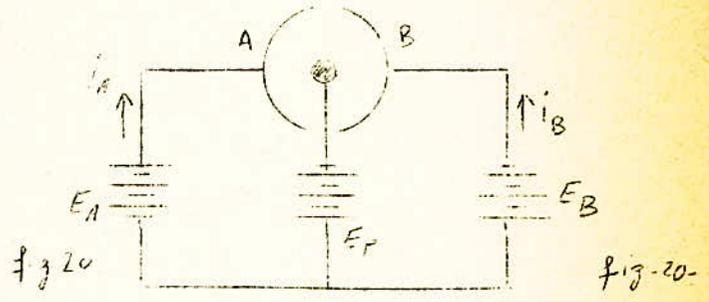
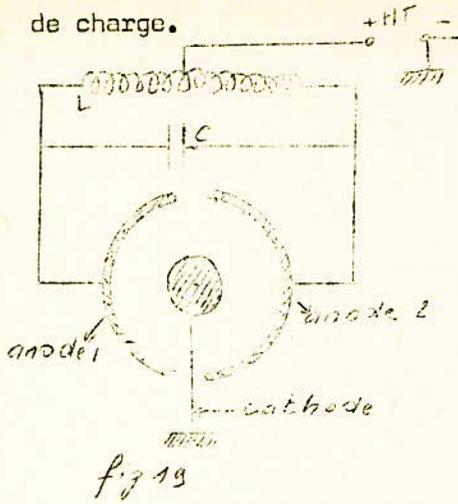
Au début de notre étude nous avons dit que les oscillations prennent naissance un peu avant que le potentiel anodique n'atteigne sa valeur critique, on voit que l'effet diocotron peut expliquer ce phénomène.

IV-4. Effet dynatron

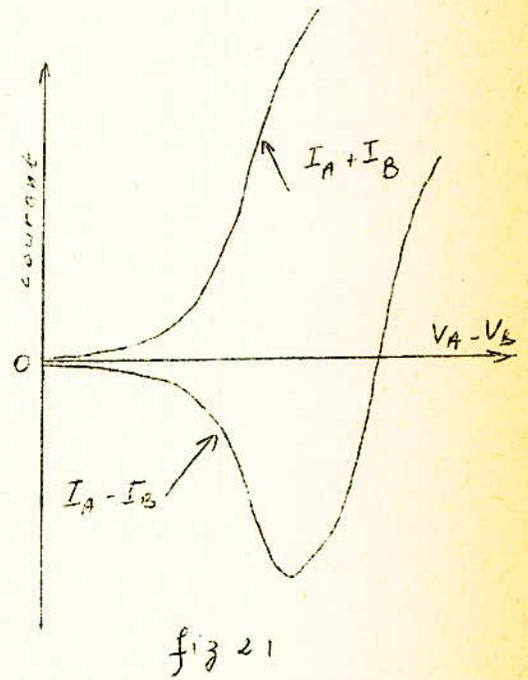
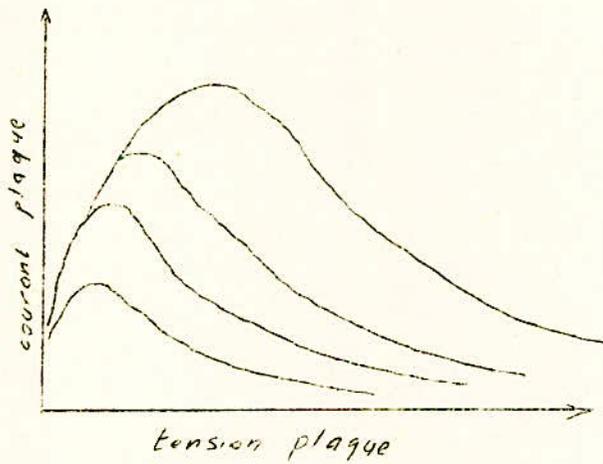
Ce qui nous intéresse dans ce paragraphe c'est l'oscillateur à résistance négative, dont il est possible de l'obtenir en considérant un magnétron à anode divisée; l'effet de résistance négative a été expliqué par Kilgore.

Dans ce type de magnétron, l'anode est divisée en un nombre pair de segments qui sont portés au même potentiel continu, mais qui peuvent être attaqués par des tensions alternatives différentes. Pour des fréquences basses la charge sera constituée par un circuit anti-résonant, placé entre

La fig 19 montre un magnétron à anode divisée en deux, avec son circuit de charge.



Si nous représentons la courbe donnant la variation du courant d'un des segments en fonction du potentiel de ce segment et ce pour différentes valeurs du potentiel de l'autre segment au voisinage du cut-off, nous aurons les courbes ci dessous.



Ces courbes présentent des parties à pente négative, d'où possibilités d'avoir des oscillation entretenues.

Le montage de la figure 20 permet d'avoir des oscillations : en effet si nous représentons les courbes de la somme et de la différence des courants des deux segments de l'anode en fonction de leur d.d.p lorsqu'on applique sur l'un et l'autre de ces segments des tensions continues égales et de signes opposées, nous remarquerons dans le cas de la différence des courants qu'il existe une partie qui présente une résistance négative. Ceci peut s'expliquer en disant que les électrons ont tendance à s'approcher beaucoup plus de l'anode portée au potentiel le plus bas (ici l'anode B) le courant capté par l'anode B est supérieur au courant reçu par l'anode A  $I_A - I_B$  est négatif lorsque  $V_A - V_B$  est positif.

#### IV-5. Oscillations électroniques.

Des expériences ont montré qu'un magnétron à anode pleine ou fendue en deux permet d'avoir des oscillations pour des fréquences proportionnelles à  $\omega_{cc}$  et pour une tension plaque voisine de la tension critique.

$$\omega = K_1 \omega_{cc} \Rightarrow \lambda = \frac{K_2}{H_0} \quad \text{avec} \quad K_2 = \frac{4\pi \epsilon m}{K_1 e \mu_0} \approx \frac{1,71 \cdot 10^4}{K_1}$$

Suivant les caractéristique du magnétron K est situé entre 1,6 et 2,9

Pour les trajectoires du type S Brillouin a montré que chaque couche électronique de rayon r possède une pulsation de résonance liée aux oscillations propres de la charge d'espace.

$$\omega_p(r) = \sqrt{\frac{e / \rho_0(r)}{\epsilon_0 m}}$$

En remplaçant  $\rho_0(r)$  par son expression donnée par la formule 29- on trouve:

$$\omega_p(r) = \omega_{cc} \sqrt{2 \left( 1 + \frac{q^2}{r^2} \right)}$$

C'est la pulsation avec laquelle un électron reviendra sur sa couche s'il se trouve écarté.

## V- CARACTERISTIQUES DU MAGNETRON .

### V-1. Graphique des performances et diagramme de Rieke.

Pour choisir le point de fonctionnement d'un magnétron il est nécessaire d'étudier correctement la variation mutuelle entre paramètres qui déterminent son fonctionnement et ses caractéristiques ( $\lambda, P, \gamma$ ) :  
En pratique on définit des paramètres liés au circuit d'entrée et d'autres relatifs au circuit de charge (de sortie)

- paramètres liés au circuit d'entrée :  $H_0$  et  $I_0$  (ou  $V_0$ )

avec  $H_0$  : champ magnétique

$I_0$  : courant anodique

- paramètres liés à l'impédance de charge : G et B

avec  $Y_t = G + jB$

G et B sont mesurées en un point quelconque de la ligne de sortie

Les caractéristiques considérées seront :

P = puissance H.F de sortie (ou  $\gamma$ )

f = fréquence d'oscillation (ou  $\lambda$ )

$V_0$  = tension anodique (ou  $I_0$ )

Il s'agit d'exprimer ces caractéristiques en fonction des paramètres indiqués : deux possibilités apparaissent.

-ou bien étudier la variation de P, f et  $V_0$  en fonction de  $H_0$  et  $I_0$  en prenant la charge comme paramètre et on définira ainsi un diagramme de performances.

-ou alors étudier l'effet d'une variation de la charge sur P, f et  $V_0$  en maintenant  $H_0$  et  $I_0$  constants, ce qui nous définit un diagramme de charge plus connu sous le nom de diagramme de Rieke.

#### V-1-1. Graphique des performances

Ce graphique est indispensable pour la détermination des conditions de fonctionnement d'un magnétron donné.

Pour mieux comprendre l'utilité d'un tel diagramme nous donnerons

l'exemple du graphique de performances du magnétron Américain 4J31 de fréquence 2 800 Mc/s

- présentation du graphique.

Généralement la tension anodique est représentée en ordonnées et le courant  $I_0$  en abscisses.

On représente aussi les caractéristiques à champ magnétique constant ; ces caractéristiques sont presque toutes parallèles entre elles, s'élèvent légèrement lorsque le courant augmente et sont incurvées un peu à leur extrémité gauche.

On représente de même les caractéristiques correspondantes à une puissance H.F d'impulsion constante, et les courbes à rendement constant.

Pour compléter le diagramme on représentera les courbes à fréquence constante (en fait on représente l'écart de fréquence par rapport à 2 800 Mc/s)

- lecture du diagramme

Supposons que le magnétron fonctionne avec un champ magnétique  $H_0$  constant et égal à 2 300 Gauss pour un courant  $I_0$  égal à 20 ampères, on aura sensiblement :

$$V_0 = 20 \text{ KV} ; P_0 = 250 \text{ KW} ; \eta = 58\%$$

On peut par exemple avoir la même puissance de 250 KW avec un courant de 30 Ampères, une tension d'environ 16,5 KV et un champ magnétique sensiblement égal à 1 900 Gauss ( voir graphique planche I )

Pour un aimant non incorporé, on choisit par exemple le courant et la tension d'entrée, le champ magnétique, de telle façon à avoir un compromis entre la puissance maximum de sortie, le rendement, le poids de l'aimant, l'impédance d'entrée et la stabilité de fonctionnement.

Dans notre cas des instabilités peuvent avoir lieu si on travaille avec des faibles courants (inférieurs à 20 A) et des puissances très grandes (supérieures à 800 KW)

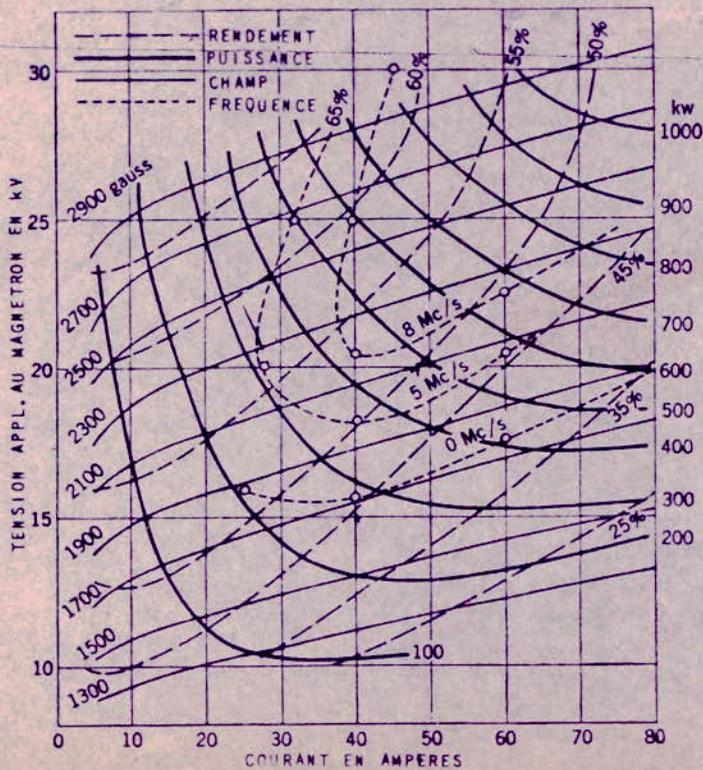
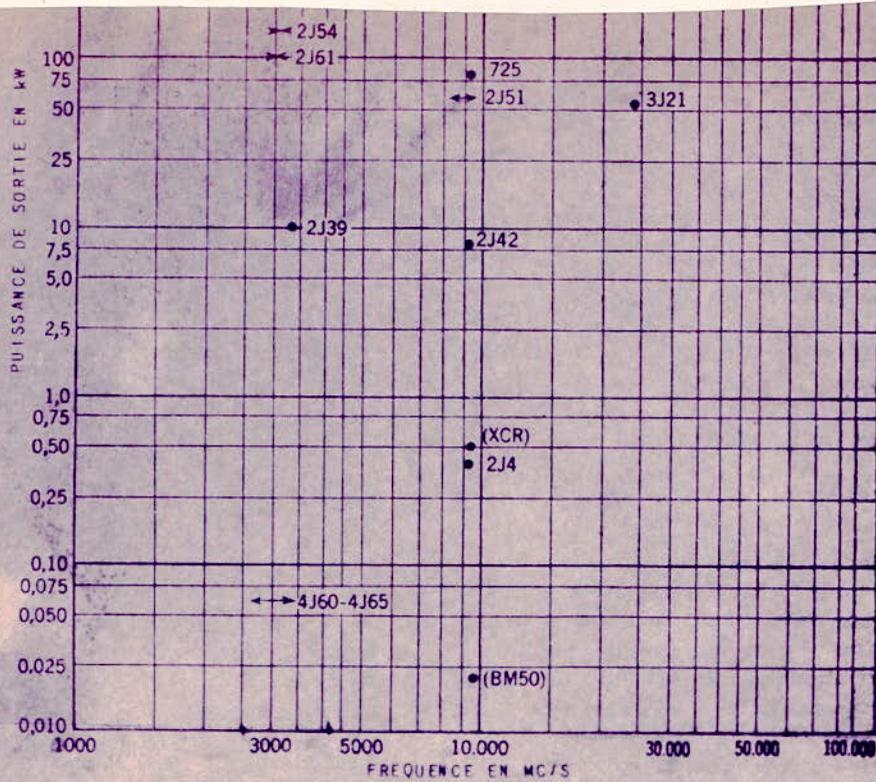


Fig. 10.16.- Graphique des performances type d'un magnétron (4J31). La fréquence est exprimée par son écart avec une fréquence de base.

Ce diagramme nous permet de déterminer les performances du magnétron en fonction de l'impédance de charge. On représente sur ce diagramme les courbes à fréquence constante et les courbes à puissance de sortie constante.

Pour construire ce diagramme expérimentalement on joindra sur le diagramme de Smith tous les points se trouvant sur des lignes isofréquence et tous les points appartenant à des lignes isopuissances.

La charge est représentée par sa résistance et sa réactance; mais comme nous savons que ces deux paramètres sont difficiles à mesurer directement, il est d'usage de les remplacer par le taux d'ondes stationnaires et la distance d'un noeud de tension: pour cela on placera en bout de ligne (qui alimente la charge) un court-circuit et on détermine la position d'un noeud qu'on prendra pour référence (en déplaçant le piston de court-circuit); ensuite on enlève le court-circuit et on place la charge à mesurer et on cherche le déplacement du minimum, soit  $l$  la distance qui sépare les 2 minimum déterminés. En tournant sur l'Abaque de Smith de  $l/\lambda$  sur le cercle à T.O.S constant on déterminera ainsi l'impédance inconnue - le T.O.S est par ailleurs déterminé en relevant un minimum puis un maximum en charge.

#### - étude succincte du diagramme

Pour comprendre l'utilité d'un tel diagramme nous allons prendre l'exemple d'un magnétron Philips type 6972 (voir planche Z)

Supposons que sous l'effet d'une désadaptation le T.O.S devient égal à 1,5 (le coefficient de réflexion est égal à 0,2) et que la phase correspondante à ce T.O.S soit telle que la tension minimum corresponde au point A. A ce point correspond une puissance d'environ 100 W. Si la phase du coefficient de réflexion change de telle manière qu'on retombe sur le point B, la puissance tomberait à environ 62 W (la variation de phase peut être due à un allongement de la ligne qui relie la charge mal adaptée au magnétron) La puissance donc au point A est d'environ 60% supérieure à celle correspondante au point B, d'où un rendement au point A supérieur de 60% à celui qui correspond au point B.

Il faut remarquer qu'avec la charge qu'on a considérée (point A) on aura un mauvais fonctionnement: un effet une très petite rotation autour du point A ne modifie pas profondément la puissance mais il y a par contre

Diagramme de charge  
 Philips 6972  $t_p = 1 \mu s$   
 $V_T = 0,001 I_A = 15 \text{ mA}$   
 Frequence 9385 MHz  
 Tension chauffage 7,5V  
 Pulling 10 MHz

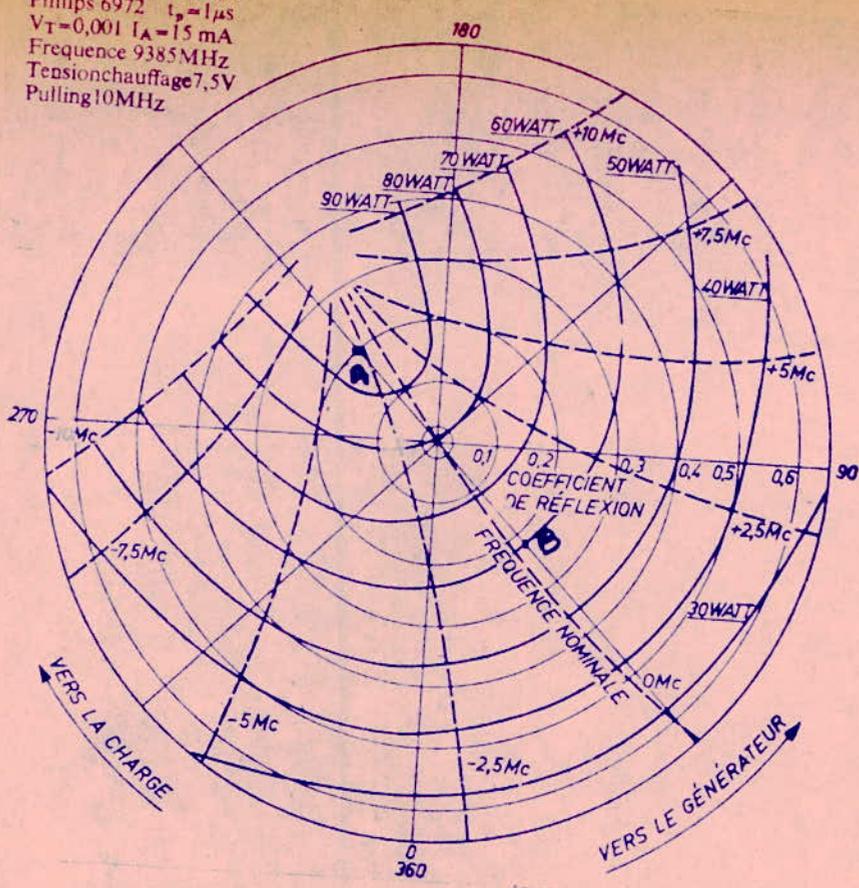


Fig. 48. Diagramme de Rieke du magnétron Philips type 6972

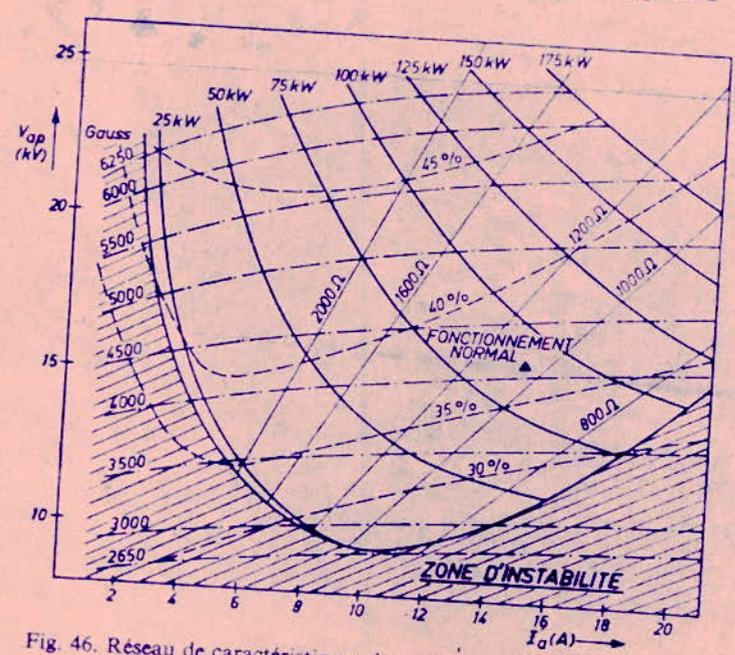


Fig. 46. Réseau de caractéristiques du magnétron Philips, type 6972

une grande variation de fréquence, dans notre cas elle est de l'ordre de 3,75 MHz ; il peut même se produire des variations plus grandes. Si par contre au point B on produit la même rotation qu'au point A, la fréquence varierait peu. On voit donc qu'il est nécessaire de faire un compromis là aussi entre le rendement et la stabilité et on est ainsi amené à parler du facteur de pulling qui détermine l'effet d'une variation de charge sur la fréquence.

#### V62-1 - Le facteur de pulling

Lorsque le magnétron est monté avec une antenne de radar, la charge subit des variations qui sont dues aux réflexions provenant des joints tournants, des radômes ou des objets avoisinants ; ces variations comme on l'a vu font changer la fréquence. On définit le facteur de pulling comme étant l'excursion totale de fréquence d'un magnétron lorsqu'on lui présente un T.O.S de 1,5 en tension avec une variation de phase d'au moins égale à une demi-période-

Maintenant qu'on a défini le facteur de pulling, il reste à l'exprimer en fonction des variations de la charge et des caractéristiques du magnétron.

Supposons que la sortie de puissance H.F se fasse sur guides d'ondes et soit  $Z_t$  l'impédance de charge.

Appelons  $\Gamma_0$  le coefficient de réflexion en bout de ligne défini par

$$\Gamma_0 = \frac{Z_t - Z_0}{Z_t + Z_0} \quad \text{avec } Z_0 = \text{impédance caractéristique de la ligne.}$$

$$\Gamma_0 = \frac{3e - 1}{3e + 1} \quad \text{avec } Z_t = \frac{Z_0}{e} \Rightarrow \Gamma_0 = \left( \frac{1}{e} \right) e^{j\theta_0}$$

la ligne étant alimentée par une tension  $V_1$

En un point quelconque de la ligne la tension et le courant ont pour expression

$$V_x = V_1 e^{-\gamma x} + V_2 e^{+\gamma x} = V_1 e^{-\gamma x} \left( 1 + \frac{V_2}{V_1} e^{2\gamma x} \right)$$

$$I_x = \frac{1}{Z_0} (V_1 e^{-\gamma x} - V_2 e^{+\gamma x}) = \frac{V_1}{Z_0} e^{-\gamma x} \left( 1 - \frac{V_2}{V_1} e^{2\gamma x} \right)$$

Avec  $\frac{V_2}{V_1} e^{2\gamma x} = \Gamma = \text{coefficient de réflexion}$

$$V_x = V_1 e^{-\gamma x} (1 + \Gamma)$$

$$I_x = \frac{1}{Z_0} V_1 e^{-\gamma x} (1 - \Gamma) \quad -2-$$

l'impédance  $Z_1$  à l'entrée aura pour expression

$$x=0 \Rightarrow Z_1 = \frac{V_0}{I_0} = Z_0 \frac{1+\Gamma_0}{1-\Gamma_0}$$

$$Y_1 = Y_0 \frac{1-\Gamma_0}{1+\Gamma_0} = Y_0 \frac{1-|\Gamma_0| e^{j\theta_0}}{1+|\Gamma_0| e^{j\theta_0}} = G_1 + jB_1 \quad -3-$$

$$Y_1 = Y_0 \frac{1-|\Gamma_0| (\cos\theta_0 + j\sin\theta_0)}{1+|\Gamma_0| (\cos\theta_0 + j\sin\theta_0)}$$

$$Y_1 = Y_0 \frac{1-|\Gamma_0|^2 - 2j|\Gamma_0| \sin\theta_0}{1+|\Gamma_0|^2 + 2|\Gamma_0| \cos\theta_0} = G_1 + jB_1 \quad -3bis-$$

d'où  $B_1 = -2Y_0 \Gamma_0 \frac{\sin\theta_0}{1+|\Gamma_0|^2 + 2|\Gamma_0| \cos\theta_0} \quad -4-$

Si on fait varier  $\theta_0$  d'une période (0 à  $2\pi$ ), la fréquence  $f_r$  du magnétron subira une variation qu'il s'agit de déterminer.

Cherchons la valeur maximum que peut prendre  $B_1$  lorsque  $\theta_0$  aura varié de 0 à  $2\pi$ .

$$\frac{dB_1}{d\theta_0} = -2\Gamma_0 Y_0 \frac{2|\Gamma_0| + \cos\theta_0 (1+|\Gamma_0|^2)}{(1+|\Gamma_0|^2 + 2|\Gamma_0| \cos\theta_0)^2}$$

$$B_1 \text{ est maximum pour } \cos\theta_0 = \frac{-2|\Gamma_0|}{1+|\Gamma_0|^2}$$

ce qui donne pour  $B_{1\max}$  la valeur :

$$B_{1\max} = -2\Gamma_0 Y_0 \frac{1+|\Gamma_0|^2 \sqrt{1 - \frac{4|\Gamma_0|^2}{(1+|\Gamma_0|^2)^2}}}{(1+|\Gamma_0|^2)^2 - 4\Gamma_0^2}$$

$$B_{1\max} = -2Y_0 \Gamma_0 \frac{1}{1-|\Gamma_0|^2} = \omega dC \quad -5-$$

On sait que  $f_r$  est proportionnelle à  $1/\sqrt{C}$ , C étant la capacité du circuit résonant

$$\frac{df}{f} = -\frac{dC}{2C} \quad df \text{ étant la variation de fréquence maximum correspondant à } B_{1\max}$$

$$\frac{df}{f} = + \frac{2\Gamma_0 Y_0}{(1-|\Gamma_0|^2) \omega dC} = Y_0 \frac{\Gamma_0}{C\omega(1-|\Gamma_0|^2)} = + \frac{1}{Z_0 C\omega} \times \frac{\Gamma_0}{1-|\Gamma_0|^2}$$

On sait d'autre part que si le magnétron présente un coefficient de surtension Q, le glissement maximum de fréquence ( $2\Delta f$ ) sera défini par :

$$\frac{2\Delta f}{f} = \frac{1}{Q} \frac{\Gamma_0}{1-|\Gamma_0|^2} \quad \text{avec} \quad Q = \frac{1}{Z_0 C\omega}$$

$$2\Delta f = \frac{2\Gamma_0 f}{Q(1-|\Gamma_0|^2)} \quad -7-$$

Lorsqu'on a défini le facteur de pulling on avait dit que le T.O.S présenté était de 1,5 ; ce qui nous donne pour  $f_0$  la valeur de 0,2; en remplaçant  $T_0$  par sa valeur dans l'équation 7 on aura.  $2\Delta f = 0,4166 \frac{f}{Q}$

Remarques :

- Pour la définition de facteur de pulling on a admis un T.O.S de 1,5 parcequ'il se trouve dans la gamme qu'on rencontre souvent dans le radar.
- Entre deux magnétrons identiques le facteur de pulling sera plus élevé pour le magnétron fonctionnant à la fréquence la plus élevée.
- généralement le facteur de pulling entre 5 et 50 Mc/s. *varie*
- On peut diminuer largement le facteur de pulling en couplant au magnétron une cavité présentant une forte surtension- cette méthode a l'avantage de ne pas altérer de beaucoup le rendement, mais par contre elle réduit la gamme d'accord du magnétron. On peut de cette façon définir un facteur de stabilisation qui sera le rapport des facteurs de pulling avec et sans la cavité( de l'ordre de 2 à 5 )

Pour terminer nous donnons l'exemple du magnétron 2J41

- puissance de crête 500 W
- fréquence 9310 Mc/s
- facteur de pulling 1,5 Mc/s
- gamme d'accord 0,7 pourcent
- facteur de stabilisation 10

V-2-2. facteur de pushing.

En faisant une analyse du diagramme déjà étudié(diagramme de performances) on remarque qu'une petite variation de tension prâduit une variation importante de courant anodique et ce pour une valeur donnée du champ magnétique. Ce qui nous amène à maintenir la tension anodique la plus constante possible pendant une impulsion afin de n'avoir pas de grandes variations de courant nuisibles qui augmentent la distorsion. On définit ainsi le facteur de pushing qui caractérise l'instabilité de fréquence par rapport aux variations du courant d'anode, il s'exprime en MHz/A.

En général il est de l'ordre de 0,1 MHz/A mais peut atteindre + 1 MHz/A

Elle est faible- pour des fréquences de l'ordre de 3 GHz elle est d'environ de 0,05 MHz par °C.

La variation de fréquence correspondant à la mise en route est de l'ordre de 3 Mc/s et dure 5 ms- la température du magnétron se trouve entre 85 et 100°C.

### V-3 Définitions des coefficients de surtension

Le magnétron entrant en oscillation va fournir de l'énergie à la charge, appelons  $W_f$  cette énergie pendant une période d'oscillation. Les ondes électromagnétiques se propageant le long des cavités vont emmagasiner de l'énergie qu'on appellera  $W_e$  - enfin désignons par  $W_p$  l'énergie perdue dans le circuit qui apparait sous forme d'effet Joule.

$$\text{- coefficient de surtension à vide : } Q_v = 2\pi \frac{W_e}{W_p} \quad - 1 -$$

$$\text{- coefficient de surtension externe } Q_e = 2\pi \frac{W_e}{W_f} \quad - 2 -$$

$$\text{- coefficient de surtension en charge } Q_c = 2\pi \frac{W_e}{W_p + W_f}$$

$$\frac{1}{Q_c} = \frac{1}{2\pi} \frac{W_p}{W_e} + \frac{1}{2\pi} \frac{W_f}{W_e} \Rightarrow \frac{1}{Q_c} = \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_v}$$

$$\text{d'où } \frac{1}{Q_c} = \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_v}$$

Soit T la période des oscillations (  $T = 1/f$  ), la puissance récupérée par les ondes électromagnétiques pendant ce temps sera déduite de  $W_e$  : en effet  $P_e = \frac{W_e}{T} = \text{puissance emmagasinée} = f \cdot W_e$

d'où les nouvelles valeurs

$$Q_v = 2\pi f \frac{W_e}{f \cdot W_p} = \omega \frac{W_e}{P_p} \quad - 4 -$$

$$Q_e = 2\pi f \frac{W_e}{W_f \cdot f} = \omega \frac{W_e}{P_f} \quad - 5 -$$

$$Q_c = \omega \frac{W_e}{P_p + P_f} \quad - 6 -$$

Si on revient au circuit équivalent du magnétron avec comme charge  $Z_L$ , on aura :

$$W_e = 1/2 \cdot C \cdot V^2$$

$$P_p = V^2/2 \cdot G \quad \text{et} \quad P_f = 1/2 \cdot V^2/Z_L \quad G = \frac{1}{R} \text{ représente les pertes}$$

d'où l'on tire les nouvelles valeurs du coefficient de surtension.

$$Q_v = \omega \frac{C}{G} = \omega C R \quad - s -$$

$$Q_e = \omega C Z_L \quad - t - \quad \text{et} \quad Q_c = \omega \frac{R Z_L}{R + Z_L} C$$

#### V-4. Effet de "longue ligne"

L'extraction de l'énergie H.F se fait principalement par des lignes coaxiales ou sur guides d'ondes, il faut remarquer alors qu'en travaillant en hyperfréquences, la longueur d'onde devient du même ordre de grandeur que les dimensions des éléments du circuit, ainsi donc la longueur de la ligne de transmission peut atteindre plusieurs longueurs d'ondes.

Rappelons quelques propriétés des lignes de transmission :

- une ligne uniforme terminée sur son impédance caractéristique se comporte comme une ligne infinie et le coefficient de réflexion est nul. ainsi toute la puissance d'entrée est transmise intégralement en négligeant les pertes dans la ligne.
- des réflexions apparaissent lorsque la ligne présente des discontinuités ( obstacles, variation des dimensions )
- l'énergie réfléchie se propage vers la source ce qui crée des ondes stationnaires sur la ligne.
- le taux d'ondes stationnaires détermine la qualité d'adaptation.
- le coefficient de réflexion en puissance =  $|\Gamma|^2$

Lorsque la fréquence varie la "longueur de la ligne" va varier aussi et l'adaptation n'est plus réalisée si par ailleurs elle existait. L'impédance de la ligne vue du magnétron va être modifiée, et il peut en résulter des instabilités de fonctionnement et ce phénomène qu'on s'efforce à étudier.

Supposons une charge  $Z_L$  connectée à un magnétron par l'intermédiaire d'une ligne assez longue.

La condition d'oscillation s'exprime par :

$$Y_1 + Y_2 = 0 \quad -1-$$

$$Y_2 = G + j\left(C\omega - \frac{1}{L\omega}\right)$$

$$Y_2 = G + jC\omega_0 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)$$

$$Y_2 = G + jC\omega_0 \frac{2D\omega}{\omega_0}$$

$$Y_2 = G + j \frac{2D\omega}{\omega_0} \frac{Q_e}{Z_L} \quad -2-$$

$Y_2$  = Admittance considéré dans un plan en regardant vers le magnétéron

$Y_1$  = Admittance dans le même plan en regardant vers la charge

or  $C\omega_0 = \frac{Q_e}{Z_L}$

l'expression de  $Y_1$  est donnée par la formule 3b's (voir facteur de pulling)

$$Y_1 = Y_0 \frac{1 - |\Gamma_0|^2 - 2j|\Gamma_0| \sin \theta_0}{1 + |\Gamma_0|^2 + 2|\Gamma_0| \cos \theta_0} \quad -3-$$

d'où  $\frac{2D\omega}{\omega_0} \frac{Q_e}{Z_L} = Y_0 \frac{2|\Gamma_0| \sin \theta_0}{1 + |\Gamma_0|^2 + 2|\Gamma_0| \cos \theta_0}$  -4- d'après -1-

On sait que dans un guide d'ondes la relation suivante est vérifiée :

$$\frac{1}{\lambda^2} = \frac{1}{\lambda_g^2} + \frac{1}{\lambda_c^2} \quad -5-$$

$\lambda$  = longueur d'onde pour la propagation libre

$\lambda_g$  = longueur d'onde dans le guide

$\lambda_c$  = longueur d'onde de coupure

$$\lambda = \frac{c}{f}$$

$$\frac{f^2}{c^2} = \frac{1}{\lambda_g^2} + \frac{1}{\lambda_c^2} \Rightarrow 2f \frac{df}{c^2} = -\frac{2}{\lambda_g^3} d\lambda_g$$

$$\frac{d\lambda_g}{\lambda_g} = -\frac{\lambda_g^2}{c^2} f \cdot df = -\frac{\lambda_g^2}{\lambda_c^2} \frac{df}{f} \quad -6-$$

Si la longueur de la ligne contient N longueurs d'ondes, on aura

$$\frac{d\lambda_g}{\lambda_g} = -N \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_c}\right)^2 \frac{df}{f} \Rightarrow d\lambda_g = -N \lambda_g \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_c}\right)^2 \frac{df}{f} \quad -7-$$

pour  $\frac{\lambda_g}{\lambda_c}$  on a un déphasage de  $2\pi$

pour  $\frac{d\lambda_g}{\lambda_g}$  on aura un déphasage de  $\theta_0 = -4\pi N \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_c}\right)^2 \frac{df}{f}$

si on remplace  $\theta_0$  par sa valeur dans l'équation 4 et en supposant que  $\frac{1}{Z_L} = Y_0$

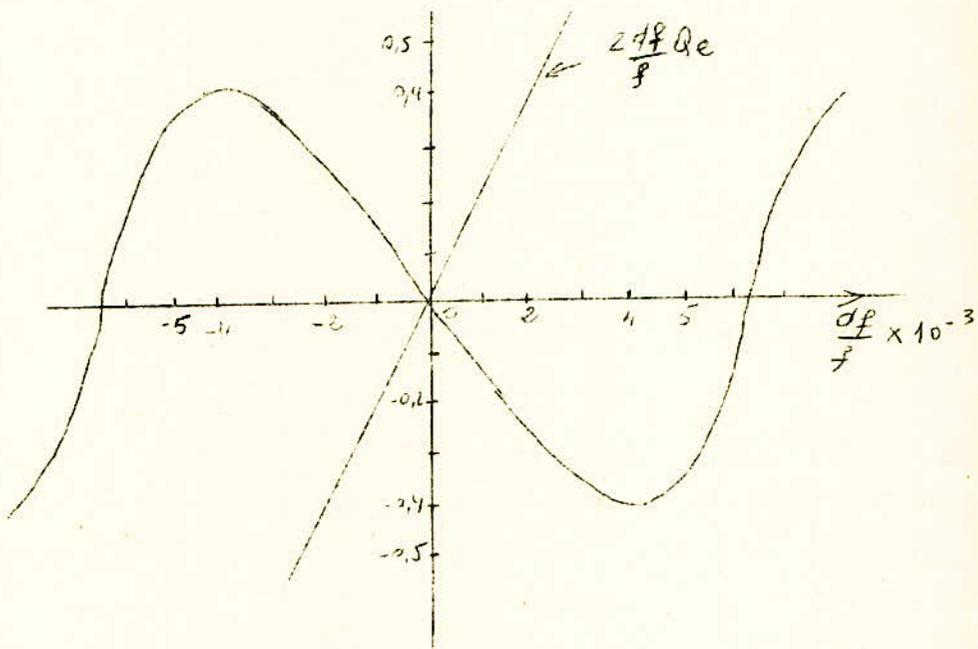
on trouve :

$$\frac{2D\omega}{\omega_0} \frac{Q_e}{Z_L} = -\frac{2|\Gamma_0| \sin 4\pi N \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_c}\right)^2 \frac{df}{f}}{1 + |\Gamma_0|^2 + 2|\Gamma_0| \cos 4\pi N \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_c}\right)^2 \frac{df}{f}} \quad -8-$$

Pour déterminer les fréquences de résonance nous représentons graphiquement les 2 termes de l'équation 8 en fonction de  $\frac{df}{f}$ , le ou les points d'intersection donneront la solution du problème.

Prenons par exemple :  $Q_e = 100$  ;  $N = 20$  ;  $\frac{\lambda_0}{\lambda} = 1,4$  ;  $|\Gamma_0| = 0,2$

Le problème a une seule solution, donc une seule fréquence de résonance mais il peut arriver que le magnétron soit désaccordé ou que la phase de la charge change ; les deux caractéristiques vont se couper en 2 ou 3 points, d'où une instabilité de fonctionnement.



Posons  $x = \frac{df}{f}$  et  $y_1 = 2x Q_e$

$$y_2 = -2|\Gamma_0| \frac{\sin 4\pi N \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2 x}{1 + |\Gamma_0|^2 + 2|\Gamma_0| \cos 4\pi N \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2 x}$$

$$\frac{dy_2}{dx} = -2|\Gamma_0| \frac{4\pi N \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2 \left[ 2|\Gamma_0| + (1 + |\Gamma_0|^2) \cos 4\pi N \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2 x \right]}{\left[ 1 + |\Gamma_0|^2 + 2|\Gamma_0| \cos 4\pi N \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2 x \right]^2}$$

La pente de  $y_2$  prend un maximum qui est défini par :

$$\left(\frac{dy_2}{dx}\right)_{\max} = 2|\Gamma_0| \frac{1}{(1 - |\Gamma_0|)^2} \times 4\pi N \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2 \quad - 9 -$$

La pente de la caractéristique du magnétron a; pour valeur :

$$\frac{dy}{dx} = 2Q_e \quad - 10 -$$

Les deux pentes définies seront parallèles si l'on a :

$$2Q_e = \frac{2|\Gamma_0|}{(1-|\Gamma_0|)^2} 4\pi N \left(\frac{\lambda_g}{\lambda}\right)^2$$

$$Q_e = 4\pi N \left(\frac{\lambda_g}{\lambda}\right)^2 \frac{\Gamma_0}{(1-|\Gamma_0|)^2}$$

$$N = \frac{1}{4\pi} \frac{1-|\Gamma_0|^2}{|\Gamma_0|} \left(\frac{\lambda}{\lambda_g}\right)^2 Q_e \quad - 11 -$$

En fonction du taux d'ondes stationnaires, nous aurons :

$$N = \frac{Q_e}{\pi(S^2-1)} \times \left(\frac{\lambda}{\lambda_g}\right)^2 \quad - 12 -$$

L'expression 12 représente la condition limite que doit satisfaire N pour qu'il n'y ait pas un saut de fréquence. Cette expression nous donne la distance théorique maximum admissible entre le magnétron et la charge.

VI- Etude détaillée de la cathode des magnétrons.

VI- 1- Cathode en général.

Avant de parler des cathodes des magnétrons, il serait utile de dire un mot sur les cathodes en général et de l'émission secondaire qui est dans notre cas très importante.

Dans un métal il existe toujours des électrons qui sont libres, mais ces électrons ne peuvent quitter le métal si par ailleurs ils n'ont pas reçu l'énergie nécessaire pour cela. Mais l'électron se trouvant dans le métal possède une énergie de Fermi qui va diminuer le travail nécessaire pour l'extraire. Il faut noter que le travail d'extraction peut diminuer largement si l'on dépose une couche mince complexe sur la surface du métal.

L'énergie fournie aux électrons peut avoir plusieurs formes, d'où plusieurs types d'émissions ; ce qui nous intéresse ici ce sont les émissions thermo-électroniques, et secondaire.

Si on envoie sur une électrode-cible un nombre  $n$  d'électrons primaires,  $n'$  électrons vont quitter l'électrode sous cet effet, on définira ainsi le rapport  $\delta = n'/n$  comme coefficient d'émission secondaire.

- l'émission secondaire est influencée par une pollution de la cible
- le coefficient d'émission dépend de la nature du métal, de l'énergie cinétique des électrons primaires, de l'orientation de la cible par rapport à la direction des électrons.

- en général l'ordre de grandeur de  $\delta$  se situe entre 1 et 20, pour les halogènes alcalins purs il est supérieur à 5 et pour avoir des coefficients d'émission plus grands encore, on a intérêt à utiliser des couches complexes sur lesquelles on dépose par adsorption des atomes alcalins. Enfin il faut noter que parmi les cathodes à surfaces complexes on distingue les cathodes à oxydes et les cathodes à réserves.

Pour choisir la cathode des magnétrons il faut d'abord voir quelles sont les exigences qu'on leur demande - sans oublier que ces exigences dépendent en 1<sup>o</sup> lieu de la puissance moyenne fournie, de la puissance en impulsion, de la fréquence et du type de cavités anodiques utilisées.

La cathode doit répondre aux exigences suivantes :

- une émission thermo-ionique suffisante pour provoquer le démarrage
- une émission secondaire suffisante pour répondre au besoin d'une grande densité de courant superficielle.
- une réserve assez importante de la matière active pour pouvoir résister au bombardement continu par les électrons secondaires.
- le dépôt de matière émissive doit posséder une bonne conductibilité, et doit résister aux actions électrolytiques qui résultent d'un courant intense traversant la surface cathodique.

- Cathodes à oxydes modifiées ( pour des fréquences inférieures à 3 GHz)

La cathode est constituée d'un cylindre en Nickel pur dans lequel on creuse des rainures dans lesquelles est placé un mélange de carbonate de barium et de strontium avec un liant chimiquement inerte - au cours de l'opération les carbonates se transforment en oxydes; on arrive à des densités de courant de l'ordre de  $10 \text{ A/cm}^2$ , avec une durée de vie de 1 000 heures, et une durée d'impulsion de  $1 \mu\text{s}$ ; le champ électrique admis est de l'ordre de 40 KV/cm et des puissances de crête qui peuvent atteindre 250 KW.

Lorsque la durée d'impulsion augmente, ou la tension de crête atteint une valeur trop importante, des arcs peuvent se produire à la surface de la cathode, d'où une diminution de la puissance instantanée, ou alors étouffement des impulsions, la durée de vie est donc diminuée.

Actuellement on retient pour la construction des cathodes à réserve celles du type imprégné et les cathodes dites "L "

-Cathodes " L "

Dans un cylindre de molybdène on creuse une sorte de cavité dans laquelle on place du carbonate de baryum ( $\text{Ba CO}_3$ ) que l'on recouvre de du tungstène poreux. Lorsque la température augmente l'oxyde de baryum traversant les pores du tungstène vient s'adsorber à la surface extérieure du cylindre.

Il peut aussi se former sur la surface extérieure une couche complexe

de baryum et de son oxyde. Avec ces cathodes on arrive à  $30 \text{ A/cm}^2$  et quelque fois jusqu'à  $100 \text{ A/cm}^2$  avec une puissance de l'ordre de 200KW. (voir fig-1 )

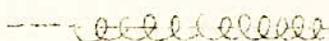
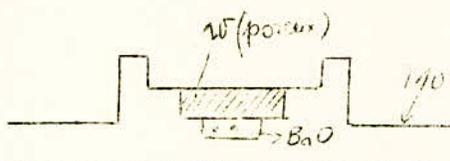


fig 1

- Cathode imprégnée.

On obtient ces cathodes en partant de barreaux de tungstène fritté (densité tombe à 40 ou 50% de la densité normale 19,3) que l'on immerge dans du cuivre fondu qui va combler les pores du tungstène ; on peut donner à la cathode la forme voulue (en utilisant le cuivre comme lubrifiant) et le cuivre sera évacué par chauffage sous vide ; après cette operation qui rend au tungstène son état poreux, celui-ci sera immergé dans de l'aluminate de baryum en fusion.

- Cathodes fonctionnant à des fréquences supérieures à 3 GHz

Lorsque la fréquence augmente des difficultés apparaissent pour la réalisation des cathodes- en effet augmenter la fréquence du magnétron c'est en quelque sorte diminuer toutes les dimensions dans un rapport donné et la surface de la cathode se trouve diminuer selon le carré de ce rapport et si l'on veut donc garder la même puissance il faut augmenter l'émission électronique (en fait il faut la multiplier par le carré du rapport considéré)

Enfin il faut préciser que les cathodes sont à chauffage indirect, le chauffage dans ce cas doit être étudié de près; dans le choix par exemple de la fréquence de la source de tension de chauffage, il faut remarquer que le filament chauffant (surtout par courant alternatif) est soumis à un mouvement périodique dû aux forces qui prennent naissance grâce au champ

magnétique est exposé le filament, si alors la fréquence de résonance mécanique du filament coïncide avec celle de la source de chauffage le filament cédera.

## - Chapitre VII- Construction des Magnétrons.

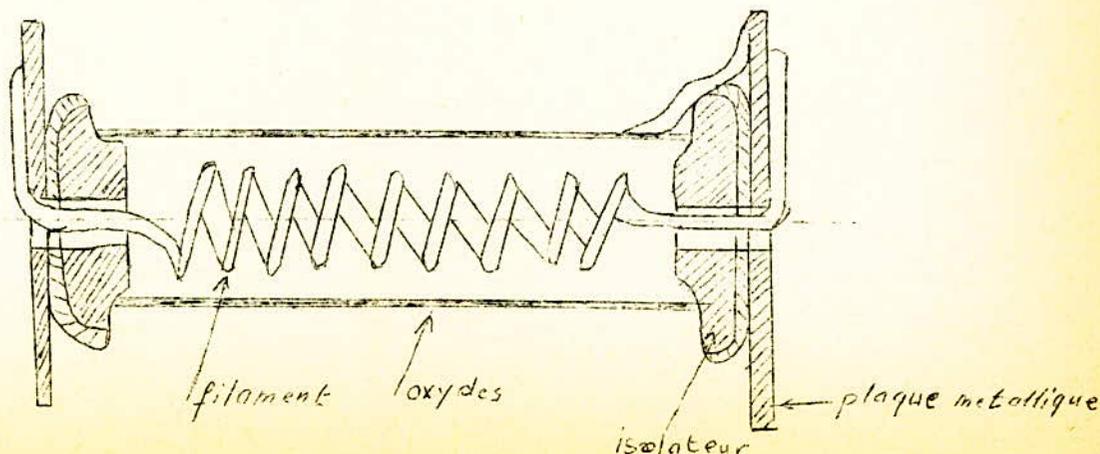
### VII-1- Anode.

Elle est en général constituée par un bloc cylindrique de cuivre. Le cuivre doit être de très bonne qualité, spécialement raffiné afin d'augmenter la conductibilité-on peut aussi utiliser des lames de cuivre découpées à la presse et brasées à l'argent.

Les cavités sont argentées intérieurement (pour augmenter la conductibilité superficielle). L'anode doit avoir une surface extérieure suffisante pour permettre un bon refroidissement (par air ou par eau)

### VII-2 Cathode.

Elle est de l'un des types déjà étudiés, il faut ajouter cependant qu'elle est fixée mécaniquement à deux tiges portées par un tube de verre assurant l'isolement entre cathode et anode, et à chacune de ces extrémités on place une plaque métallique dont la température doit rester assez basse pour qu'elles n'émettent pas d'électrons.



Le rapport du diamètre de la cathode au diamètre de l'anode dépend du nombre de cavités. Le diamètre de la cathode étant proportionnel à la longueur d'onde et à la racine carrée de la tension. Pour alimenter la cathode les connexions traversant l'anode (en dehors de cavités résonantes) doivent avoir des joints très étanches pour permettre un isolement parfait.

VII-3- Le champ magnétique est fourni généralement par un aimant permanent formé d'un alliage ferromagnétique de grande stabilité à base de fer de nickel, d'aluminium et de cobalt.

VII-4- Les cavités résonantes.

La forme et les dimensions des cavités résonantes dépendent de la longueur d'onde et de la puissance de sortie, l'exemple cidessous nous en donne une idée : (voir planche N° III)

- 1<sup>ère</sup> rangée :  $\lambda = 10$  cm  
puissance de crête de sortie successivement : 2 500 KW; 1 000 ;  
250 ; 5 ; 0,1 KW.
- 2<sup>ème</sup> rangée  $\lambda = 3$  cm  
puissance de crête de sortie : 600 ; 200 ; 80 ; 0,025 KW

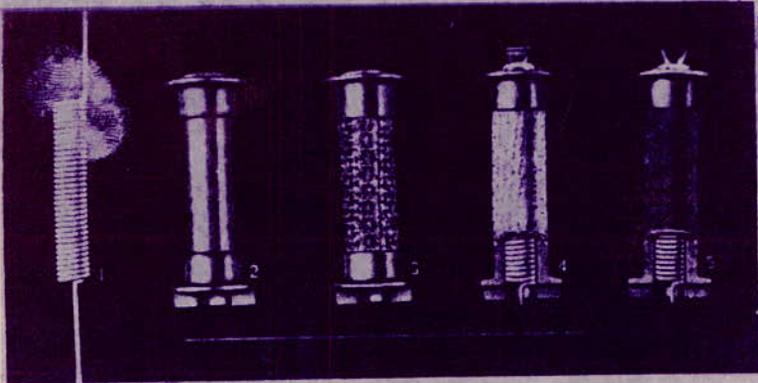
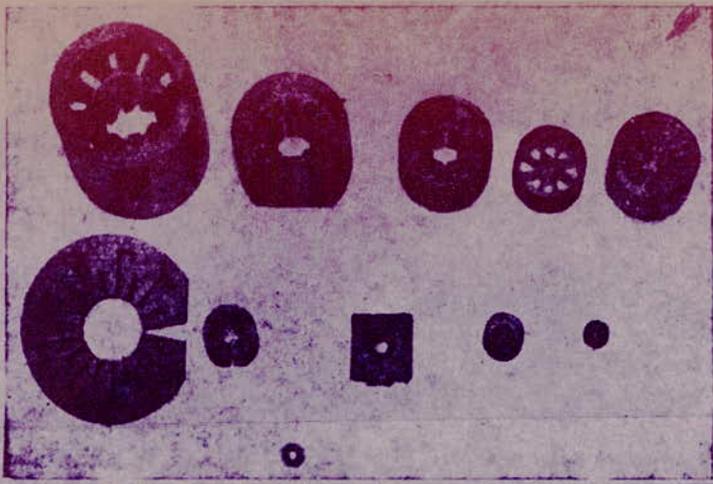
VII-5- Puissance en impulsion.

Il est à remarquer qu'elle est très élevée, ceci grâce au pouvoir émissif très grand des cathodes utilisées et du bon rendement du magnétron.

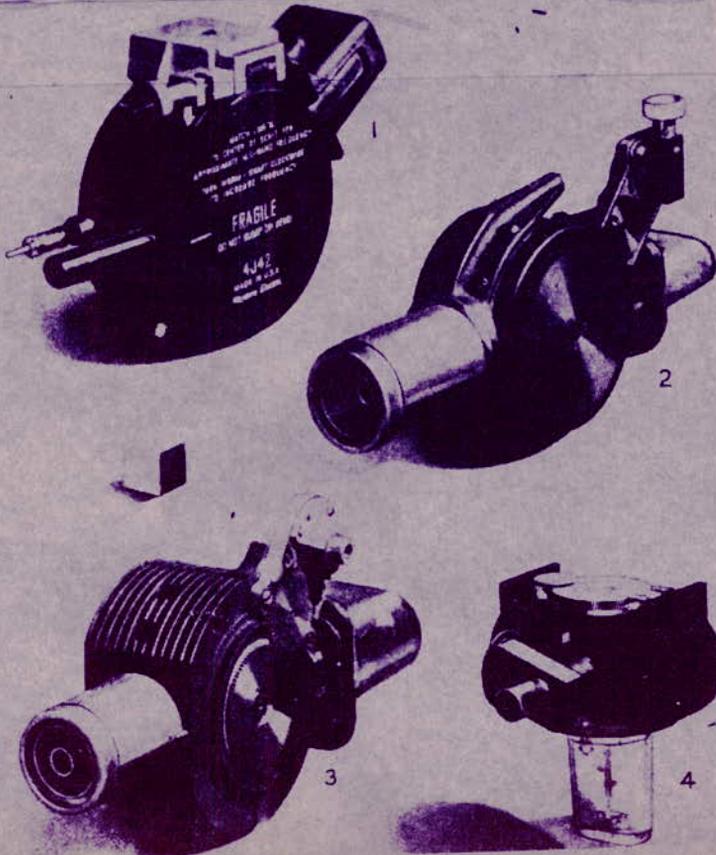
Les diagrammes représentés sur les planches N°4 nous donnent la répartition de puissance et de fréquence pour certains magnétrons

Puissance moyenne.

Lorsque certains électrons viennent bombarder la cathode, la chaleur qui est dégagée représente environ 5% de la puissance moyenne fournie au circuit d'entrée, or comme on sait que le circuit de chauffage est généralement coupé pendant le fonctionnement, si donc la puissance due au bombardement arrive à dépasser la puissance de chauffage, la durée de vie diminue



Differentes cathodes de magnetrons



Quatre magnetrons pouvant être accordés

1) 4142 (40 kW — 600 à 730 Mc s)	3) 5126 (600 kW — 1220 à 1350 Mc s)
2) 4151 (275 kW — 900 à 970 Mc s)	4) 2151 (55 kW — 8500 à 9600 Mc s)

Dans le domaine du radar la puissance moyenne ne dépasse guère 0,2% de la puissance crête.

Le tableau suivant donne quelques valeurs de puissance pour certains magnétrons.

tableau -1-

type	fréquence en Mc/s	puissance moyenne maximum de sortie en Watts	puissance de crête de sortie en KW	durée d'impulsion maximum en $\mu$ s
4J21	1 180	800	800	6,0
4J 73	3 100	600	1 000	2,5
725	9 400	80	80	2,5
3J 21	24 000	25	55	0,5

#### tension d'impulsion

Elle dépend évidemment de la puissance de crête d'entrée et de l'impédance d'entrée- l'impédance d'entrée sera calculée comme le rapport de la tension au courant au point de fonctionnement.

En général l'impédance d'entrée varie de 700 à 1 200  $\Omega$

Quelques valeurs de ces impédances sont données par le tableau 2

#### Calcul du rendement total du magnétron

Pour terminer l'étude de la construction du magnétron, nous allons calculer le rendement d'un magnétron.

Soit  $W_d$  l'énergie fournie par la source continue et  $W_r$  celle qui est fournie au circuit d'anode(elle représente la somme de l'énergie dissipée sur la charge et des pertes dans le circuit et couplage), on appellera

rendement électronique le rapport :  $\eta_e = \frac{W_f}{W_d}$  (c'est en quelque sorte la fraction de l'énergie continue fournie au circuit d'entrée qui est convertie en énergie HF)

Si on appelle maintenant  $W_c$  la puissance dissipée sur la charge, on définira alors un autre rendement qui est le rendement du circuit :

$\eta_c = \frac{W_c}{W_n}$  ( il représente la fraction de la puissance HF fournie au système résonant qu'on recueille à la sortie du magnétron )

Le rendement total sera défini par :  $\eta_t = \frac{W_c}{W_d} = \frac{W_c}{W_n} \times \frac{W_n}{W_d} = \eta_c \cdot \eta_e$

Le rendement peut atteindre 85% mais généralement il se situe entre 30 et 50%.

Le rendement électronique dépend du champ magnétique et de la charge HF.

Le rendement du circuit dépend de la fréquence, on remarque que pour une charge HF normale il varie de près de 100% au voisinage de 1 000 Mc/s à 50% au voisinage de 25 000 Mc/s.

tableau N°2

tube	puissance de crête d'entrée en KW	tension de crête en KV	impédance d'entrée en ohms
4J 60	2	1,5	1 125
2J 38	25	5	1 000
2J 32	250	15	900
4J 31	2 500	30	360
HP 10V	6 000	50	415

## VII-6 Magnétrons à fréquence variable.

En général les magnétrons sont à fréquence fixe, surtout dans la construction des tous premiers, il était très difficile de faire varier la fréquence ; mais la nécessité d'avoir des magnétrons accordables s'est posée lorsque la technique du radar s'est très développée - en effet un magnétron accordable peut remplacer un bon nombre de magnétrons à fréquence fixe, peut s'adapter au guide d'onde, et comme l'émission peut s'étaler sur une gamme de fréquences assez large, le brouillage de l'émetteur serait déjoué.

Pour faire varier la fréquence du magnétron plusieurs méthodes ont été employées ; les plus importantes sont les suivantes :

- variation de l'inductance effective.
- variation de la capacité effective.
- le strapping
- méthode électronique.

Les deux premières consistent les circuits résonants de l'anode.

Lorsque nous avons étudié les différentes formes de cavités résonantes, nous avons fait remarquer que l'inductance varie selon la nature des cavités, pour faire varier donc l'inductance effective et par la même la fréquence du magnétron il faut déformer la cavité, c'est un problème très délicat car le circuit résonant se trouve dans la partie sous vide du tube ; mais quand-même la variation est possible en introduisant un cylindre en cuivre dans la partie inductive de chaque cavité, ce qui va diminuer l'inductance effective ; cette diminution provoque une augmentation de la fréquence de résonance, et une diminution de la longueur d'onde qui peut atteindre 12%. La commande du cylindre se fait extérieurement à l'aide d'une vis micrométrique.

On peut aussi faire varier la capacité effective en introduisant un anneau métallique en forme de C dans la région où se produit le champ électrique le plus élevé (dans la fente)

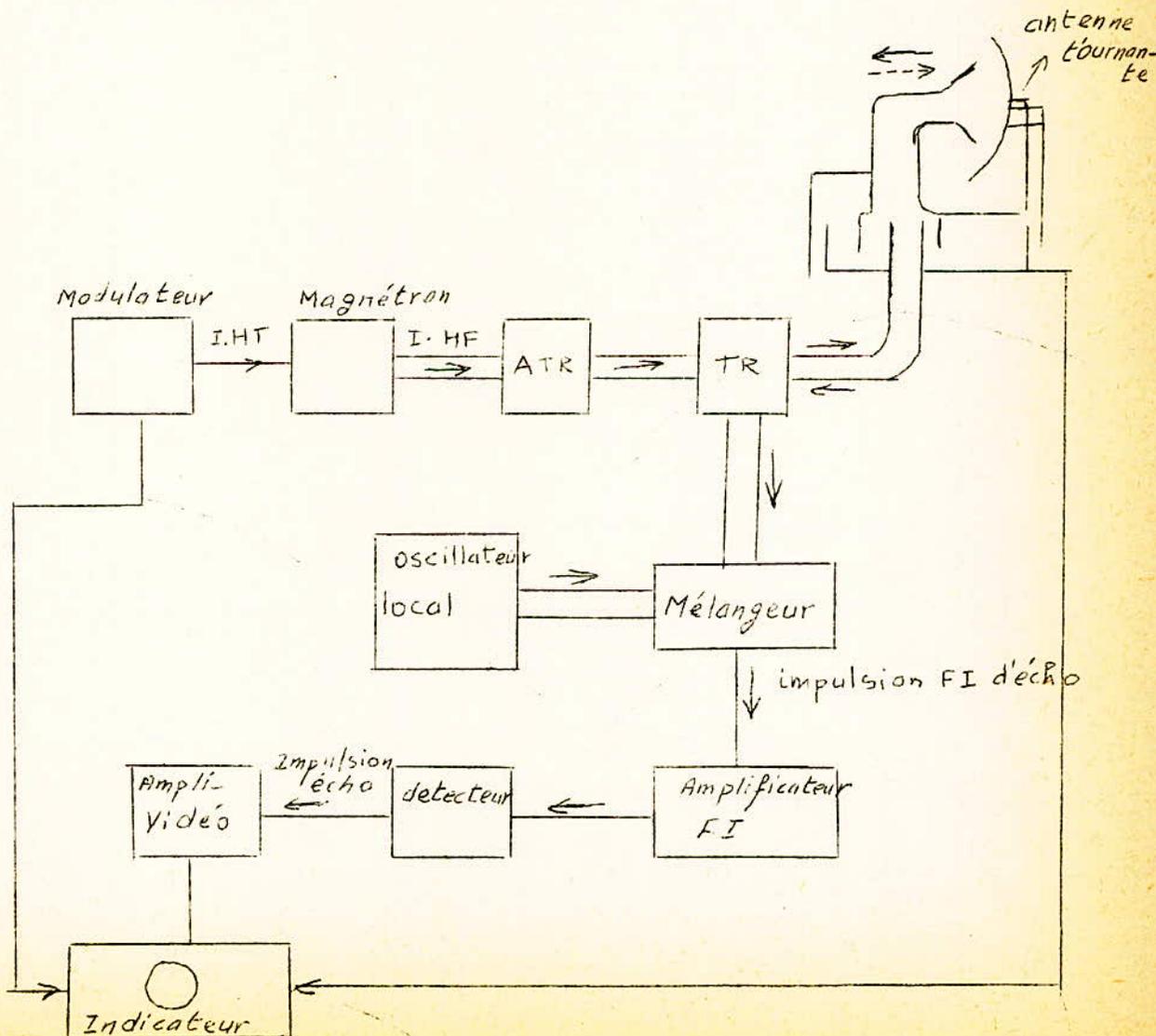
Ces deux méthodes présentent des défauts lorsqu'on monte en fréquence car la séparation des modes d'oscillations devient délicate ; on verra dans le chapitre suivant la méthode du faisceau électronique.

VIII- Utilisation du magnétron.

VIII-1- Radar - Radio-navigation.

Le magnétron à impulsion a trouvé ses premières applications dans le radar qui, pour fonctionner dans de très bonnes conditions demande une très grande puissance avec des longueurs d'ondes très petites que seul le magnétron est capable de fournir.

Pour comprendre le rôle majeur que joue le magnétron dans le fonctionnement du radar nous allons étudier brièvement le schéma synoptique d'un ensemble radar.



Le modulateur fournit l'impulsion nécessaire pour faire démarrer le magnétron qui va ainsi osciller pendant la durée de l'impulsion ; celle-ci doit être aussi parfaite que possible pour éliminer les défauts telle qu'une modulation de fréquence...

L'énergie HF recueillie à la sortie du magnétron sera dirigée par l'intermédiaire d'une ligne de transmission (guide d'ondes) et attaquera l'antenne ; mais avant d'arriver à l'antenne, l'onde émise traverse les deux commutateurs (TR et ATR) : Le commutateur TR qui est un tube à décharge dans un gaz raréfié sert à établir la liaison émetteur-antenne pendant la durée de l'impulsion et isole le reste du récepteur radar, quant au commutateur ATR il doit laisser passer l'impulsion avec des pertes négligeables lors de sa décharge. L'impulsion fournie par le magnétron arrive sur l'antenne (calculée à cet effet) et sera rayonnée. A la fin de l'émission les deux commutateurs sont bloqués et isolent le magnétron du reste du récepteur, celui-ci est alors en mesure de recevoir l'impulsion écho.

L'impulsion écho est envoyée dans un mélangeur qui reçoit par ailleurs une onde continue provenant d'un oscillateur local (Klystron p.e) - en général l'impulsion résultante a une fréquence de 30 Mc/s, celle-ci est amplifiée puis passe dans un détecteur, à la sortie du détecteur l'impulsion écho passera dans un amplificateur vidéo et sera enfin identifiée dans un indicateur qui reçoit à cet effet des impulsions de synchronisation du modulateur.

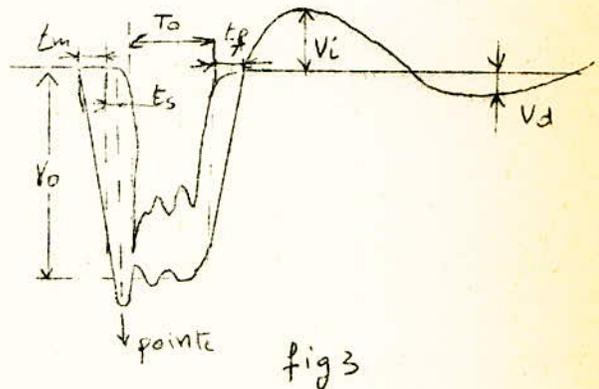
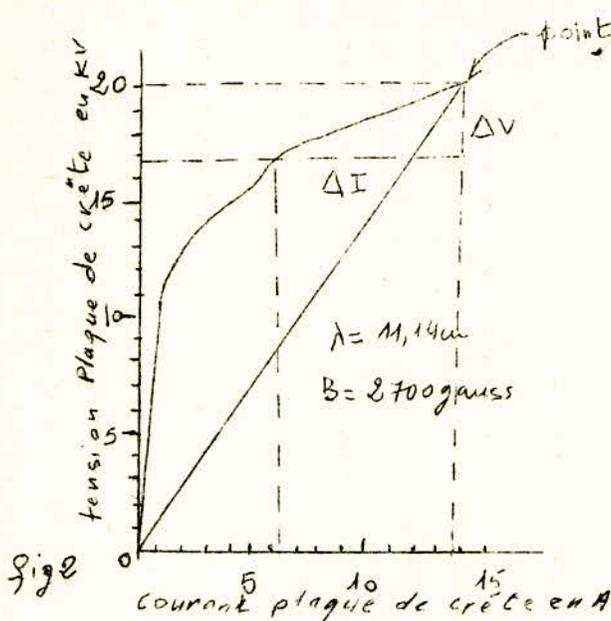
Par sa disposition même le magnétron va imposer certaines restrictions au modulateur et au circuit HF ; parmi ces conditions il faut noter la forme de l'impulsion qui doit l'attaquer.

1° Pour se rendre compte des influences du magnétron sur le modulateur nous allons étudier comme exemple la caractéristique tension/courant du magnétron 4J 77. (voir fig 2 )

Au voisinage du point de fonctionnement l'impédance dynamique vaut  $\frac{\Delta V}{\Delta I} \approx 430 \Omega$  et l'impédance statique par contre a pour valeur  $\frac{V}{I} = 1480 \Omega$

On voit donc qu'une petite variation de la tension nous produit

une variation de courant très importante, variation qui peut bloquer les oscillations, ou détruire le magnétron.



2° D'autre part parmi les restrictions importantes, il faut signaler que de temps en temps le magnétron présente au modulateur soit une très faible impédance (arc) soit au contraire une impédance très grande (le magnétron n'oscille pas dans le mode désiré - ou la cathode cesse d'émettre.)

D'autres irrégularités proviennent des caractéristiques tension/courant du magnétron, irrégularités qui varient avec le type de magnétron, avec la charge HF, le champ magnétique et avec la nature même de la cathode.

La figure 3 nous donne la forme en général de la tension et du courant d'un magnétron à cavités cylindriques fonctionnant en impulsion.

$t_m$  = temps de montée de l'impulsion

$t_f$  = temps de descente

$T_o$  = largeur de l'impulsion courant.

$t_s$  = temps d'établissement des impulsions.

$V_o$  = tension aux bornes du magnétron, lorsqu'il commence à osciller, en général elle est de l'ordre de quelques kilovolts, mais <sup>peut</sup> dépasser les 40 KV.

En général on n'exige pas du modulateur une tension à crête rigoureusement plate parcequ'en fait le magnétron peut accepter une variation de 2 à 5% pendant la durée d'une impulsion sans cependant créer une instabilité

du mode recherché ou une modulation de fréquence.

Sur le front de l'onde de l'impulsion de tension, on remarque une pointe aigue qui peut créer des arcs ou des changements de mode; en effet le champ magnétique appliqué est très supérieur à la valeur critique et il ne peut y avoir d'oscillations que si le champ électrique HF est établi. En effet avant que celui-ci ne soit établi le modulateur n'aura fourni qu'une puissance assez petite et il y aura ainsi une surtension aux bornes du magnétron.

Une tension inverse  $V_i$  peut être appliquée au magnétron après le passage de l'impulsion principale qui peut être gênante si elle dépasse  $V_0$  et enfin une impulsion directe  $V_d$  est aussi à craindre en excitant faiblement le magnétron.

Nous donnons ci-dessous les différentes grandeurs qui caractérisent le magnétron à impulsion dans son application dans le radar.

- 1- tension anodique crête.
- 2- courant anodique crête.
- 3- intensité anodique moyenne.
- 4- durée des impulsions (généralement comprise entre quelques  $10^{-1}$  et qq  $10^1 \mu s$ )
- 5- fréquence de récurrence (nombre d'impulsion par seconde)
- 6- cycle de travail (durée d'une impulsion/nombre d'impulsions par seconde)
- 7- puissance maximum instantanée d'alimentation.
- 8- puissance d'alimentation moyenne.
- 9- puissance utile moyenne.
- 10- puissance de pointe utile (puissance utile moyenne/cycle de travail)
- 11- rendement.

Jusqu'à maintenant nous n'avons parlé que des magnétrons fonctionnant en impulsions, mais il faut noter aussi que les magnétrons à ondes entretenues ont trouvé leur application dans le système radar à effet Doppler et en radio-navigation.

Enfin pour terminer notre étude sur le radar nous donnerons l'exemple d'un magnétron récemment construit par la société Hyperlec.

Magnétron à impulsions, pour radar du type 4J 1140 il est à aimant incorporé, doit être refroidi par air forcé et sa sortie se fait sur guide d'ondes JAN RG 91/U - sa puissance utile de crête est de 45 KW dans la bande 16,35 à 16,65 GHz.

## VIII-2- Application en télécommunication et télécommande.

### VIII-2-1 En modulation de fréquence.

Nous avons déjà vu les magnétrons à fréquence variable, maintenant nous allons étudier une autre méthode de modulation des magnétrons en fréquence : on utilise un procédé de contrôle électronique de la fréquence d'accord des cavités du magnétron. Pour cela on dispose de certaines cathodes auxiliaires devant lesquelles on place des grilles et sur lesquelles on applique une tension de modulation qui va contrôler la vitesse des électrons et par la même crée un glissement de fréquence d'accord proportionnel à la tension modulante.

### VIII-2-2. En modulation d'amplitude.

On peut réaliser une modulation d'amplitude du courant anodique, on sait en effet que le courant anodique varie dans une large bande pour une petite variation de la tension anodique.

Il faut remarquer que si le magnétron comportait une grille de contrôle, l'application d'un signal basse fréquence sur cette grille permettrait une modulation meilleure. Effectivement ce procédé a été envisagé pour la réalisation d'émetteurs de télévision, mais c'est surtout le Klystron qui a été préféré pour cet usage.

### VIII-2-3. Modulation en impulsions d'amplitude constante.

Nous savons que les transmissions par impulsion nécessitent des fréquences porteuses élevées, et comme le magnétron fonctionne bien en régime d'impulsions, il se prête assez bien à une modulation en impulsions par des signaux rectangulaires d'amplitude constante appliqués à l'anode.

Il faut noter ici que les cycles de travail sont plus élevés que pour les radars, mais par contre les puissances nécessaires sont plus faibles.

Les modulations effectuées sont en position ou en largeur d'impulsion.

Nous donnerons deux exemples de magnétrons français destinés au téléguidage.

Magnétron MCV 85 de CSF fréquence réglable de 3,5 à 3,6 ou 3,6 à 3,7 GHz cavité à 16 ailettes. Aimant incorporé. 1,35 KV de crête. 150 Watts en impulsions de 100  $\mu$ s répétées à la cadence de 50 000 par seconde. Taux d'utilisation de 0,5. Il fournit 50 à 100 watts en ondes entretenues.

Magnétron MCV 850 de CSF. Fréquence réglable de 3,5 à 3,6 GHz. Cavité à 16 ailettes. Aimant incorporé. 2,25 KV de crête. 500watts en impulsions de 100  $\mu$ s répétées à la cadence de 50 000 par seconde. Il fournit 250 watts en entretenues.

On a construit des magnétrons à ondes entretenues, et modulables en fréquence par le procédé électronique ; les laboratoires de la R.C.A ont en effet mis au point depuis bien longtemps 2 sortes de magnétrons :

- un magnétron à 12 cavités et 2 faisceaux auxiliaires délivrant 25 watts en régime continu à 4 GHz avec une déviation de fréquence de  $\pm 2,5$  MHz sans variation d'amplitude. La fréquence moyenne peut être réglée mécaniquement par déplacement d'un plongeur métallique dans une gamme de 2%.

- un magnétron à 12 cavités et 11 faisceaux auxiliaires délivrant 1 KW à 0,9 GHz avec une déviation de  $\pm 3,5$  MHz. La fréquence moyenne se règle de la même façon que précédemment dans une gamme de 720 à 900 MHz.

Enfin il faut signaler que le magnétron est très souvent utilisé dans les transmissions en multiplex.

### VIII-3- Accélérateurs linéaires.

Dans les accélérateurs linéaires le magnétron peut fournir l'énergie HF nécessaire pour accélérer le faisceau de particules; mais comme on est amené à utiliser plusieurs tubes (puissances très élevées) pour alimenter la ligne ou la cavité constituant le circuit de l'accélérateur, une synchronisation parfaite est nécessaire, synchronisation qui est difficile dans le cas du magnétron, c'est pour cette raison qu'on lui préfère souvent les klystron

#### VIII-4- Chauffage industriel et matériel de diathermie.

##### VIII-4-1. Applications en chauffage haute fréquence.

Le magnétron a trouvé son emploi dans certains émetteurs de chauffage haute fréquence, mais il faut préciser que c'est du chauffage par pertes diélectriques qu'il s'agit.

Le chauffage diélectrique est un moyen commode de transformer l'énergie électrique HF en chaleur dans une substance, lorsque l'application d'une tension entre deux points de cette substance s'avère difficile.

La substance à chauffer est placée entre les armatures d'un condensateur, soit en contact direct avec les armatures soit séparée par un diélectrique convenable. Ce condensateur est placé en parallèle sur le condensateur du circuit oscillant.

Il ne sera pas inutile d'énumérer les applications importantes du chauffage diélectrique dans l'industrie; par exemple dans l'industrie des matières thermo-durcissables et thermo-plastiques où le chauffage diélectrique donne des résultats nettement meilleurs que par les procédés habituels; on obtient en effet un bon rendement, une homogénéité dans le chauffage et une qualité meilleure des produits traités.

- L'industrie du caoutchouc et du latex utilise aussi le chauffage diélectrique : vulcanisation du caoutchouc dans l'industrie des pneumatiques
- Le traitement des matières vitreuses.
- L'application dans l'industrie du bois est souvent avantageuse; on procède facilement au séchage du bois et au collage d'éléments contre-plaqués
- On peut utiliser le chauffage diélectrique pour détruire certains parasites dans les produits alimentaires.

Enfin pour terminer ce paragraphe nous donnerons l'exemple d'un magnétron récemment mis au point pour ses applications au chauffage diélectrique (il est construit par Hyperlec)

##### - Magnétron pour la polymérisation, la cuisson des aliments..

Le YJ 1 162 est un magnétron à ondes entretenues destiné aux applications industrielles des hyperfréquences ( polymérisation des isolants synthétiques , cuisson rapide des aliments etc...). Sa puissance varie

de 2 à 2,5 KW dans la bande des S.HF (Super-hautes fréquences) de  $2\,450 \pm 25$  MHz  
Son taux d'ondes stationnaires maximal est de 4 ( ou de 10 en fonctionnement  
intermittent de 0,02 s, soit de 20% du temps de service.)

#### VIII-4-2. Matériel de diathermie.

C'est depuis bien longtemps que les courants HF ont trouvé leur application dans le domaine médical, déjà à 30 MHz on avait constaté que les terminaisons nerveuses de l'homme et de l'animal devenaient inexcitables. Il serait hors sujet d'énumérer toutes les applications dans le domaine de la diathermie, il suffit de préciser qu'en dehors du dégagement de chaleur provoqué par le sujet par l'application des courants HF il existe des effets sur la nutrition et sur la destruction cellulaire.

Nous donnerons ci-dessous un exemple de magnétron fonctionnant en ondes entretenues et utilisé dans les appareillages de diathermie.

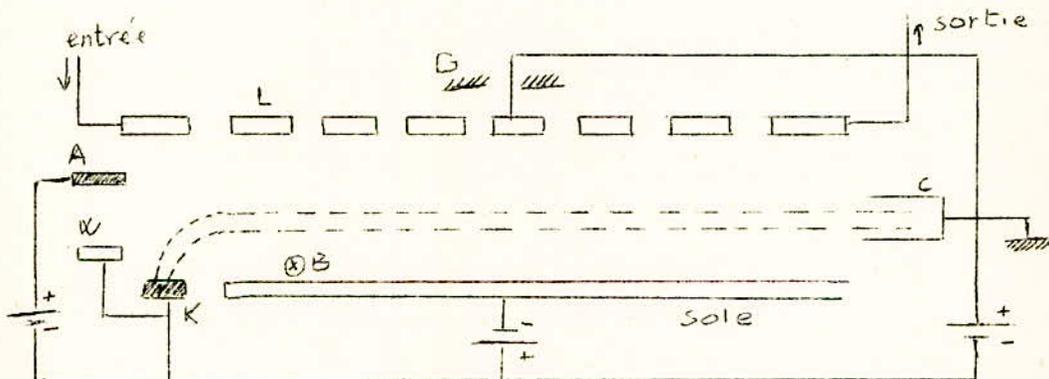
- Magnétron RK 5609 de Raythéon- fréquence fixe dans la gamme 2,425 à 2,475 GHz. Aimant incorporé. Puissance de sortie 80 watts sous 1,3 KV.

VIII-5- Amplificateurs à champs croisés- TOPM- Carcinotron type M- Platinotron.

On a réalisé des amplificateurs à champs croisés fonctionnant sur le même principe que le magnétron à ondes progressives, à la seule différence fondamentale que le circuit à retard n'est pas fermé sur lui-même mais présente une entrée et une sortie découplées l'une par rapport à l'autre.

Selon que le synchronisme entre le faisceau d'électrons et le champ du circuit à retard se réalise lorsque celui-ci se propage dans le même sens que le faisceau ou dans le sens contraire, on obtient dans le 1° cas les tubes à ondes progressives de type "M", dans le 2° cas des carcinotrons de type M et des amplificateurs de type platinotron.

VIII-5-1. Tube amplificateur à onde progressive, type M.



A anode ; C collecteur ; G absorbant ; L ligne ; K cathode

Un canon à électrons lance un faisceau qui se déplace entre deux électrodes parallèles entre lesquelles est appliquée une tension continue. La ligne à retard L constituera l'électrode positive. Il va régner entre ses deux électrodes un champ électrique constant et égal à  $V_0/d$  (d étant la distance qui sépare les deux électrodes) en plus du champ de l'onde qui se propage sur la ligne.

Pour empêcher les électrons (soumis à l'action de la force d'origine électrique) à fuir vers la ligne à retard (puisque portée au potentiel positif), on crée un champ magnétique  $H_0$  continu et perpendiculaire au

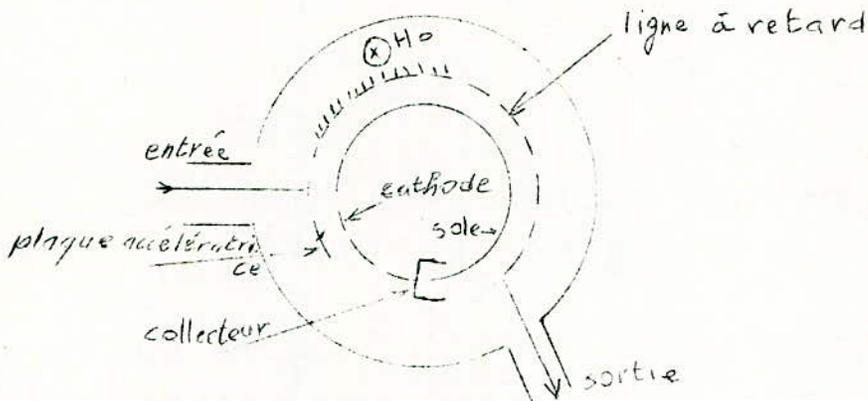
plan de la figure qui équilibre l'action de la force d'origine électrique, ainsi le faisceau d'électrons suivra une trajectoire rectiligne parallèle à la ligne à retard.

Si le faisceau possède une vitesse  $v_0$ , la condition d'équilibre nous donne  $E_0 = \mu_0 \cdot H_0 \cdot v_0$  avec  $E_0 = V_0/d$

Le canon à électrons doit satisfaire à cette condition, c'est à dire donner un faisceau de vitesse égale à  $v_0$  et se déplaçant parallèlement aux électrodes.

Généralement les tubes de ce genre sont à structure circulaire, on rencontre cependant des tubes à structure rectiligne mais coaxiale.

Ces tubes possèdent une largeur de bande importante, avantage des tubes à ondes progressives, et un bon rendement caractéristique du magnétron (un rendement de 45% est atteint en ondes entretenues.)



VIII-5-2. Carcinotrons de type "M".

On retrouve le même schéma que pour les T.O.P.M. Comme au synchronisme la vitesse du faisceau est proportionnelle à la tension  $V_0$  et comme en général la vitesse de l'onde inverse sur la ligne varie presque linéairement avec la fréquence, on peut donc régler ces oscillateurs en fréquence par simple variation de la tension  $V_0$ .

Il existe des tubes donnant 500 watts entretenues dans la bande 1 200-1 500 MHz, ou 15 watts dans la bande 31- 37 GHz.

VIII-5-3. Platinotron.

Le fonctionnement des tubes de ce type repose sur le même principe que pour les tubes à ondes progressives.

De structure circulaire, il ressemble de très près au magnétron, à la seule différence que le circuit anodique est interrompu et présente une entrée et une sortie.

Ces tubes fonctionnant comme des amplificateurs saturés, leur gain est de l'ordre de 10 dB, la bande passante de 10 à 15% de la fréquence centrale ; le rendement peut atteindre 80%.

MANIPULATION : Mesure des coefficients de surtension.I- Etude théorique.

Pour cette mesure, le magnétron sera branché comme une charge en bout de ligne, et sera remplacé à cet effet par son circuit équivalent. L'admittance présentée par le magnétron et considérée dans un plan de la ligne aura pour expression.

$$Y = \frac{1}{R} + j \left( C\omega - \frac{1}{L\omega} \right)$$

$$Y = G + j 2 \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \cdot \frac{Q_e}{Z_0} = \frac{1}{Z_0} \left( GZ_0 + j 2 \frac{\Delta\omega}{\omega_0} Q_e \right) \quad -1-$$

$f_0$  : fréquence de résonance du magnétron.

$Q_e$  = coefficient de surtension externe défini par  $Q_e = C \cdot \omega_0 \cdot Z_0$ .

Le coefficient de réflexion en bout de ligne sera défini par  $\Gamma_0 = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0}$

$$\Gamma_0 = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} = \frac{1 - Z_0/Z}{1 + Z_0/Z} = \frac{1 - Z_0 Y}{1 + Z_0 Y}$$

$$\Gamma_0 = |\Gamma_0| e^{j\theta_0} \quad -2-$$

$$|\Gamma_0| e^{j\theta_0} = \frac{1 - \left( GZ_0 + j 2 \frac{\Delta\omega}{\omega_0} Q_e \right)}{1 + \left( GZ_0 + j 2 \frac{\Delta\omega}{\omega_0} Q_e \right)}$$

$$|\Gamma_0| e^{j\theta_0} = \frac{1 - (GZ_0)^2 - 4 \left( \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \right)^2 Q_e^2 - j 4 \frac{\Delta\omega}{\omega_0} Q_e}{(1 + GZ_0)^2 + 4 \left( \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \right)^2 Q_e^2}$$

$$\tan \theta_0 = - \frac{4 Q_e \frac{\Delta\omega}{\omega_0}}{1 - (GZ_0)^2 - 4 Q_e^2 \left( \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \right)^2} \quad -3-$$

$$4 \left( \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \right)^2 Q_e^2 - 4 \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \frac{1}{\tan \theta_0} Q_e + (GZ_0^2 - 1) = 0 \quad -4-$$

$$Q_e = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \left( \sqrt{\frac{1}{\tan^2 \theta_0} + 1 - (GZ_0)^2} \pm \frac{1}{\tan \theta_0} \right) \quad -5-$$

Appelons S le taux d'ondes stationnaires sur la ligne.

A la fréquence de résonance  $f_0$  la tension, est maximum aux bornes du circuit du magnétron et nous aurons  $Y = G = 1/R$  ; en faisant apparaitre

le taux d'ondes stationnaire nous aurons  $R = S \cdot Z_0$   $G \cdot Z_0 = 1/S$

pour un minimum de tension nous aurons  $R = S/Z_0$   $G \cdot Z_0 = S$

la formule 5 donne dans les deux cas :

$$Q_e = \frac{\omega_0}{2\Delta\omega} \left[ \sqrt{\frac{1}{\tan^2 \theta_0} + 1 - \left(\frac{1}{S}\right)^2} \pm \frac{1}{\tan \theta_0} \right]$$

$$Q_e = \frac{\omega_0}{2\Delta\omega} \left[ \sqrt{\frac{1}{\tan^2 \theta_0} + 1 - S^2} \pm \frac{1}{\tan \theta_0} \right]$$

On voit donc que la détermination de  $Q_e$  nécessite la connaissance de  $\theta_0, S$  et de la fréquence de résonance.

Pour  $\theta_0 = \pm 90^\circ$  par exemple on aura :

$$Q_e = \frac{\omega_0}{2\Delta\omega} \sqrt{1 - \frac{1}{S^2}} \quad - 6 -$$

On peut aussi remplacer  $\frac{\omega_0}{2\Delta\omega} = q$  dans l'expression de  $Q_e$  où  $\Delta\omega$  serait choisi arbitrairement.

$$Q_e = q \left[ \sqrt{\frac{1}{\tan^2 \theta_0} + 1 - \frac{1}{S^2}} - \frac{1}{\tan \theta_0} \right] \quad - 7 -$$

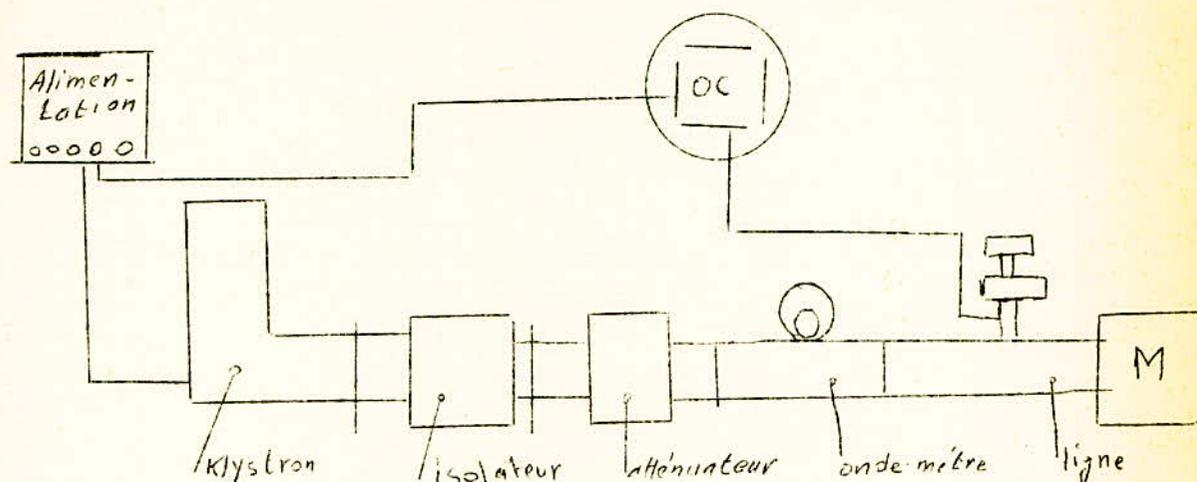
$$\tan \theta_0 = - \frac{2Q_e \frac{1}{q}}{1 - \frac{1}{S^2} - \left(\frac{Q_e}{q}\right)^2}$$

Nous pourrions alors tracer  $\theta_0$  en fonction de S pour différentes valeurs de q en prenant  $Q_e$  comme paramètre.

## II- Matériel utilisé.

- |                         |                            |
|-------------------------|----------------------------|
| 1- alimentation         | 1- ondemètre               |
| 1- Klystron 2K25A       | 1- ligne de mesure         |
| 1- isolateur à ferrite. | 1- Oscilloscope cathodique |
| 1- atténuateur calibré. | 1- Magnétron.              |

### III-Schéma du montage.



On applique sur le réflecteur la tension de déviation horizontale de l'oscilloscope.

Il faut noter que la ligne de mesure est constituée par un élément de guide fendu sur le grand côté terminé à ses extrémités par des brides de raccordement. Une sonde montée sur un chariot plonge dans le guide par l'intermédiaire de la fente. La sonde prélève une partie de l'énergie qui est transmise à un cristal détecteur.

L'onde-mètre permet de mesurer la longueur d'onde et en conséquence la fréquence de l'énergie issue du montage oscillateur.

### IV- Méthode de mesure.

- 1° Déterminer la fréquence d'accord  $f_0$ .
  - 2° Mesurer le T.O.S sur la ligne à cette fréquence.
  - 3° Pour un désaccord  $\Delta f$ , calculer  $2 \frac{\Delta f}{f_0}$  ce qui donne  $\theta$
  - 4° Déterminer  $\theta_0$  (à partir de 5 et du déplacement du minimum.)
- En se reportant à la formule 7 on trouve la valeur de  $Q_e$

Description d'un montage permettant une étude expérimentale des caractéristiques ( $i_p, v_p$ ) du magnétron de Hull.

Le but de cette étude est de donner un schéma de montage pratique avec lequel il sera possible de faire des expériences au laboratoire des hyperfréquences de l'École, afin d'étudier les caractéristiques importantes du magnétron et découvrir les complexités des phénomènes.

1- Description du tube utilisé.

- Le magnétron comporte une anode centrale et deux anneaux de garde
- La cathode est à oxydes et à chauffage indirect.
- Les plaques sont en constantan.
- le tube étant scellé en ampoule de verre.

2- Description du montage.

Le montage indiqué permet aisément de relever les caractéristiques ( $i_p, v_p$ ) du magnétron en fonction de l'intensité et de l'orientation du champ magnétique ; le champ magnétique H est créé par un solénoïde B parcouru par un courant  $i_H$ . Deux bobines B' et B'' fournissent des champs supplémentaires H' et H'' perpendiculaires à H et de l'ordre de 1/100 de sa valeur permettent de faire varier l'orientation du champ résultant.

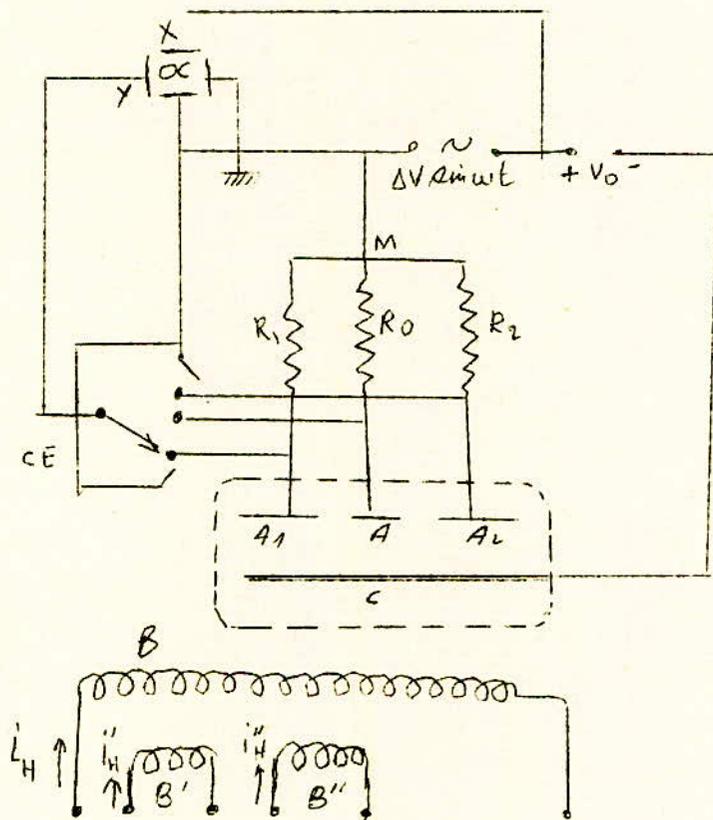
Le courant débité par chaque anode passe dans une résistance de charge les trois résistances de charge  $R_0, R_1, R_2$  sont reliées ensemble en un point M qui est mis à la terre.

On crée entre M et la cathode une d.d.p variable  $V_0 \pm \Delta V \cdot \sin \omega t$ ;  $R_0, R_1, R_2$  sont telles que les chutes de tensions entre leurs extrémités sont négligeables devant  $\Delta V$ . Les trois anodes restent pratiquement équipotentielles

Les plaques X de l'oscillographe cathodique enregistrent la partie variable de la tension  $v_p$  et les plaques Y le courant débité par chacune des résistances des trois anodes.

Le commutateur électronique a été utilisé pour pouvoir visualiser simultanément les trois courants débités par les trois anodes.

La fig représente le schéma du montage.



$A, A_1, A_2$  = Anodes ;  $CE$  = commutateur électronique  
 $B$  = solénoïde ;  $oc$  = oscilloscope cathodique  
 $C$  = cathode ;  $R_0, R_1, R_2$  = Résistances de charge

- CONCLUSION -

Depuis son invention, le magnétron a subi des changements dans sa conception et sa construction. Il est apparu sous trois formes.

- magnétron à anode pleine.
- magnétron à anode fendue.
- magnétron à cavités.

d'où trois sortes de fonctionnement :

- fonctionnement en oscillateur cyclotron avec une fréquence proportionnelle à un champ magnétique  $H$  qui est légèrement supérieur à sa valeur critique  $H_c$ .

- fonctionnement en résistance négative.
- fonctionnement en ondes progressives.

Les seuls magnétrons construits industriellement sont les magnétrons à cavités. Les magnétrons de ce type qui constituent des générateurs d'oscillations centimétriques à haute puissance présentent des performances meilleures sur celles des types classiques utilisés en H.F et des tubes à modulation de vitesse. En effet aux fréquences supérieures à 3 GHz, les tubes à charge d'espace refusent quelquefois d'osciller et ne constituent plus de source d'énergie électromagnétique, alors que le magnétron peut fournir une puissance moyenne de l'ordre des centaines de watts, et peut atteindre en impulsion et même dépasser des centaines de KW pour des fréquences atteignant les 24 GHz ( ou les dépassant ).

L'avantage sur les klystrons est net si on parle en puissance en impulsion : en effet vers 3 GHz les klystrons fournissent quelques centaines

de watts et atteignant quelques milliwatts pour des fréquences de l'ordre de 24 GHz.

Certes le magnétron est loin de remplacer les amplificateurs de puissance pouvant fonctionner à une fréquence donnée ; il n'a pas la stabilité de fréquence qu'on rencontre pour ces derniers pour lesquels la fréquence peut être stabilisée avec du quartz. Cependant pour les radars à impulsions des magnétrons bien conçus peuvent avoir une stabilité de fréquence acceptable

De conception simple, de construction délicate et de rendement élevé le magnétron présente encore certains secrets et complexités des effets observés. L'étude des caractéristiques  $(i_p, v_p)$  permet de se rendre compte des phénomènes complexes qui restent difficiles à expliquer. Des études théoriques poussées ont été entreprises dans ce sens pour arriver à une explication rigoureuse de tous les phénomènes observés.

Le but de notre étude n'est pas d'expliquer tous les phénomènes propres au magnétron car cela nécessiterait une étude expérimentale, mais elle nous a permis de faire un tour d'horizon sur tous les problèmes qui se posent dans le magnétron, pour sa conception, sa construction, et ses applications en particulier et des problèmes propres aux ondes ultracourtes en général.

Je tiens à remercier à la fin de ce travail Monsieur A. ZERGUERRAS qui a bien voulu me proposer ce sujet et qui m'a aidé à l'accomplir.

Je remercie également M. J. SLOSIAR Directeur du Département Télécommunications-Expert UNESCO qui a bien accepté de présider le Jury.

- BIBLIORRAPHIE -

- 1- Bronwell and Beam : Théory and application of Microwaves.
- 2- Harvey : Microwave engineering.
- 3- Hinkel : Les magnéotrons.
- 4- Raoult : Les ondes centimétriques.
- 5- Slater : Microwave electronics.
- 6- Slosiar: Théorie des circuits, cours professé à l'E.N.P.A.
- 7- Voge : Les tubes aux hyperfréquences.

TABLEAU III

## MAGNETRONS A CAVITES DE RADAR

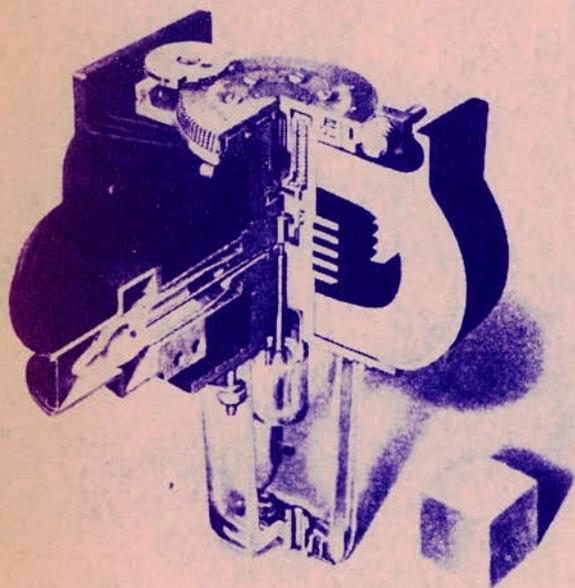
Notations: - V: tension d'anode; I<sub>a</sub>: courant anodique; P<sub>a</sub>: puissance d'alimentation; H<sub>0</sub>: champ magnétique de focalisation; P: puissance crête de sortie; η: rendement.

	5 J 26 (1) (5)	6 285 (6) Westinghouse	2 J 22 (7) à 2 J 34	MC 1 053 (8) MCV 1 053 (1) (9) C.S.F.	6 410 (10) General Electric Raytheon	725 A (11) 2 J 51 (1)	4 J 50 (12) 4 J 78	MG 16 T 1 (13) L.T.T.
Gamme de fréquence (kMc/s)	1, 20-1, 35	1, 31	2, 7 à 3, 333 Gamme couverte avec 13 magnétrons à fréquence fixe	2, 9 à 3, 25 (MC) 2, 9 à 3, 2 (MCV)	2, 75 à 2, 86	9, 345-9, 405 (725 A) 8, 5 à 9, 6 (2 J 51)	9, 345 à 9, 405 (4 J 50) 9, 003 à 9, 168 (4 J 78)	34, 88 ± 1, 5 % 34, 360-335, 410
Nombre de cavités «Strappings»	8 (2)	10 (2)	8 (2)			12 (2)	16 (7)	24 (3)
Chauffage { Tension (V) Courant (A)	23, 5 2, 2	20 200	6, 3 1, 5	14 5, 6 (coupé en fonctionnement)	8, 3 85 (coupé en fonctionnement)	6, 3 0, 8 à 1 (réduit en fonctionnement)	13, 75 3, 4 (réduit en fonctionnement)	9 3, 5 (coupé en fonctionnement)
V <sub>0</sub> (kV)	27, 5 31 (max)	66	10 à 22 (performances spéciales pour 31)	30-32 (34 max)	71 (76 max)	12 à 14 (16 max)	21 23 (max)	20 (max)
I <sub>a</sub> (A)	46 60 (max)	365-385	8 à 30 (35 pour 31 kV)	65 (80 max)	130 (135 max)	12 à 14 16 (max)	27, 5 30 (max)	25 (max)
P <sub>a</sub> (kW)	1, 8	17	0, 6 (max)	2 (max)	7 (max)	0, 15 à 0, 18	0, 7 à 1, 2 (max)	0, 03 0, 045 (max)
H <sub>0</sub> (oersted)	1 400	1 440	1 000 à 2 400 (2 800 pour 31 kV)	3 200 (4)	(4)	5 400 (4)	6 000 (4)	11 000 (4)
P (kW)	400	10 000	240 pour 20 kV (750 pour 31 kV)	1 200 (MC) 1 100 (MCV)	4 500	40 à 70 (725 A) 100 (2 J 51)	240 (400 max)	100 (150 max)
η (%)	42	45	30 à 55	62, 5 (max) (90 électronique)		35 (max 725 A) 45 (max 2 J 51)	45 à 50	
Durée d'impulsion (μs)	1	10	1 (2, 5 max)	2 (2, 2 max)	2 (2, 2 max)	1 (2 max)	1	0, 1 à 0, 4
Fréquence de répétition des impulsions (p/s)	1 000		1 000	500		1 000	1 000	
Coefficient d'utilisation	0, 002 (max)	0, 0017	0, 002	0, 001 (max)	0, 00072 (0, 001 max)	0, 001	0, 002 (max)	0, 0004
«Pulling figure» (Mc/s)	2 à 2, 5		12 à 15	9 à 14	15	12	12 à 15	45
«Pushing factor» (Mc/s/A)	0, 05 à 0, 1		0, 1 à 0, 3	0, 02 à 0, 03	0, 025		0, 2	
Refroidissement	Air forcé	Eau et air forcé	Air forcé	Air forcé	Eau	Air forcé	Air forcé	Air forcé
Mode	Coaxial	Coaxial	Coaxial	Coaxial	Coaxial	Guide (transition coaxial-guide)	Guide	Guide
				Photo II	Photo III	Figure 36	Photo IV	Photo V

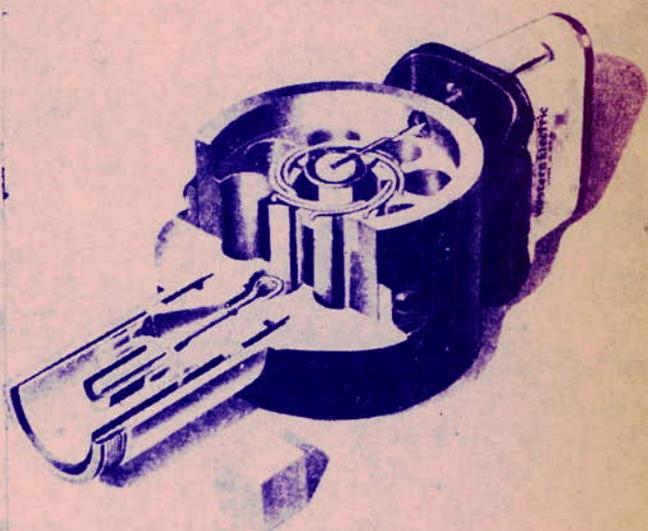
## NOTES

- (1) Fréquence réglable.
- (2) « Strapping » en anneau.
- (3) « Rising Sun ».
- (4) Aimant incorporé.
- (5) Version française CFTH.
- (6)  $a/b = 0,632$  ;  $Q_c = 100$  — Poids : 27 kg.
- (7) Version française CFTH pour les 2 J 26-27 et 30 à 34.
- (8) Poids 37,5 kg. Vie : 1 000 heures. Précision d'ajustement de la fréquence :  $< \pm 15$  Mc/s. Dérive à la mise en route :  $< 2$  Mc/s en 5 minutes ; entre impulsions successives :  $< 5$  kc/s. Le MC 1055 est une version améliorée du MC 1053.
- (9) Gamme de réglage : 100 Mc/s. Tubes de performances assez analogues : 5 586 (2,7 à 2,9 kMc/s-version française CFTH) et 5657 (2,9 à 3,1 kMc/s-version française CFTH) délivrant 800 kW de crête sous une tension de 30 kV.
- (10) Poids : 26 kg. Durée du préchauffage : 3 minutes.
- (11) Poids du 725 A : 680 g. Aimant 3,6 kg. Version française du 725 A CFTH. Tubes de caractéristiques analogues : 2 J 49 (9, 003-9, 168 kMc/s), 2 J 50 (8, 17-8, 89 kMc/s), et les tubes de CFTH : TH 2 J 49 (9,05-9,15 kMc/s), TH 1249 B (9,05-9, 25 kMc/s), TH 2 J 50 (8, 75-8, 9 kMc/s), TH 1250 B (8,8-9 kMc/s).
- (12) Poids du 4 J 50 : 4 kg. Version française du 4 J 50 : CFTH. Il existe des tubes dérivés à fréquence réglable TH F 1026 (8, 5-9, 6 kMc/s ; puissance minimum 175 kW de crête) de CFTH et divers tubes américains délivrant 200 à 250 kW de crête.
- Le tube 4 J 52 a le même circuit anodique et la même gamme de fréquence que le 4 J 50, mais un aimant plus léger et une cathode moins massive. Il délivre 80 kW de crête sous 15 kV et pèse 2, 7 kg. Il en existe une version réglable de 8,5 à 9,6 kMc/s (4 J 52 T). Les tubes existent en France en version fixe (CFTH) et réglable (MCV 352 de CSF ; TH F 1025 de CFTH).
- Pour des puissances encore plus faibles, on peut citer le 2 J 42 (version française CSF) délivrant 8 kW de crête sous 5,5 kV. Gamme de fréquence : 9,345-9, 405 kMc/s.
- (13) Poids : 6 kg ; Vie : 200 heures ;  $a/b = 0,7$  ; Densité d'émission : 80 A/cm<sup>2</sup> ; Durée du préchauffage : 5 minutes.

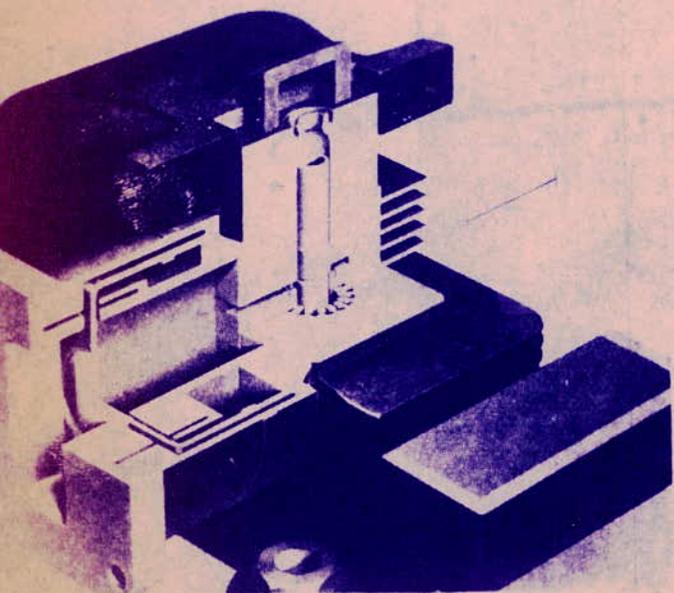
N.B. — On pourrait citer aussi le magnétron à fréquence réglable 6843 (version française : TH 1447 de CFTH), qui délivre 250 kW de crête sous 25 kV, de 5,15 à 5,825 kMc/s.



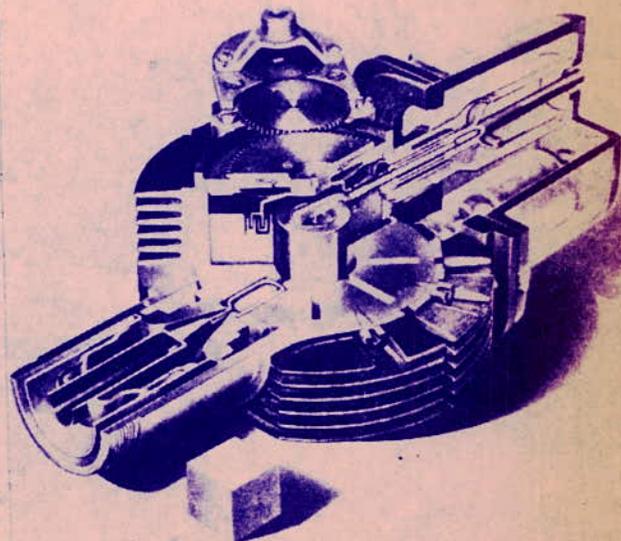
Coupe magnetron 2J51 (55 kW — 8500 à 9600 Mc/s)  
On notera la commande d'accord agissant sur les plongeurs.



Magnétron-fréquence fixe 5J23 (275 kW — 1050 Mc/s)  
Noter le « Strapping » en échelons et le système de couplage.



Coupe du magnétron à aimant non démontable 4J52 (100 kW — 9375 Mc/s)  
à la cathode axiale et les ailettes de refroidissement ainsi que le transformateur de section en H, entre le résonateur et le guide d'ondes.



Magnétron accordable 5J26 (600 kW — 1220 à 1350 Mc/s)  
Le dispositif d'accord comporte 2 anneaux concentriques qui peuvent s'élever et s'abaisser.

Fig. 10.20.— Magnétron à haute puissance (type 720); 10 cm, puissance pulsée de sortie 1000 W (avec la bienveillante autorisation des Bell Telephone Laboratories).

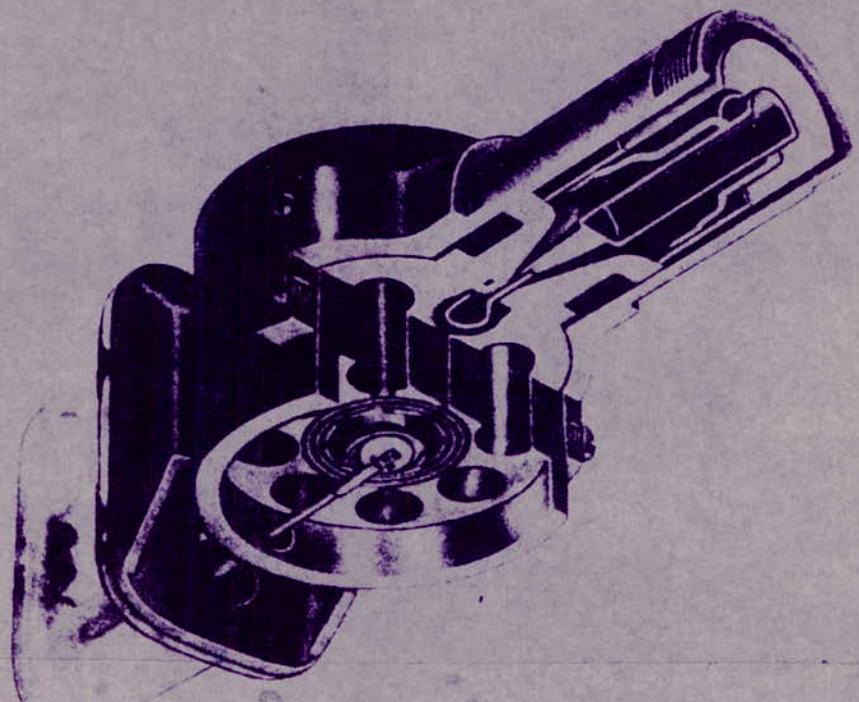


Fig. 3. Magnétron habillé, Philips type 7091. Ce tube délivre une puissance de 2 kW en fonctionnement en ondes entretenues à la fréquence de Mc/s.

