

M. Jahoda

Les oscillations du magnétron avec la triode

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 65 (1936), No. 2, 88--96

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/120831>

## Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1936

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

# ČÁST FYSIKÁLNÍ.

## Les oscillations du magnétron avec la triode.

M. Jahoda, Praha.

(Reçu le 30 septembre 1935.)

L'étude que nous allons faire concerne la production des ondes très courtes au moyen d'une triode possédant des électrodes cylindriques et circulaires dont l'axe est le filament et placé dans un champ magnétique dont les lignes de force sont parallèles au filament. Cet ensemble porte le nom de triode-magnétron.

La première partie traite des caractéristiques du triode-magnétron, la deuxième le triode-magnétron en tant que générateur des ondes très courtes et la troisième partie la dépendance de la longueur d'onde du système extérieur.

A. Žáček<sup>1)</sup> a déjà montré qu'on pouvait se servir d'une diode pour la production des ondes très courtes. La diode était constituée par une anode cylindrique et circulaire dans l'axe de laquelle se trouvait le filament et était placée dans un champ magnétique dont les lignes de force étaient parallèles au filament. Ce même auteur a fait breveter<sup>2)</sup> non seulement le magnétron avec la diode, mais aussi le magnétron avec la triode.

Dans cette étude nous allons montrer en effet qu'on peut aussi se servir d'une triode en appliquant sur la plaque et sur la grille une tension positive.

Le magnétron utilisé est ainsi constitué: soit c'est une diode à anode cylindrique et circulaire dont l'axe est le filament et placée à l'intérieur d'une bobine magnétiseuse assez longue de façon que les lignes de force soient parallèles au filament. Soit c'est une triode à électrodes cylindriques placée au centre de la bobine magnétiseuse de la même façon que la diode car c'est la condition pour que la lampe soit dans un champ uniforme. La bobine magnétiseuse est constituée par un tube de cuivre jaune de 5,8 cm de diamètre et de 38 cm de longueur sur lequel on a enroulé 3688 spires de fil de cuivre de 1,5 mm d'épaisseur. Un courant de 1 Amp. produit au centre de la bobine une intensité de champ magnétique de 106 Oersted.

Si nous plaçons la diode au centre de la bobine parcourue par le courant, la trajectoire des électrons (émis par le filament et

<sup>1)</sup> A. Žáček, Časopis pro pěstování matem. a fysiky. **53** (1924), 378; Jahrb. f. drahtl. Telegr. **32** (1928), 172.

<sup>2)</sup> Čs. pat. No. 20.293; All. pat No. 471.524.

attirés par l'anode positive) qui était primitivement rectiligne, se courbe. Plus le champ magnétique augmente, plus la courbe s'accroît. De plus, pour un champ magnétique de faible intensité, les électrons continuent à atteindre l'anode, mais pour une plus forte intensité il arrive que les trajectoires sont tellement déformées que les électrons ne peuvent plus atteindre l'anode. Le champ magnétique correspondant est appelé champ magnétique critique ou champ de blocage  $H_{kr}$ .

Si tous les électrons partaient du filament avec la vitesse zéro et si tous les points du filament étaient au même potentiel, au début, à mesure qu'on élèverait la valeur de champ magnétique, le courant d'anode serait constant. Puis le champ de blocage étant atteint, le courant anodique tout à coup tomberait à zéro. Si nous faisons croître encore cette intensité du champ magnétique, l'intensité du courant anodique serait encore zéro. A. W. Hull<sup>3)</sup> a trouvé que l'intensité du champ de blocage était donnée par la formule

$$H_{kr} = \sqrt{8 \frac{m}{e}} \cdot \frac{\sqrt{E_a}}{r_a} = \text{konst} \frac{\sqrt{E_a}}{r_a}, \quad (1)$$

où  $m$  est la masse de l'électron et  $e$  sa charge.  $E_a$  est le potentiel de l'anode et  $r_a$  le rayon de l'anode.

Mais en réalité, les électrons partent du filament avec des vitesses différentes et tous les points du filament ne sont pas au même potentiel. L'anode a par conséquent un potentiel différent par rapport aux différents points du filament et c'est pourquoi, lorsque le champ de blocage est atteint, le courant de plaque ne descend pas brusquement à zéro, mais y parvient très vite d'une façon continue.

En ce qui concerne le triode-magnétron, il faut envisager non seulement le courant de plaque mais aussi celui de grille. Leur intensité est donnée en fonction du champ magnétique  $H$  par les formules

$$i_g = f_1(H)_{E_a, E_g = \text{konst.}}; \quad i_a = f_2(H)_{E_a, E_g = \text{konst.}}, \quad (2)$$

où  $i_g$  est le courant de grille,  $i_a$  le courant de plaque,  $E_g$  le potentiel de grille et  $E_a$  le potentiel de plaque.

Les potentiels de plaque et de grille étant positifs, une partie des électrons atteint la grille, une autre la plaque. Mais si l'on place la triode dans le champ magnétique précédent, à mesure que le champ croît, les trajectoires des électrons s'incurvent. Lorsque ce champ a atteint une certaine valeur  $H_{akr}$ , appelée champ de blocage anodique, les électrons ne peuvent plus parvenir à la plaque. Le courant anodique a alors atteint très vite la valeur zéro et s'y maintient pour des champs magnétiques plus grands que  $H_{akr}$ .

<sup>3)</sup> A. W. Hull, Physical Review 18 (1921), 31.

Les électrons retournent en arrière vers la grille positive. Une partie d'entre eux tombe sur elle et le courant de grille augmente, une autre partie retourne au filament. Qu'arrive-t-il encore lorsque le champ magnétique a dépassé la valeur  $H_{akr}$ ? Les trajectoires des électrons s'incurvent de plus en plus à tel point que lorsque le champ a atteint la valeur  $H_{gkr}$  ( $H_{gkr} > H_{akr}$ ) appelée champ de blocage de grille, les électrons ne peuvent plus parvenir à la grille, leurs trajectoires sont toutes entières situées entre le filament et la grille et le courant de grille atteint très vite la valeur zéro. On constate que la valeur de  $H_{akr}$  est à peu près indépendante du potentiel de grille, même la valeur  $H_{gkr}$  est à peu près indépendante du potentiel de plaque de sorte que les valeurs de  $H_{akr}$  et  $H_{gkr}$  sont données par:

$$H_{akr} = \text{konst} \frac{\sqrt{E_g}}{r_a}; \quad H_{gkr} = \text{konst} \frac{\sqrt{E_g}}{r_g}, \quad (3)$$

où  $r_a$  est le rayon d'anode et  $r_g$  le rayon de grille.

Sur la fig. 1 sont représentés les caractéristiques du triode magnétron avec une cathode wolfram du  $r_a = 0,9$  cm,  $r_g = 0,3$  cm,  $E_g = E_a = 120$  Volt.

#### Le magnétron considéré comme générateur.

Supposons que nous plaçons la diode dans un champ magnétique supérieur ou égal au champ de blocage, les électrons décrivent alors des courbes fermées et leur mouvement périodique engendre entre les électrodes une différence de potentiel alternative, dont la période est fonction du temps mis par l'électron à décrire une de ces courbes. Pour étudier les ondes électromagnétiques correspondantes on a relié l'anode et le filament à deux fils métalliques parallèles éloignés de 15 mm et de longueur variable. On peut faire varier cette longueur soit en changeant purement et simplement les fils, soit, pour de petites variations, en faisant glisser deux petits tubes placés aux extrémités des fils. La longueur d'onde fut mesurée au moyen du système de Lecher: deux fils de cuivre éloignés l'un de l'autre de 20 mm et tendus sur un châssis de bois, furent reliés par un pont métallique rectangulaire de  $100 \times 95$  mm que l'on pouvait déplacer au moyen d'un fil de soie. Les extrémités des fils métalliques d'un côté furent fixés à une plaque de cuivre jaune rectangulaire de  $70 \times 50$  mm, fendue par le milieu et dont les deux parties avaient été légèrement écartées, une d'entre elles fut reliée à un détecteur à cristal par l'intermédiaire d'un condensateur et l'autre fut reliée directement au détecteur. En parallèle avec le détecteur on avait placé un galvanomètre à miroir.

Les oscillations du diode-magnétron prennent naissance au voisinage du champ de blocage et la longueur d'onde est donnée par la relation

$$\lambda = \frac{\text{konst}}{H_{kr}}. \quad (4)$$

A mesure que le champ magnétique croît (à condition que l'anode soit toujours au même potentiel) l'intensité des oscillations diminue très vite.

Si nous utilisons le triode-magnétron et si nous donnons au champ magnétique une valeur égale ou supérieure au champ de blocage de grille  $H_{gkr}$ , les trajectoires des électrons sont toutes

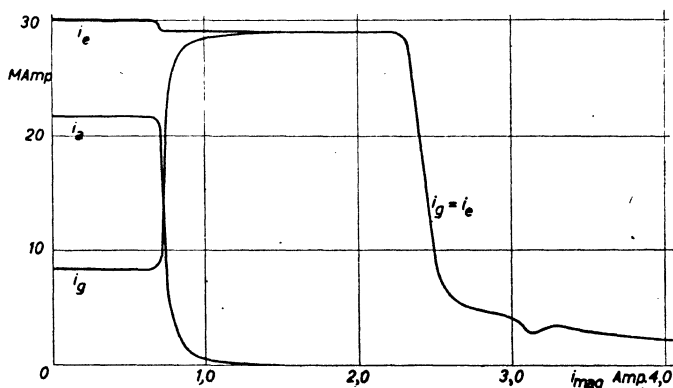


Fig. 1.

entières comprises dans l'espace grille-filament et ressemblent aux trajectoires des électrons dans le diode-magnétron. Les oscillations se produisent et leur longueur d'onde est donnée aussi par la formule (4).

Les oscillations du triode-magnétron correspondant aux trajectoires d'électron toutes entières dans l'espace grille-filament, nous les appellerons oscillations du genre I. Elles prennent naissance pour les champs magnétiques  $H$  donnés par la relation

$$H \geq H_{gkr}. \quad (5)$$

C'est pour  $H = H_{gkr}$  que les oscillations ont la plus grande intensité.

Les oscillations du genre I sont identiques aux oscillations du diode-magnétron de Žáček.

Cependant quand les électrons peuvent pénétrer dans l'espace grille-anode, c'est à dire quand l'intensité du champ magnétique est telle que:

$$H_{akr} \leq H < H_{gkr}, \quad (6)$$

des oscillations se produisent et nous les appellerons oscillations du genre II. Les électrons qui partent du filament traversent la grille, pénètrent dans l'espace grille-anode et retournent vers la grille. Dans ce deuxième passage vers la grille une partie des électrons reste sur la grille et l'autre partie retourne au filament. On montre qu'au voisinage de  $H_{akr}$  non seulement le courant d'anode  $i_a$  diminue, mais aussi le courant total  $i_e$  donné par  $i_e = i_a + i_g$  comme on peut le voir sur la caractéristique  $i_e$  du triode-magnétron (fig 1). Cet abaissement du courant total au voisinage

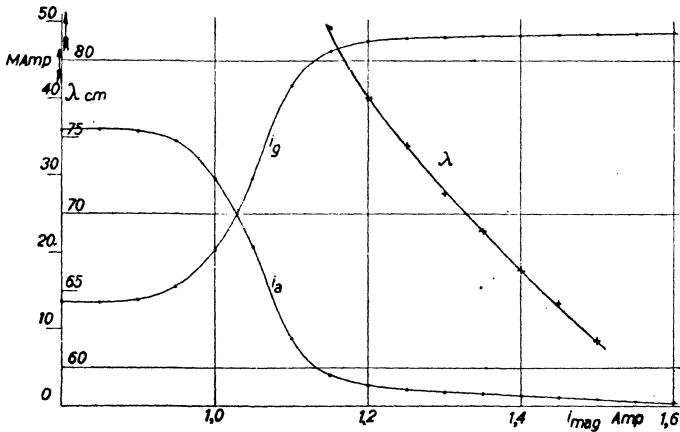


Fig. 2.

de  $H_{akr}$  est l'indice, que les oscillations se produisent. La longueur d'onde est donnée par la relation

$$\lambda_{II} = \frac{A}{H}, \quad (7)$$

où  $A$  est la constante et  $H$  l'intensité du champ magnétique donnée par la relation (6).

L'étude des oscillations du genre II du triode-magnétron furent faite principalement dans le cas, où  $E_a = E_g$ , car dans ce cas les oscillations sont les plus intenses et les plus stables. La figure 2 indique les variations de la longueur d'onde en fonction du champ magnétique et le tableau suivant indique les différentes mesures effectuées. On en a déduit dans chaque cas la valeur de la constante  $A$ .

$\lambda_{II}$	$H$	$A \cdot 10^{-3}$
82,2	121,8	10,0
77,5	127,2	9,86
74,5	132,4	9,87
71,4	137,8	9,84
69,0	143,3	9,88
66,3	148,4	9,85
61,8	159,0	9,83
60,0	164,3	9,86

$$E_a = E_g = 240 \text{ Volt.}$$

La valeur du champ de blocage anodique calculée d'après la relation (3) est de 115 Oersted.

#### Dépendance des oscillations du genre II du système extérieur.

Les oscillations du genre II du triode-magnétron sont par leur production la transition entre les oscillations de Barkhausen-Kurz et les oscillations du diode-magnétron du genre I. En ce qui concerne la triode aux électrodes cylindriques productrice des oscillations de Barkhausen-Kurz, la grille est à un potentiel positif élevé, tandis que la plaque est à un potentiel nul ou négatif. La vitesse des électrons émis par le filament est accrue par la grille positive. Une partie d'entre eux traverse la grille et, la plaque étant négative, ne peut pas parvenir à cette dernière et s'en retourne vers la grille; une partie la traverse et retourne au filament. Ce mouvement périodique des électrons autour de la grille produit entre les électrodes une différence de potentiel alternative de très haute fréquence. H. E. Hollmann<sup>4)</sup> a étudié la dépendance de la longueur d'onde des oscillations de Barkhausen-Kurz du système extérieur. Il a trouvé des domaines où la longueur d'onde ne dépend pas du système extérieur (partie A) et d'autres où elle en dépend (partie B).

Examinons expérimentalement la dépendance de la longueur d'onde des oscillations de Barkhausen-Kurz du système extérieur dans le cas où la triode est placée dans un champ magnétique et où le potentiel des électrodes est constant. Le système extérieur se compose de deux fils parallèles respectivement liés à la plaque et à la grille de la triode et sur lesquels peut se déplacer un condensateur. En parallèle sur le filament est monté un potentiomètre dont le point milieu est relié à la plaque (On a ainsi  $E_a = 0$ ) et on

<sup>4)</sup> H. E. Hollmann, Ann. der Phys. 86 (129), 1928.

a appliqué sur la grille une tension de 200 Volt ( $E_g = 200$  Volt). La figure 3 montre le résultat des mesures.

Quand le champ magnétique croît, l'intensité des oscillations décroît et quand l'intensité du champ magnétique est supérieure

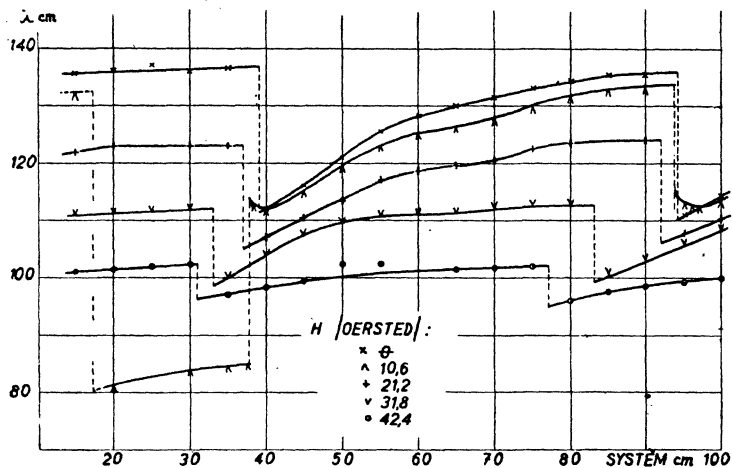


Fig. 3.

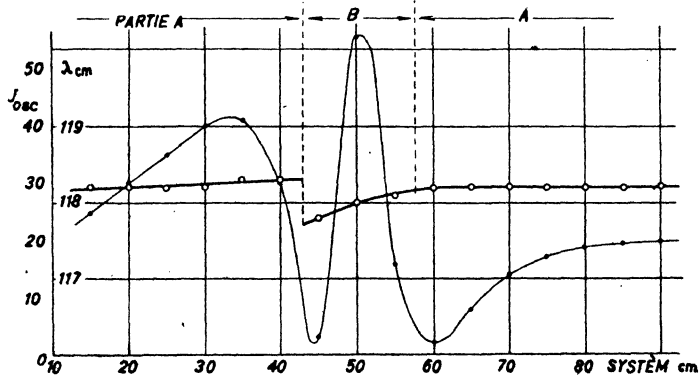


Fig. 4.

à 45 Oersted les oscillations sont tellement faibles, qu'on ne peut plus les mesurer. Dans la partie A comme dans la partie B la longueur d'onde diminue à mesure que  $H$  croît et les sauts de la mesure de la fréquence entre la partie A et la partie B suivent la même variation. On le voit sur le tableau suivant établi d'après la formule



$$f_s = 100 \frac{\lambda_A - \lambda_B}{\lambda_A},$$

où  $\lambda_A$  est l'onde (la plus longue) de la partie *A* et  $\lambda_B$  l'onde la plus courte de la partie *B*:

<i>H</i>	$\lambda_A$	$\lambda_B$	$f_s$ %
0	135,5	110,5	18,5
10,6 <sup>5)</sup>	133,5	114,0	14,6
21,2	124,0	106,5	14,1
31,8	112,5	99,2	11,8
42,4	102,8	95,7	6,9

Quand on place, suivant le montage de Barkhausen et Kurz, la triode dans un champ magnétique croissant, les trajectoires des électrons qui étaient primitivement des droites deviennent des courbes fermées qui s'élargissent de plus en plus et cela permet d'expliquer la diminution des sauts de fréquence.

On peut alors s'attendre à ce que pour les oscillations du triode-magnétron du genre II où la trajectoire des électrons est „la plus large“ les sauts de fréquence  $f_s$  de la partie *A* à la partie *B* soient très petits. La figure 4 montre la variation de la longueur d'onde (ligne forte) et celles de l'intensité des oscillations de genre II du triode magnétron (ligne fine) en fonction de la longueur du système extérieur. Pour un champ magnétique  $H = 84,8$  Oersted et la tension  $E_a = E_g = 120$  Volt on a trouvé  $\lambda_A = 118,3_2$  cm,  $\lambda_B = 117,7_6$  cm d'où  $f_s = 0,5\%$ . On voit sur la fig. 4 que les oscillations qui ont la plus grande intensité sont celles, pour lesquelles la longueur d'onde dépend du système extérieur. Ce sont les oscillations de la partie *B*.

En résumé on peut dire que:

1. Si nous employons une triode comme magnétron, nous obtenons deux sortes d'oscillations qui nous avons appelées oscillations du genre I et oscillations du genre II.

2. Les oscillations du genre I sont identiques avec les oscillations du diode-magnétron.

3. La longueur d'onde des oscillations du genre II est inversement proportionnelle à l'intensité du champ magnétique.

<sup>5)</sup> Pour cette valeur du champ magnétique la courbe présente une irrégularité que l'on peut voir sur la figure 3. Pour des longueurs du système extérieur comprises entre 20 cm et 37 cm on trouve que la longueur d'onde est comprise entre 81 cm et 85 cm au lieu de 132 et 134 cm comme on aurait pu le croire. Ce n'est pas une longueur d'onde harmonique.

4. La longueur d'onde des oscillations du genre II est presque indépendante des variations du système extérieur et les sauts de fréquences sont très faibles.

*Institut de Physique de l'Université Charles, Praha.*

\*

### Oscilace triodového magnetronu.

(Obsah předešlého článku.)

V této práci jest studován magnetronový generátor, tvořený triodou s kruhově válcovými elektrodami, která jest umístěna v dutině magnetisační cívky. Triodový magnetron byl vyšetřován pro případ, že na mřížce i na anodě jsou kladná napětí. Pak magnetronové charakteristiky jsou dvě: jednak závislost anodového proudu  $a$  za druhé závislost mřížkového proudu na intenzitě magnetického pole. Zvyšuje-li se neustále magnetické pole počínajíc od nuly, dráha elektronu se zakřivuje, až při jistém poli, nazvaném kritické magnetické pole anodové  $H_{akr}$ , nedopadnou již elektrony na anodu. Při dalším zvyšování magnetického pole se zakřivuje dráha elektronů stále více, až při t. zv. kritickém magnetickém poli mřížkovém  $H_{gkr}$  nedopadnou již elektrony ani na mřížku.

Při užití triodového magnetronu vznikají dva druhy oscilací. První z nich, vznikající při magnetických polích  $H \geq H_{gkr}$ , jsou označeny jako oscilace I. druhu a jsou zcela identické s oscilacemi diodového magnetronu.

Kmity označené jako oscilace II. druhu vznikají při magnetických polích daných nerovinnou

$$H_{akr} \leq H < H_{gkr}. \quad (6)$$

Vyšetřování oscilací triodového magnetronu II. druhu se dalo hlavně pro případ, kdy napětí na anodě i mřížce byla stejná. Vlnová délka oscilací II. druhu jest dána vzorcem

$$\lambda_{II} = \frac{A}{H},$$

kde  $A$  je konstanta a  $H$  je intenzita magnetického pole daná podmínkou (6).

Při zkoumání závislosti vlnové délky na délce vnějšího připojeného systému se ukázalo, že vlnová délka závisí na délce systému pouze ve velice úzkých oborech změn délky systému v okolí resonance (obor  $B$ ), kdežto pro všechny ostatní délky systému jest vlnová délka stálá (obor  $A$ ). Také frekvenční skoky z oborů  $A$  do oborů  $B$  jsou velmi malé.

Panu profesorovi Dru A. Žáčkovi, řediteli fyzikálního ústavu Karlovy university, děkuji za jeho laskavé rady a za poskytnutí prostředků k vykonání této práce.

*Z fyzikálního ústavu Karlovy university v Praze.*