



三菱電機

第 17 卷 昭和 16 年 7 月 第 7 號

内 容 目 次

新しい極超短波真空管に就て	187
電子流速度變調管に於ける基礎的計算	194
三菱大阪管に就て	202

三菱電機株式会社

三菱電機

第十七卷

昭和十六年七月

第七號

新しい極超短波真空管に就て

研究部 田村 藏 三

1 緒 言

最近、新しい原理に依る極超短波真空管が發表され、極超短波方面に於ける從來の行き詰りを打開するものとして、注目されて居る。此れに就て大略の説明を述べ、且つ参考文献を御紹介する。

從來の超短波真空管に於いては、動作周波数が高くなると、主として次の理由に依つて、其の機能が劣化して来る。

イ、電子が陰極からグリッドに達する走行時間が、動作高周波の周期に對して無視出来なくなり、入力損失が増加する。

ロ、電極間の静電容量が同調 LC に對して大きな部分となり、インピーダンスが低下する。

走行時間を短かくする爲には、電圧を高くし、電極間隔を狭ましくしなければならない。此れは對壓の點で限度が有る。又静電容量を減ずるには、逆に間隔を廣くし、電極の形を小さくしなければならない。然し電極を小さくすれば、直流電力の消費能力が減じ、従つて出力は少なくなる。又工作上的限度も有る。

以上の様な互に相反する要求の爲に、從來の原理に依つて得られる周波数と出力には理論的な限界が有り、既に行き詰りに面してゐた。

此の行き詰りを打開する一方向として、日本に於て特に發達した磁電管が有る。磁電管は、電子が速度の變化から密度の變化を生じ、電極を勵振するので有るが、偶然、全く自然に、その現象が起つてゐたので、理論的根據を基礎として研究を進めた譯ではない。Arsenjew Heil 及び O Heil 兩氏は、電子の速度を制御する事に依つてその密度の變調を得る過程を明確に推察し、簡明

な理論を基として新しい極超短波真空管—速度變調管—を提案してゐる。

昭和 10 年に兩氏の提案が發表され⁽¹⁾、以來此の研究は主として米國に於いて急速な發展をなし、既にクライストロは實用の域に達してゐる。テレビジョン中機用増幅管として着目されてゐる誘導出力管も、純粹の速度變調管と言う事は出来ないが、原理に於いて又構造に於いて、多くの類似點を持つてゐる。

尙、此の原理に依る装置に於いて、注目すべき新しい傾向は、同調回路として空洞形導体を利用してゐる事である。デシメーター波以下の極超短波に於いては、集中 LC 型同調回路は勿論、並行線型同調回路も、損失が増加して、Q (同調の鋭さを表す常數) の高いものは得難いのであるが、空筒同調器ではセンチメーター波に於いても充分高い Q を持つ。此れに就いても多くの數式的及び實驗的研究が發表されてゐる。此等の文献も次の機會に御紹介したいと思つてゐる。

2 誘導出力管 (Inductive Output Tube)

此れは極超短波増幅管で、A. V. Haeff⁽¹⁾に依つて詳細に發表された。第 1 圖は其の説明圖である。真空管自体は陰極 K、蒐集電極 C、及び四ヶのグリッド G_1, G_2, G_3, G_4 から出来て居り、硝子管外部に空洞同調器を取り附ける。同調器及 G_2, G_3 兩グリッドは陰極に對して直流高電位に保ち、蒐集電極は幾分か低い電位に、 G_1 は更に低くする。制御グリッド G_4 に外部より高周波を加へる。陰極から放出された電子は、 G_1 の高周波に依り、密度變調された電子流となつて、同調器のギャップ a b を通過し、C に集められる。a b を密度の變化してゐる電子流が高速で通過する時、同調器は勵振される。第 2 圖 (イ) の

様に、電子群が左に有る時、左導体の内面に、正の電荷を誘起する。電子群が移動して、ギャップの中央に來ると(□)の様に、正電荷の一部は外部導体を流れて右側の導体に移り、更に電子群が右に進めば、(ハ)の様に、正電荷は全部右側導体に移る。此の様にして導体は勵振され、ギャップの間に電圧が生ずる。電圧が電子を減速する時は、電子の運動エネルギーが同調器に與へられ、逆に、電子を加速する時は、電子に運動エネルギーが與へられる。前者のエネルギーが後者より大であれば、同調器に電磁波としてのエネルギーが蓄積される事になる。實際の場合、丁度、電子密度の多い部分がギャップを通過する時減速し、密度の少ない時に加速する様な電圧が同調器に誘起されるので、電磁波エネルギーを得る事が出来る。此の作用を數式的に説明した文献に就いては、後述のクライストロンを参照して頂き度い。再び第1圖に於て、 G_2, G_3 は電子を軸方向に加速し、硝子壁上に生ずる電荷の悪影響を除く作用をする。又a b及びc dに磁界を作り、そのレンズ作用に依つて、電子流が半径方向に擴散するのを防ぐ。蒐集電極が同調器より低い電圧にしてあるのは、

直流電力の消費を減ずる爲である。 G_4 は更に低い電圧にして、蒐集電極よりの二次電子を抑制する。所謂抑制グリッドである。出力は同調器内に挿入したループより取り出す。

Haeffは其の特徴として、次の諸點を擧げてゐる。

- (イ) 加速電圧を高くして、電子の走行時間を短かくしてゐる事。
- (ロ) 蒐集電極電圧を低くして、能率を増進した事。
- (ハ) 出力回路の動作には影響を與へず、蒐集電極の形を大きくし、大出力を得る事が出来る事。
- (ニ) 出力測と入力測の結合が非常に小さい事。
- (ホ) 周囲の大きな電極を用ひる爲、循環電流に依る損失が少ない事

次に示す數字は、Haeffに依る一試作例である。

動作周波數 450 M.C. (67 cm)

高周波出力 110 Watt

全驅動入力 10 Watt

能率 35 %

加速電極電壓 6000 Volt

蒐集電極電壓 2000 Volt

同上 電流 150 mA

又 Haeff, Nergaard 兩氏⁽²⁾は、500 M.C.の周波数につき、3000 Vの加速電圧と40 mAの電子流で6000 $\mu\Omega$ のトランスコンダクタンスが得られた事。

出力回路を適當にすれば、その實効容量は2 μF であつた事。

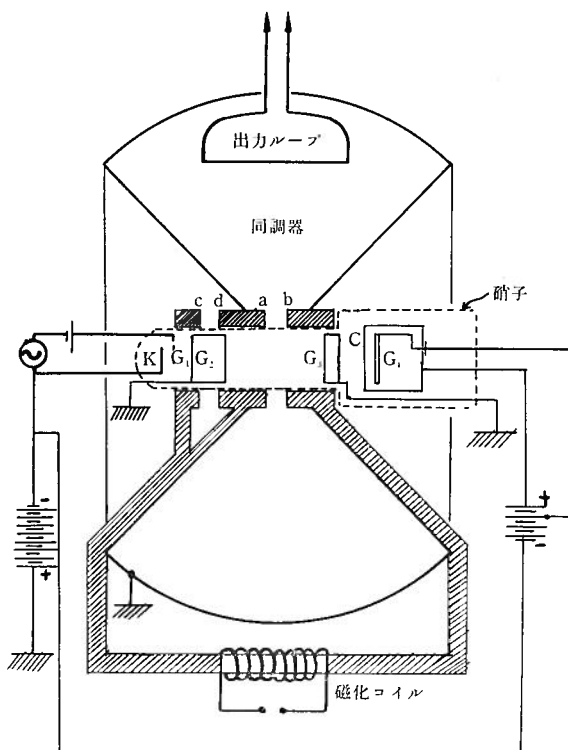
出力10 Watt, 出力増幅度10, 能率25%、の動作状態で10 M.C.の帯域を得られた事

を示して、テレビジョン中機等の、廣帯域増幅器として有効である事を述べてゐる。

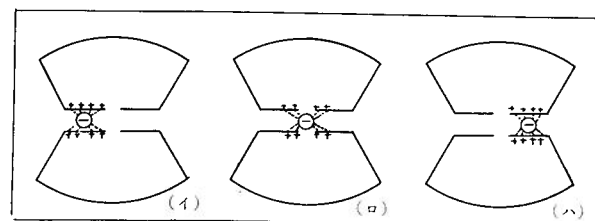
尙當社に於いても、R.C.A. 825 に就いて實驗を行ひ

動作周波數 410 M.C. (73 cm)

高周波出力 約 20 Watt



第 1 圖



第 2 圖

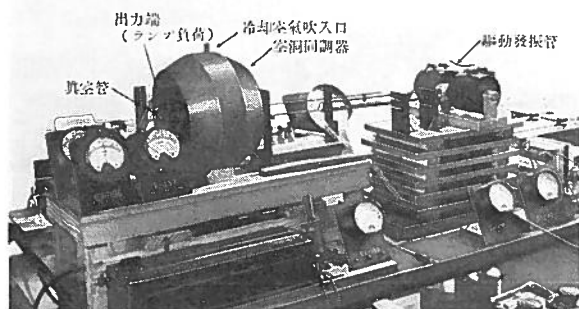
全駆力入力 約 3 Watt

加速電極電圧 3600 Volt

蒐集電極電圧 1500 Volt

同上 電流 40 mA.

の結果を得、更に、波長が 60 cm 程度で少し
變へる事の出来る空洞同調器を製作中である。

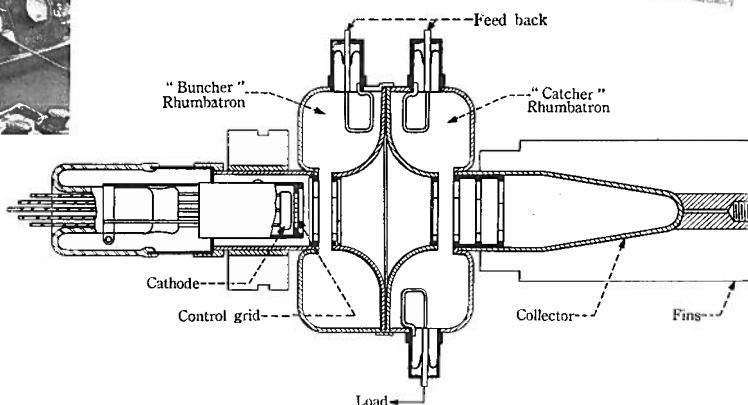
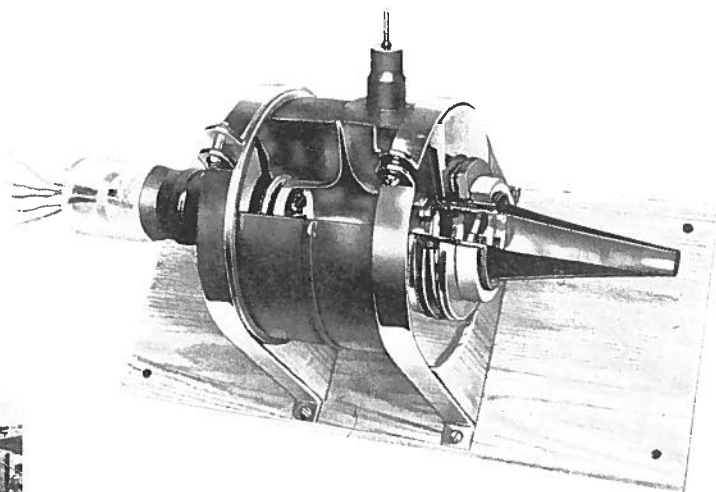


第 3 圖 當社に於ける實驗狀況

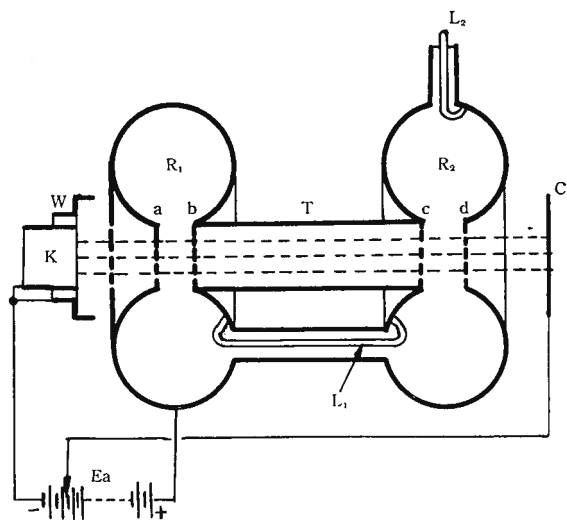
以上述べた様に、誘導出力管は、陰極線ビーム
と空洞同調器を組合せた點は、新しい原理に依
ると言う事が出来るが、制御グリッドの部分は、
従來の多極管の方法と全く同じである。従つて
動作周波數に限度があり、500 M.C (60 cm)
以上の超高周波では増幅不可能と思はれる。

3 クライストロン

スタンフォード大學 ウェリアン 兄弟に依つて發表されたクライ
ストロン⁽⁴⁾は、誘導出力管に於ける周波數の行き詰りか
ら、完全に脱出してゐる。此れは、Stanford Auth.
The Civil Aeronautics Auth. Sperry Gyroscope Co. 共
同で計劃が進められ、Metcalf の盲目着陸裝置で實用の
可能性が認められた。Electronics の概説⁽²²⁾に依れば
波長 10 cm~40 cm で出力 300 Watt のものが、既に、
造られて居るとの事である。最近、Westinghouse に於
て、40 cm 200 Watt 能率 50% の試作品が發表された
Varian 兄弟が發表したのは⁽⁴⁾、第 5 圖の様な構造であ
る。陰極 K と、電子を細いビームにする爲にレンズ作用
をする電極 W が有り、これから電子流が送り出される
途中に二個の空洞同調器 R_1 R_2 (此等は Rhumbatron と
呼ばれる。) と、兩者を連ねる圓筒導体 T が有り、陰極
に對して高壓に保たれて居て、電子流を加速する。電子
流は其等を通して、最後に、蒐集電極 C に集められ
る。C は誘導出力管の場合と同様に、同調器よりは低い



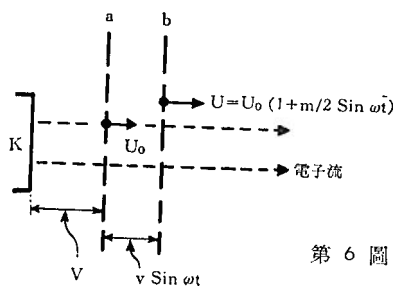
第 4 圖 ウ社に於ける試作品



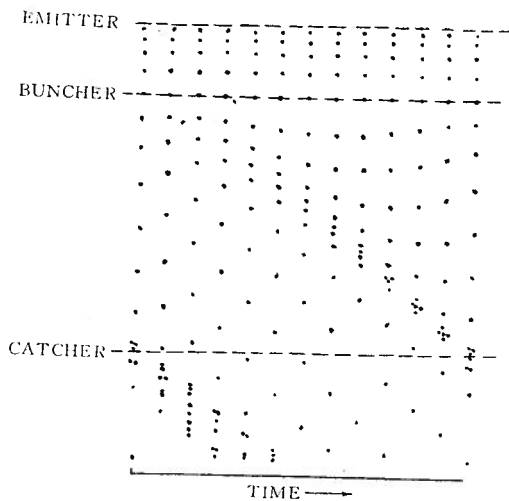
第 5 圖

電壓で良い。此の振動機構は三つの部分に分けて考へら
れる。

(イ) Buncher— R_1 に外部から高周波振動を與へる。
電子流がギャップ a b を通過する時、ギャップ間の高周波
電壓に依り、電子流は更に加速せられ、又は減速されて
速度の變調を受ける。斯様な作用をする同調器をパンチ
ャーと呼ぶ。



第 6 圖



第 7 圖

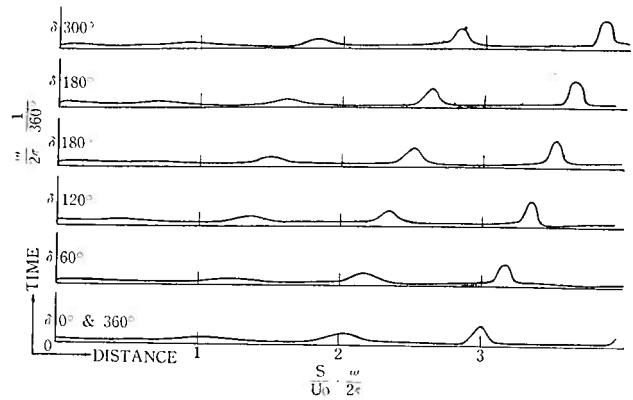
(ロ) Drift-tube (Bunching Space) — 圓筒導体Tで、その内部は高周波電磁界から遮蔽されてゐる。従つてドリフトチューブの内では電子は初速度に應じて夫々一定の速度で進行する。第3圖abで速度變調された電子流は、そのまゝの速度でドリフトチューブの内を進み、その間に速い電子が遅い電子に追ひ付いて、密度の變化を生じて来る。

(ハ) Catcher — 同調器 R_2 のギャップcdを密度の變調した電子流が通過する時、同調器が勵振され、電子の運動エネルギーの一部が高周波電磁界のエネルギーとなつて蓄へられる。誘導出力管の出力同調器と全く同じである此の様な作用をする同調器をキャッチャーと呼ぶ。

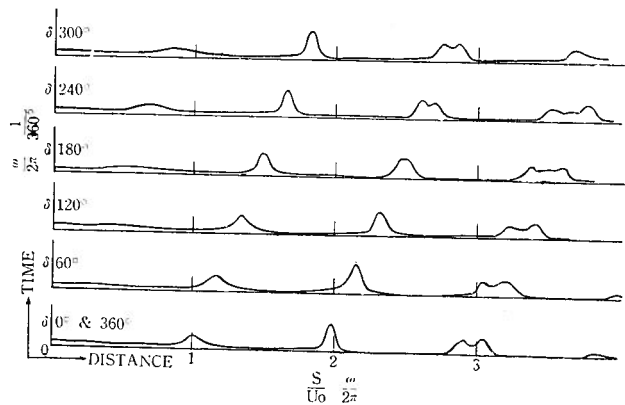
結局、誘導出力管の制御グリッドの作用を、クライストロンに於てはパンチャーとドリフトチューブで行つてゐる事になる。出力がループ L_2 から取り出される事も、誘導出力管と同様である。ループ L_1 は、發振管として働く爲の、饋還回路である。

以上がクライストロンに就いての大体の説明であるが、なほその振動機構、特にドリフトチューブに就いて、詳細に説明した文献を御紹介する。先づ、第6圖に示す様に、

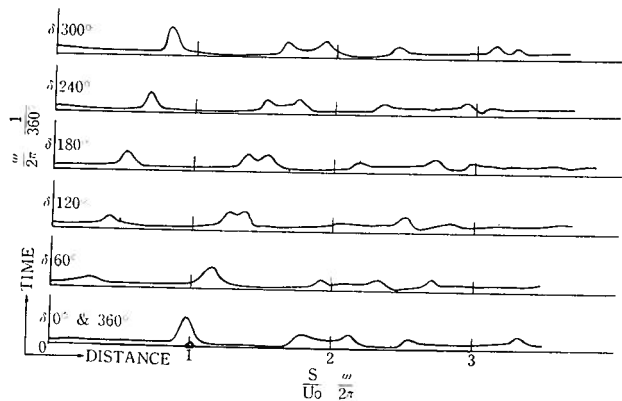
パンチャーの直流電壓 = V



第 8 圖



第 9 圖



第 10 圖

ギャップabの高周波電壓 = $v \sin \omega t$

とすると、ギャップを離れる時の電子の速度 μ は近似的に

$$\mu = \mu_0 (1 + m/2 \sin \omega t)$$

但 μ_0 = 平均速度 (變調されない時の速度)

$$m = v/V$$

となる事は電子の運動方程式から容易に求められる。

〔(7) 或いは (6) 参照〕 m を變調度と云う。

斯様に速度變調された電子が、ドリフトチューブの内に於て密度變調に變つて行く様子を、Varian⁽⁴⁾ は第7圖に依

つて説明してゐる。圖中各點は電子を代表する。縦にドリフトチューブ内の位置を示し、横に ω の一周期を十二等分して、各瞬間の状態を示す。

D. M. Tomb⁽⁵⁾ は、密度分布を圖式に求める方法を説明し、その結果を圖示してゐる。第8圖乃至第10圖はその内の代表的なものである。高さ s が密度で、位置は

$$\frac{s}{\mu_0} \frac{\omega}{2\pi}$$

但し s はパンチャーからの距離

で表してゐる。時間については、 ω の 60° 毎に、即ち一周を六等分した各瞬間について示してゐる。各圖の變調度 m は、夫々、0.1, 0.2, 0.3 である。此に依つて、變調度が小さくても、パンチャーからの距離が遠くなれば密度變調は充分深くなる事、然し限度を過ぎると、再び密度變調は崩れてしまう事が判かる。速い電子が遅い電子に追ひ付いて、更に追越して、再び離れてしまう爲である。

Varian兄弟と同じく Stanford 大學の D. L. Webster⁽⁶⁾ 及び、東北帝大宇田教授⁽⁷⁾ は、ドリフトチューブの作用を電子の運動方程式に依つて數式的に導き、更に、キャッチャーの勵振される状態は電子と電極の間の靜電容量を基として數式を得てゐる。此れに依れば最大 58 % の能率が得られる。

Simon Ramo は電波理論からの考察を發表してゐる。⁽⁸⁾

更に、Webster は實際の設計に當つて必要な次の諸點に就いて、かなり詳細に説明してゐる。⁽⁹⁾

(イ) キャッチャーの高周波電壓が、電子を完全に減速出来る程度に高く、高過ぎて電子を反撥してしまふ程ではない事。

(ロ) キャッチャーが、電子流の密度變調が最も深くなり然も未だ崩れ始めない位置に有る事。

(ハ) 電子の最高密度の部がキャッチャーの中央に來た時、丁度キャッチャーの高周波電壓が最も高い減速電界を作るやうな位相に有る事。

此等の状態から、ドリフトチューブの長さ、直流電壓、饋還回路の形等が定められるのである。

クライストロンの特長に就いては Wheelock が Q. S. T に執筆してゐるが、その内容は割愛する。

4 速度變調管總括

クライストロンは、電子の速度を制御する事から出發してゐる故に、速度變調管とも呼ばれる。速度變調管には、なほ他にも色々な型が提案されてゐる。此等について、總括的に述べてみる。

先づ速度制御の方式から分類すると

(イ) 電子の進行方向に並行に、加速又は減速する方法

(ロ) 電子の進行方向と直角に速度變調を行ふ、即ち電子の進行方向を變調せしめる方法

の二つが考へられる。(イ) は加速、減速を周期的に繰返すので、一周期の平均を取れば、入力電極が電子に與へるエネルギーは極めて小さい。(ロ) の方法では常に加速である。従つて、前者の方が入力インピーダンスを高くする事が出来る。現在注目されてゐるのは主として(イ)の方法である。(ロ) は偏向管と呼ばれ、ドイツの Hollmann と Thoma の兩氏が盛に研究を進めてゐる。⁽²¹⁾

速度變調を密度變調に變換する方式も種々考へられる

(イ) ドリフトチューブに依る方式

此れに就いては、既に、クライストロンに於いて説明した

(ロ) 電子の偏向に依る方式

電界又は磁界を進行方向と直角に作用させ、電子の速度に應じてその進行方向を偏向させる。(前述の偏向管は最初から偏向せしめてゐるので、改めて操作する必要はない。) 偏向に依つて電子群を分離する事が出来る。

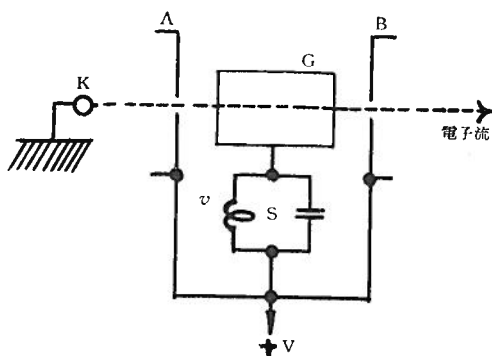
(ハ) 減速電界に依る方式

此の方法には二つある。第一は陰極の電位に近い電位の蒐集電極を置き、低速度の電子は反撥し、高速度の電子のみを集める。第二は更に低い電位の電極に依り全電子を反撥する。その際電子はその速度に應じて引き返へず位置が違ふ爲、密度の變化を生ずる。

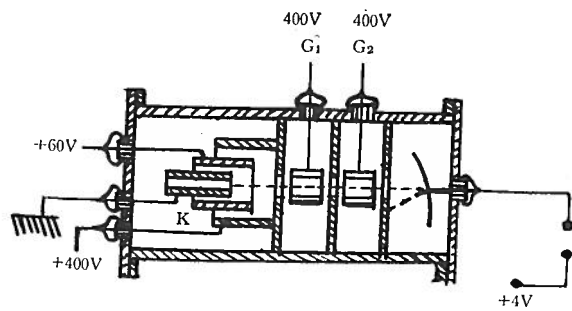
(ニ) 二次電子に依る方式

電極面に於ける二次電子放射量が衝突電子の速度に係する事を利用する方法である。又(ロ)の方法で偏向せしめ、入射角に依る二次電子放出量の變化を利用する事も考へられる。

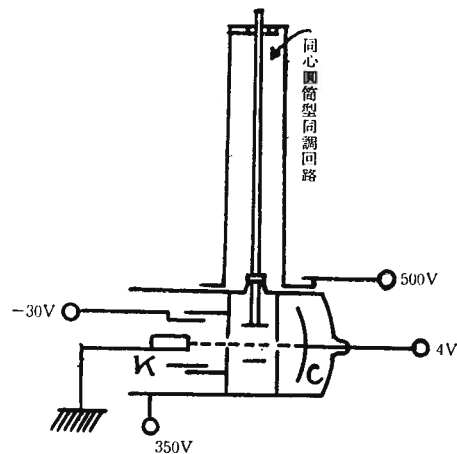
(イ)(ロ)(ハ)に就いては、Hahn・Metcalf 兩氏の研究が有る。⁽¹¹⁾ 兩氏は又、僅かな入力高周波電壓で能率よく速度變調を得る方法として、第11圖の様な裝置を



第 11 図



第 13 図

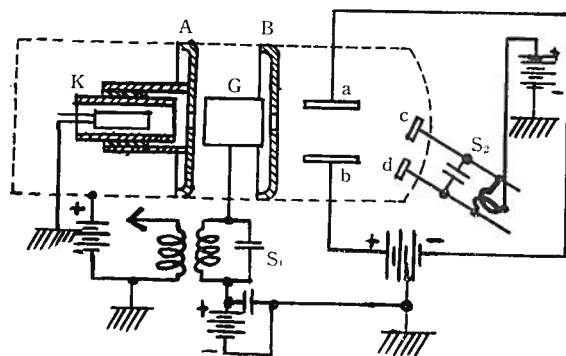


第 14 図

提案してゐる。圓盤 A. B と圓筒 C を陰極に對して高い電位 V に保ち、電子は其等を通過出来る。圓盤と圓筒の間には同調回路が有り、兩者の間に入力高周波電圧がかかる。G を電子が通過する平均時間が丁度高周波の半周期になる様に、G の長さ及び直流電圧 V を調節する。

(電子は加速或は減速され夫々速度が異なるので、通過する時間も違ふが、 V に比し高周波電圧が小さい場合は大体一定と見る事が出来る。) 先づ A より H が高い電圧に有る瞬間に「ギャップ」を通した電子は加速されて G に入る。G を通過して次の「ギャップ」に入る時には、半周期過ぎてゐるので、H より B の方が高い電圧に有る。従つて再び加速される。逆に最初の「ギャップ」で減速された電子は次の「ギャップ」で再び減速される。かくして、僅かな入力高周波で能率よく速度變調される事になる。

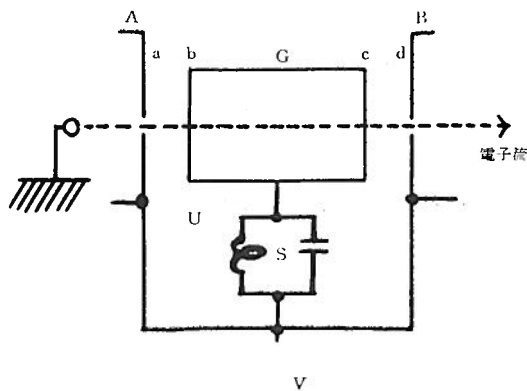
次に Hahn と Metcalf⁽¹⁾ に依る具体的な二三の例を略述する。第 12 圖は受信管である。同調回路 S_1 に入力電波が入り、電子流を速度變調する。電子は靜電電界 $a b$ を通過する時、偏向せられ、速度に應じて、或は C に入り、或は d に入る。従つて S_2 には増幅された高周波を生ずる。第 13 圖はスーパーヘテロダインである。G₁ に



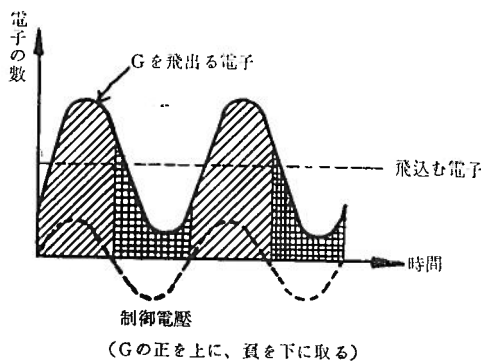
第 12 図

入力電波を、G₂ に局部發振電圧を加へる。蒐集電極は高速度の電子のみ集め、低速度のものは反撥して壁に吸收させる方式である。入力電波の波長 37 cm (810 M.C.) で中間周波 18 M.C. の實驗で好結果を得てゐる由。第 14 圖は發振管で、C で反撥された電子の引き返す位置の相違を利用する方式である。所謂 B. K 振動と同じ原理である。「全長約 3 吋、一定周波數にて電壓の許容變化は $\pm 15\%$ である。電流 1 mA で 14 cm の發振が出来、又 50 cm の發振では 4 Watt の出力を得る。此れは超再生受信管としても使用出来て、波長 37 cm 及び 25 cm の實驗で好成績であつた。」と言つてゐる。

最後に、速度變調管の草分けと思はれる Heil⁽²⁾ の發振器を簡単に説明する。前述第 11 圖と全く同じ構造である。唯圓筒 G が數倍の長さである。先づ、G が負の瞬間に $a b$ を通過した電子は、比較的遅い速度で圓筒中を進む。半周期遅れて $a b$ を通過した電子は、加速されて比較的速く進む。G の長さ及び電圧 V を適當にすれば、遅い電子が c に達する時速い電子が此に追ひ付き、同時に G を飛び出る様にする事が出来る。尙丁度



第 15 圖



第 16 圖

その時、高周波の位相が、 G が正の半周期に有る様にする。此の関係を第 16 圖に示す。かかる場合、 G が正の半周期には入る電子より出る電子が多く、 G の内の電子が減少して G が正になる様に電圧が生ずる。半周期後には G の内の電子が増加して G が負になる様な電圧が生ずる。此の様にして自勵發振を起す事が出来る。

5 結 言

速度變調管は、原理に於いて從來の行き詰りを完全に脱却し、亦空洞同調器をそのまま電極に使用出来ると言う構造上の特徴が有り、今後極超短波の領域に於いて劃期的役割を演ずるであらう事は想像に難くない。現在までのものに於いては、排氣ポンプを動かさながら使用しなければならぬ缺點が有る。然し誘導出力管では其の必要はないのであるから、將來は解決される問題であらう。吾が國に於いても優秀な速度變調管を一日も早く製らなければならない。吾々極超短波の研究に従事する者として深く責任を感じてゐる。宜しく御指導、御鞭撻をお願い致します。

参 考 文 献

誘導出力管

- (1) A. V. Haeff Electronics, Feb. 1939 P. 30
- (2) A. V. Haeff and L. S. Nergaard, I.R.E. March, 1940 P. 126 (海外通信 88)

速度變調管及其の理論 (本文中記載)

- (3) A. Arsenjewa-Heil and O. Heil Z. S. f. Phys. March 1935, S. 752
- (4) R. H. Varian and S. F. Varian, J. Appl. Phys. May, 1939, P. 321
- (5) D. M. Tomb, W. E. Feb. 1940 P. 54
- (6) D. L. Webster J. Appl. Phys. July 1939 P. 501
- (7) 宇田新太郎 昭 15. 電氣學會仙台講習會
- (8) Simon Ramo, I.R.E. Dec. 1939.
- (9) D. L. Webster, J. Appl. Phys. Dec. 1939 P. 864
- (10) M. Wheelock, Q. S. T. May, 1939
- (11) W. C. Hahn and G. E. Metcalf, I.R.E. Feb. 1939 P. 106

速度變調管の理論 (本文中記載しなかつた文献)

- (12) E. Bruche and A. Rechnagel, Z. S. f. Phys. March 1938 P. 459
- (13) M. J. O. Strutt, W. E. June, 1938 P. 315
- (14) W. C. Hahn, G. E. Review June, 1939
- (15) H. Doring and L. Mayer, E. T. Z. May 1940
- (16) U. E. Condon, J. Appl. Phys. July 1940
- (17) R. Kompfner, W. E. Nov. 1940 P. 478 (海外通信 96)
- (18) W. E. Bemham W. E. Dec. 1940 (海外通信 96)
- (19) H. E. Hollmann und A. Thoma, H. F. T. E. A. Dec. 1940 (海外通信 96)
- (20) H. E. Hollmann und A. Thoma. H. F. T. E. A. Jan. 1941

偏向管に就いての文献

- (21) H. E. Hollmann und A. Thoma. H. F. T. E. A. Feb. 1941, P. 33

其他の文献に就ては同上 P. 40 Shrifttum 参照

速度變調管の總合概説

- (22) Electronics April, 1939. P. 9
- (23) H. E. Hollmann, F. T. M. Jan, 1940, P. 1
- (24) H. Lubeck, F. T. M. April, 1940, P. 53
- (25) 岡部金次郎 特殊熱電子管 (修教社)
- (26) ラジオの日本 昭 16. 6 月 P. 468
昭 15. 5 月, P. 65 昭 15. 1 月 P. 77
- (27) 根岸 博 電通誌 昭 16. 6 月 通技展 P. 21

速度變調管の模型

- (28) H. E. Hollmann H. F. T. E. A. March, 1940
- (29) H. E. Hollmann, I.R.E. Feb. 1941 P. 70

—昭和 16 年 7 月 9 日—

電子流速度變調管に於ける基礎的計算

研究部 工學博士 薄 井 廉 介

1. 緒 言

有線無線通信工學最近の長足の進歩發達は、各種真空管に負ふ處絶大なるは云ふ迄もない。この真空管は熱電子の特性を最も巧に利用し僅小の入力で多大な効果が得られるものであるが、この動作を確實鋭敏ならしめた一つの原因は電子の慣性が極めて少いと云ふ點にある。處が使用周波数が次第に上昇して所謂極超短波範圍（1 米以下）になると、この慣性を無視した簡単な原理が成立しなくなり普通の型の真空管は全く其機能を失ふ。

之は電子の慣性が極超短波に於ては無視し得ないため、真空管内で電子の運動が制御電壓に對して甚しく遅れるからである。電子運動の時間を交流周期に對して走行角なる言で表すが、この走行角を小とする目的で陽極電壓上昇或は電極間の距離を極度に小とする事が行はれて居るが、之とても限度あり到底極超短波大電力の増幅發振等は望むべきもない。

B-K 振動と云ふ電子の往復運動を利用する發振管及び、磁電管と云つて磁場を加へて電子に螺旋運動を與へて發振さす方法は明に上の慣性を逆に利用したもので、現在に於てもすでに實用の域に達して居る。更に最近は電子流の速度を制御して結局は在來の密度制御の方法に還元して増幅發振を行ふ方式が考へられ、この種真空管を速度變調管と云つて居る。

この速度變調の方式は電子の慣性そのものを巧に利用したもので真空管の型も極度に小とするを要せず、亦在來の發振器に用ひて居つた集中 CL 回路或は並行線の同調回路の代りに、空洞型の同調器を用ひ低損失のために能率、周波數安定度等が著しく改善されて居る。目下米國に於て盛んに研究され、すでに誘導出力管（Inductive Power Out-put Tube）等は商品となり市場に出て居り電視の中繼等に用ひられるとか、其他 Klystron あり相

當研究も進んだものと思はれるが、軍用を目的とするためか詳細なる發表は殆どない。

本文はこの速度變調管の基礎的計算を與へるもので、數式と共に物理的の意味も自ら分明するものと思ふ。亦同管設計に對して何等か寄與し得ば望外の幸とする處である。昨夏仙台市に於ける電氣・電氣通信兩學會主催の第二回専門講習會の宇田教授御講義

「變調電子流發振法と發振機構」

を基本として筆者の考を入れたもので上の御講義とは少しく異なる様式で論じた點も多い。よつて手前味噌も多分にあると思はれるから、大方諸賢の御討論御叱正を御願ひする次第である。

2. 電子流速度變調管の基本型

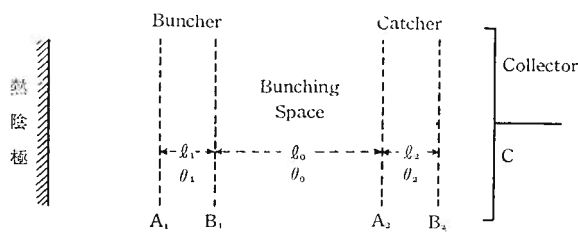
速度變調管の基本型は第 1 圖に示す如く

熱 陰 極（零直流電壓）

Buncher (Gap $A_1 B_1$)	} 高正電壓
Bunching Space ($B_1 A_2$)	
Catcher (Gap $A_2 B_2$)	
Collector (C)	

より成り、 $A_1 B_1 A_2 B_2$ 電極は全部直流的に相當高い正の同一電壓がかゝり、陰極より放出された電子流は充分に加速されて $A_1 \sim B_2$ の空間に入り込む。この空間では直流電界が存在せぬ故、電子は直流的に定速度で進行して居る。

高周波回路は $A_1 B_1$ 及び $A_2 B_2$ Gap に夫々結ばれ、前者が入力、後者が出力回路を形成し Klystron ではこれら二回路は適當に結合され所謂反結合型の發振器となつて居る。前文⁽¹⁾では其他種々の型が紹介されて居るが本文では上の基本型のみにつき基礎計算を行ふ。他の型はこの基礎計算を適當に擴張推察すればよろしい。



第 1 図

高周波電圧で Buncher を勵振すると $B_1 A_2$ の Bunching Space の電子流の速度がこの周波数に従つて變化する。箇々の電子に就て考へると夫々 B_1 を通る時の速度を維持しながら $B_1 A_2$ の Space を進行するのであるが、 B_1 を出る交流波速度に位相差ある爲に Space 内である位相のものは速く、ある位相のものは遅く電子に粗密を生じこの粗密の程度は $A_1 B_1$ Gap の勵振振幅と通過する時間に比例する。最初の勵振が小さくても通過時間を十分に大きくすればこの粗密度の開きは相當大きくなり、 $A_2 B_2$ の Catcher Gap を通過する電子流は勵振周波数で可成り大きく變化する。即ち増幅される事になり、この増幅度は Bunching Space を通る電子の走行角に比例して増大する。

$A_1 B_1$ Gap を勵振する電力は小さくても $A_2 B_2$ の Catcher Gap からは大きな電力が取り出せて、高周波電力の増幅及び發振が可能になる。 $A_1 B_1$ 、 $A_2 B_2$ 等の面は格子状をなし電子の通過の支障とならず、單に電界を與へる役目をなすものと考へればよい。最後の Collector は $A_2 B_2$ に充分にエネルギーを與へた殘部の電子を集める役目をなし、 $A_1 B_1$ 、 $A_2 B_2$ と同程度の直流電圧がかゝり要は二次電子放射を押へて到來電子流を混亂させない事にある。

速度變調管に於ける電子流はできるだけ整一なる事が望ましく亦出力を大きくするためには放出量も大きいほどよい。この目的の爲には熱陰極及びその附近の構造電極配置等充分に吟味の要するは勿論であつて、途中電子流の散逸により徒に各電極を加熱させる事を防止するため、靜電或は電磁 レンズ の利用も必要になつて来る。誘導出力管に於ては此等兩 レンズ を用ひて居る。

以上の速度變調管の動作を充分に了解するには何と云つても數式的助を借らねばならない。以下數式的考察を行つて見る。

3. 電子流の速度變調

電子が電場中を通過すると速度が變化する。之は電場が電子に仕事をなし運動エネルギーを與へ加速或は減速せしめるからである。第 2 圖に於て零電位の熱陰極から出發した電子が $+E_0$ 電位の A_1 面に達すると

$$V_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} E_0} \quad \dots\dots\dots (1)$$

なる速度を得る。この面は格子状をなし電子の通過容易で更に $E_0 + E_1 \sin \omega \tau$ 電位即ち直流と交周波電圧の重疊された B_1 面を通過すると

$$V = \sqrt{\frac{2e}{m} (E_0 + E_1 \sin \omega \tau)} = V_0 \sqrt{1 + \frac{E_1}{E_0} \sin \omega \tau} \quad \dots\dots\dots (2)$$

なる速度を得る。上式中の e 及び m は夫々電子の電荷及び質量とし、 $A_1 B_1$ の Gap l_1 は極めて小さいものとす。この l_1 が大きくこれを通る電子の走行角 θ_1 が問題となる場合に就ては後述する。

上 (2) 式で $E_1 \ll E_0$ の場合は級數に展開して第二項迄取り

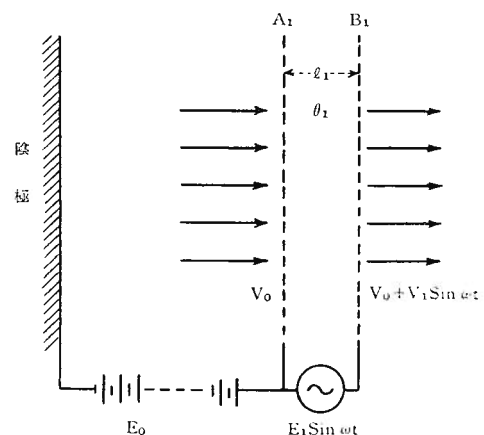
$$V = V_0 \left[1 + \frac{E_1}{2E_0} \sin \omega \tau \right] = V_0 \left[1 + K \sin \omega \tau \right]$$

$$\text{或は} \quad = V_0 + V_1 \sin \omega \tau \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\text{内 } K = E_1 / 2E_0 = V_1 / V_0 = \text{速度變調度} \quad \dots\dots\dots (4)$$

この K を速度變調度と云ふ事ができる。

かく速度變調を受けた電子が $B_1 A_2$ 空間に入ると、前後の電子の速度の差違のために進行と共に電子間隔に變



第 2 図

化が起り結果として密度変調となる。 B_1 を出る時

$V_0(1+K\sin\omega\tau)$ の速度の電子が $(t-\tau)$ 秒に通る距離 l は

$$l = V_0(1+K\sin\omega\tau)(t-\tau) \quad (5)$$

B_1 を出た後は直流高周波共電界なく速度は一定であるから τ には変化なく t のみ増加する。 B_1 點に於ては

$$t = \tau, t - \tau = 0 \text{ である。}$$

上の電子より $\Delta\tau$ 秒先に B_1 點を出た電子の速度は

$V_0[1+K\sin\omega(\tau-\Delta\tau)]$ で時間は $[t-(\tau-\Delta\tau)]$ 経過して居り上の l より先 $l+d$ にあり

$$l(-\Delta\tau) = l + d =$$

$$V_0[1+K\sin\omega(\tau-\Delta\tau)][t-(\tau-\Delta\tau)] \quad (6)$$

よつて之等電子の間隔 d は (6) より (5) 式を引いたもので速度変調を受けない場合の間隔

$$d_0 = V_0\Delta\tau \quad (7)$$

が時間に關係なく一定であるに反し d は時間 t の函數となる。 d と d_0 との比を表して見ると

$$\begin{aligned} \frac{d}{d_0} &= \frac{1}{V_0\Delta\tau} [l(-\Delta\tau) - l] = -\frac{1}{V_0\Delta\tau} [l(+\Delta\tau) - l] \\ &= -\frac{1}{V_0} \frac{\partial}{\partial\tau} l = -\frac{\partial}{\partial\tau} [1+K\sin\omega\tau](t-\tau) \\ &= 1+K[\sin\omega\tau - \omega(t-\tau)\cos\omega\tau] = Q_0/Q \end{aligned} \quad (8)$$

之は亦進行途上の電子密度の逆比 Q_0/Q ともなる。

Q_0 は A_1 に入る密度で常に一定である。よつて電子密度 Q は進行途上に於て

$$Q = Q_0 \frac{d_0}{d} = \frac{Q_0}{1+K[\sin\omega\tau - \omega(t-\tau)\cos\omega\tau]} \quad (9)$$

上式にて $\omega\tau$ は B_1 を出る時の位相で進行途上では一定變化するのは t のみである。

4. 密度或は電流變調

電子密度と速度の積 VQ は電流密度を表し電子は負電荷を持つ故に負号を附す。なほ全電流を出すためには横斷面積を乗する必要があるが、この面積は通路に於て一定と假定せば VQ そのまゝで全電流を表しても支障がない。(3) と (9) からこの電流は

$$\begin{aligned} I &= -VQ \\ &= -V_0 Q_0 \frac{1+K\sin\omega\tau}{1+K\sin\omega\tau - \omega(t-\tau)K\cos\omega\tau} \end{aligned} \quad (10)$$

速度變調度の K は 1 より遙に小であるから近似的に

$$I = I_0 \frac{1}{1 - \omega(t-\tau)K\cos\omega\tau} \quad \text{・ 内 } I_0 = -V_0 Q_0 \quad (11)$$

となり、この近似式の誤差は極めて少い。上の I_0 は A_1 から陰極に流れる直流値である。

茲に面白いのは如何に K が小であつても $\omega(t-\tau)$ は t と共に直線的に増加するから、式だけで見ると I の瞬間値は増大し無限大となる事もあり得る。之は (9) 式の Q が無限大となる事であつて、後から來た電子が先の電子を追ひ抜く事を意味する。然し靜電理論に従ふと電荷の間の斥力のために Q の無限大の状態は實現不可能であるが、後の電子が先の電子を追ひ抜き、特別の密度配置を取る事はあり得る。

かく上式は $\omega(t-\tau)K$ の大なる値にはこのまゝ適用されないが、この値が 1 より小さいと云ふ條件で更に

$$I = I_0 [1 + \omega(t-\tau)K\cos\omega\tau] \quad (12)$$

の近似式を得る。この式は前 (11) より誤差が大きく $\omega(t-\tau)K$ が大きくなると正の側には非常に尖つた、負の側には平な歪んだ波形が得られる筈である。かく實際の波形は非常に高調波の多いもので、上式はその基本波を表すに過ぎない。今茲ではこの基本波のみを取扱へば充分で特別の場合の外、例へば周波數遅倍作用或は能率等を論ずる時の外は高調波は考へない事にする。但し上の如き波形は普通の真空管を C 級で働かせた場合のものに似て居て能率増加のためにはかへつて理想に近い波形とも云へる。

上 (12) 式は $\omega\tau$ の位相で B_1 を出發した電子群が生ずる電流の時間に對する増加を示すもので、進行途上の一點に於ける電子流を見るのに不都合である。この進行途上に沿ふこの電流の配布を見るために (5) 式より

$$\left. \begin{aligned} t - \tau &= l/V_0(1+K\sin\omega\tau) \\ \tau &= t - l/V_0(1+K\sin\omega\tau) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

を得るが、 $K\sin\omega\tau$ は 1 に比して小さいから省略し

$$t - \tau = l/V_0 \quad \text{及び} \quad \tau = t - l/V_0 \quad (14)$$

として (12) 式に代入すると

$$I = I_0 \left[1 + \frac{\omega l}{V_0} K \cos\omega(t - \frac{l}{V_0}) \right] \quad (15)$$

となる。 $K\sin\omega\tau$ を省略しない場合は複雑な形となるが單に高調波が現れ波形が歪むのみで基本波にはほとんど關係がない。

上式は進行途上 ℓ に於ける電子電流の時間に對する變化を表し、距離 ℓ 及び t 兩者の函數となつて居るから甚だ便利である。今

$$\omega \ell / V_0 = \theta = \text{走行角} \quad \dots\dots\dots (16)$$

とすると θ は直流電壓のみの場合の電子走行角で (15) 式は

$$I = I_0 [1 + \theta K \cos(\omega t - \theta)] \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$\text{内 } \theta K = a = \text{密度或は電流變調度} \quad \dots\dots\dots (18)$$

とすると、この電流變調度の a は走行角 θ と速度變調度 K との積で、 K が如何に小でも θ を充分に大きくすれば電流變調度は相當大きな値になる。

5. 密度變調電子流による誘導電流

上の (17) 式は空間を通る電子電流を表すものであるがこの電子流は附近の導体に電流を誘導する。之を一般的に論ずるのに困難であり亦その必要もないから第2圖の Gap と同様な第二の Gap $A_2 B_2$ なる平行導体面第3圖をも考へ電子流に對して同じく通過容易なるものとす。

A_2 に入る電子電流は (17) より

$$I_{A2} = I_0 [1 + a_0 \cos(\omega t - \theta_0)] \quad \dots\dots\dots (19)$$

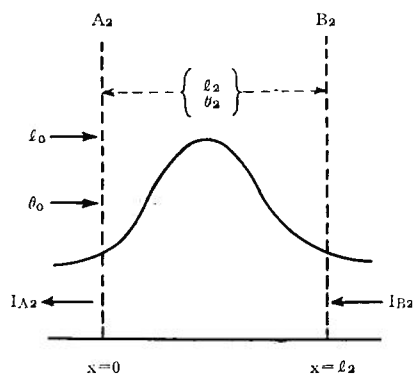
$$a_0 = \theta_0 K \quad \theta_0 \text{ は } A_2 \text{ 點の } B_1 \text{ 點からの走行角}$$

この電子流の Gap $A_2 B_2$ を沿ふての配布は

$$I_x = I_0 \left[1 + a_0 \left(1 + \frac{x}{\ell_0} \right) \cos \left(\omega t - \theta_0 - \omega \frac{x}{V_0} \right) \right] \quad \dots\dots\dots (20)$$

x は A_2 からの距離 ℓ_0 は $B_1 A_2$ 間の距離とする。よつて $A_2 B_2$ 間の誘導電流は一般式

$$I_1 = -\frac{1}{\ell} \int_0^{\ell} QV dx = -\frac{1}{\ell} \int_0^{\ell} I_x dx \quad \dots\dots\dots (21)$$



第 3 圖

(岡部教授 特殊真空管⁽²⁾ 25 頁参照)

に入れると

$$I_2 = \frac{I_0}{\ell_2} \int_0^{\ell_2} \left[1 + a_0 \left(1 + \frac{x}{\ell_0} \right) \cos \left(\omega t - \theta_0 - \omega \frac{x}{V_0} \right) \right] dx$$

$$= \frac{I_0}{\theta_2} \int_0^{\theta_2} \left[1 + K(\theta_0 + \theta) \cos(\omega t - \theta_0 - \theta) \right] d\theta \quad \dots\dots\dots (22)$$

$$\text{内 } a_0 = K\theta_0, \quad x/\ell_0 = \theta/\theta_0, \quad \omega x/V_0 = \theta, \quad \omega \ell_2/V_0 = \theta_2, \quad \ell_2 \text{ は } A_2 B_2 \text{ の距離} \quad \dots\dots\dots (23)$$

Gap ℓ_2 は $B_1 A_2$ 間の距離 ℓ_0 に比して小いから $(\theta_0 + \theta)$ に對して平均値の $(\theta_0 + \theta_2/2)$ を用ひてもよい。然るときは

$$I_2 = I_0 \left\{ 1 - K(\theta_0 + \theta_2/2) \frac{1}{\theta_2} [\sin \omega t - \theta_0 - \theta_2] - \sin(\omega t - \theta_0) \right\} \\ = I_0 \left\{ 1 + K(\theta_0 + \theta_2/2) \frac{2}{\theta_2} \sin \frac{\theta_2}{2} \cos \left(\omega t - \theta_0 - \frac{\theta_2}{2} \right) \right\} \quad \dots\dots\dots (24)$$

これは $A_2 B_2$ が外部的に短絡されて何等の電位差も生じない場合に Gap 中を B_2 より A_2 に外部では反對に A_2 から B_2 に流れる電流である。この電流の反作用として Gap に電壓の現れる場合は更にこの電壓に對する影響も考へねばならぬがこの場合に就ては後で詳述する

上式の交流の最大は $\theta_2 \rightarrow 0$ ($\ell_2 \rightarrow 0$) の場合に起り

$$I_{20} = I_0 \{ 1 + K\theta_0 \cos(\omega t - \theta_0) \} = I_{A2} \quad \dots\dots\dots (25)$$

なほ他の特別の關係は $\theta_2 = \pi$ の場合であつて

$$I_{2\pi} = I_0 \left\{ 1 + K \left(\theta_0 + \frac{\pi}{2} \right) \frac{2}{\pi} \sin(\omega t - \theta_0) \right\} \quad \dots\dots\dots (26)$$

亦 $\theta_2 = 2n\pi$ ($n \neq 0$, n 整数) の場合は

$$I_2 = I_0 \quad \dots\dots\dots (27)$$

となり交流分は全く消滅するに到る。これも重要な關係である。

6. Buncher 或は Catcher Gap 内の電子電流の計算

第3節では Buncher $A_1 B_1$ Gap の極めて狭い場合の速度變調に就て論じたが、この Gap の廣い場合には變調の型式も小さく變り、亦制御電壓に對してアドミタンス項として反作用のある事もわかる。このアドミタンス項は入力側の Buncher より寧ろ出力側の Catcher に於いて重要な意味を持つ。よつてこれら Gap の廣い一般の場合につき速度變調様式及びアドミタンスを計算して

見る。先ず手始めとして電子電流の計算より行ふ。第4圖の如き廣き Gap につき考へるに、この Gap で加速される電子は

$$\frac{dV}{d\tau} = \frac{eE_1}{m\omega l_1} \sin(\omega\tau + \phi) \dots (28)$$

時間 τ は電子が A_1 に入る時を基準に取り ϕ はその時の E_1 の位相角である。之を一回積分して $\tau = 0$ の時 $V = V_0$ であるから

$$V = V_0 - \frac{e}{m} \frac{E_1}{\omega l_1} [\cos(\omega\tau + \phi) - \cos\phi] \dots (29)$$

(1) 式より $e/m = V_0^2/2E_0$ を代入すると

$$V = \frac{dx}{d\tau} = V_0 \left\{ 1 - \frac{E_1}{2E_0} \frac{V_0}{\omega l_1} [\cos(\omega\tau + \phi) - \cos\phi] \right\} \dots (30)$$

更に (4) の $K = E_1/2E_0$ 而して $V_0/\omega l_1 = 1/\theta_0$... (31)

を入れると

$$V = V_0 \left\{ 1 - \frac{K}{\theta_0} [\cos(\omega\tau + \phi) - \cos\phi] \right\} \dots (32)$$

内 θ_0 は Gap l_1 の直流電圧のみに對する走行角であつて、高周波電圧ある場合の走行角 θ_1 とは異なる。この θ_1 に関しては後述する。

次に $x=0$ より出發した電子が過ぎた距離 x は

$$x = \int_0^\tau V d\tau = V_0 \left\{ \left(1 + \frac{K}{\theta_0} \cos\phi \right) \tau - \frac{K}{\omega\theta_0} [\sin(\omega\tau + \phi) - \sin\phi] \right\} \dots (33)$$

直接高周波 E_1 の位相で表すために

$$\omega\tau + \phi = \omega t, \quad \phi = \omega t - \omega\tau \dots (34)$$

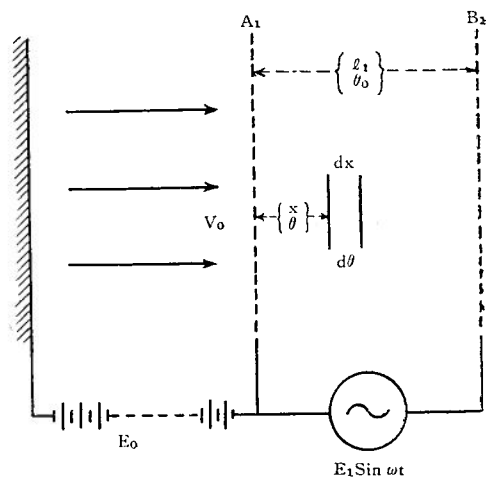
と置くと

$$x = V_0 \left\{ \tau \left[1 + \frac{K}{\theta_0} \cos(\omega t - \omega\tau) \right] - \frac{K}{\omega\theta_0} [\sin\omega t - \sin(\omega t - \omega\tau)] \right\} \dots (35)$$

となり、 $\Delta\tau$ 先に出た電子との間隔 Δx に對する關係は上式を τ につき偏微分して

$$\begin{aligned} \frac{\partial x}{\partial \tau} &= V_0 \left\{ 1 + K \frac{\omega\tau}{\theta_0} \sin(\omega t - \omega\tau) \right\} \\ &= V_0 \left\{ 1 + K \frac{\theta}{\theta_0} \sin(\omega t - \theta) \right\} \dots (36) \end{aligned}$$

内 $\theta = \omega\tau$ は $x=0$ より出發した電子の走行角である。よつて速度變調を受けない場合の電子間の間隔 d_0 は $(\partial x / \partial \tau)_0 = V_0$ なるにより



第 4 圖

$$\frac{d}{d_0} = \frac{(\partial x / \partial \tau)}{(\partial x / \partial \tau)_0} = 1 + K \frac{\theta}{\theta_0} \sin(\omega t - \theta) = \frac{Q_0}{Q} \dots (37)$$

この電子間隔の比は亦電子密度の逆比である。 Q_0 は速度變調を受けない場合の密度である。

よつてある走行角 θ に對する電子電流は

$$I = -QV = -Q_0 V_0 \frac{1 - \frac{K}{\theta_0} [\cos\omega t - \cos(\omega t - \theta)]}{1 + K \frac{\theta}{\theta_0} \sin(\omega t - \theta)} \dots (38)$$

内 $-Q_0 V_0 = I_0$ は A_1 に入る直流電流を表す。なほ K が小なる場合は

$$I = I_0 \left\{ 1 - \frac{K}{\theta_0} [\cos\omega t - \cos(\omega t - \theta)] - K \frac{\theta}{\theta_0} \sin(\omega t - \theta) \right\} \dots (39)$$

の如く Buncher 内の電子電流が計算され、そのまゝ Catcher 内の E_2 のみに對する電子電流も與へる。

7. Buncher 或は Catcher に於ける 電子アッドミタンスの計算

上の電子電流に對する Gap の兩端間の誘導電流を計算するには (21) 式同様岡部教授の算式

$$I_i = \frac{1}{l_1} \int_0^{l_1} I dx \dots (40)$$

を用ふるのであるが (39) 式は x の函數でなく θ の函數となつて居るから dx も θ の形になほす必要がある。之は (32) 式が

$$\begin{aligned}\frac{dx}{d\tau} &= V_0 \left\{ 1 - \frac{K}{\theta_0} [\cos(\omega\tau + \phi) - \cos\phi] \right\} \\ &= V_0 \left\{ 1 - \frac{K}{\theta_0} [\cos\omega\tau - \cos(\omega\tau - \theta)] \right\}\end{aligned}$$

となるから

$$\begin{aligned}dx &= V_0 \left\{ 1 - \frac{K}{\theta_0} \cos\omega\tau - \cos(\omega\tau - \theta) \right\} d\tau \\ &= \frac{V_0}{\omega} \left\{ 1 - \frac{K}{\theta_0} [\cos\omega\tau - \cos(\omega\tau - \theta)] \right\} d\theta \quad (41)\end{aligned}$$

として (40) 式を計算するのが合理的であると思ふ。

この場合 K を省略して

$$dx = \frac{V_0}{\omega} d\theta \quad (42)$$

とせば簡単でありこの形でよく計算が行はれる様であるが本文では dx に (41) を用ひて見る。然る時は積分限界の θ_1 も θ の函数とするを要し、(35) 式より $\tau = \tau_1$ のとき $x = \theta_1$ となるとせば

$$\begin{aligned}x = \theta_1 &= V_0 \left\{ \tau_1 \left[1 + \frac{K}{\theta_0} \cos(\omega\tau_1 - \omega\tau_1) \right] \right. \\ &\quad \left. - \frac{K}{\omega\theta_0} [\sin\omega\tau_1 - \sin(\omega\tau_1 - \omega\tau_1)] \right\} \\ \frac{\omega\theta_1}{V_0} &= \theta_0 = \omega\tau_1 \left[1 + \frac{K}{\theta_0} \cos(\omega\tau_1 - \omega\tau_1) \right] \\ &\quad - \frac{K}{\theta_0} [\sin\omega\tau_1 - \sin(\omega\tau_1 - \omega\tau_1)] \\ \therefore \omega\tau_1 = \theta_1 &= \frac{\theta_0 + \frac{K}{\theta_0} [\sin\omega\tau_1 - \sin(\omega\tau_1 - \theta_1)]}{1 + \frac{K}{\theta_0} \cos(\omega\tau_1 - \theta_1)} \\ &= \theta_0 - K \cos(\omega\tau_1 - \theta_1) + \frac{K}{\theta_0} (\sin\omega\tau_1 - \sin(\omega\tau_1 - \theta_1)) \quad (43)\end{aligned}$$

と變形する必要がある。よつて (40) 式の積分は

$$\begin{aligned}I_i &= \frac{V_0}{\omega\theta} I_0 \int_0^{\theta_1} \left\{ 1 - \frac{2K}{\theta_0} [\cos\omega\tau - \cos(\omega\tau - \theta)] \right. \\ &\quad \left. - K \frac{\theta}{\theta_0} \sin(\omega\tau - \theta) \right\} d\theta \\ &= \frac{I_0}{\theta_0} \left\{ \theta_1 - 2 \frac{K}{\theta_0} \theta_1 \cos\omega\tau - 2 \frac{K}{\theta_0} [\sin(\omega\tau - \theta_1) \right. \\ &\quad \left. - \sin\omega\tau] - \frac{K}{\theta_0} [\cos\theta_1 - 1 + \theta_1 \sin\theta_1] \sin\omega\tau \right. \\ &\quad \left. + \frac{K}{\theta_0} [\sin\theta_1 - \theta_1 \cos\theta_1] \cos\omega\tau \right\} \quad (44)\end{aligned}$$

上式の第一項の θ_1 は獨立で他に関係がないから (43) そのまゝを入れ、他の θ_1 に対しては θ_0 を用ゐるとも基本波にはほとんど誤差はない筈である。よつて

$$\begin{aligned}I_i &= I_0 \left\{ 1 + \frac{E_1}{E_0} \frac{1}{\theta_0^2} [2(1 - \cos\theta_0) - \theta_0 \sin\theta_0] \sin\omega\tau \right. \\ &\quad \left. + \frac{E_1}{E_0} \frac{1}{\theta_0^2} [2 \sin\theta_0 - \theta_0 (\cos\theta_0 + 1)] \cos\omega\tau \right\} \quad (45)\end{aligned}$$

即ち $E_1 = E_1 \sin\omega\tau$ に対する I_i の交流分は

$$\dot{I}_i = y \dot{E}_1 = (g + j b) \dot{E}_1 \quad (46)$$

として

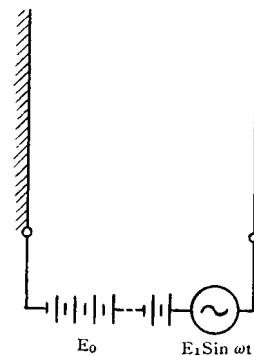
$$\begin{aligned}g &= \frac{I_0}{E_0} \frac{1}{\theta_0^2} [2(1 - \cos\theta_0) - \theta_0 \sin\theta_0] \\ b &= \frac{I_0}{E_0} \frac{1}{\theta_0^2} [2 \sin\theta_0 - \theta_0 (1 + \cos\theta_0)] \quad (47)\end{aligned}$$

となり アドミタンス 項が計算される事となる。

茲に面白いのは (42) 式を dx に用ひた略算では g, b 共に上の $\frac{1}{2}$ の値を得る事である。なほ岡部教授が計算された (2) 第 5 圖の直流電壓と高周波電壓とが同時にかかる配置に於いても上の g, b と同じ形の アドミタンス が得られて居る。同教授も結局は (42) の簡単な dx につき計算されて居るが、筆者の (41) 式を用ひれば同じく二倍の数値が得られる。 dx に略算を用ゐるか或は (41) の形で行ふかは問題であると思はれるが、之は今後の研究問題として残して置きたい。

上 (47) の g, b を電子走行角 θ_0 に對して曲線に書くと第 6 圖の關係を得る。之は岡部教授の曲線の数値を $\frac{1}{2}$ にし b は符號を變じたものである。 dx を (41) 式で計算せば上述の如くなほ二倍になるから、直流高周波を分離しかけた場合は同一 Gap にかけた場合の $\frac{1}{4}$ のアドミタンス を得る事になる。

第 6 圖に就いて見るに $\theta_0 = 2\pi \sim 3\pi$ の間で大部分 g が負になつて居る。即ちこの走行角の範圍で Gap は負のコンダクタンス を現し、自勵發振を行ふ可能性があり之は第 5 圖の配置につきすでに Llewellyn 氏 (3) 等によつ



第 5 圖

て論ぜられ、実験によつても確められた事である。

なほ g_b の走行角 θ_0 の小さい場合の関係として

$$\left. \begin{aligned} [g]_{\theta_0 \rightarrow 0} &= \frac{1}{12} \frac{I_0}{E_0} \theta_0^2 = \frac{1}{6} \frac{I_0}{E_0^2} \frac{e}{m} (\omega l_1)^2 \\ [b]_{\theta_0 \rightarrow 0} &= \frac{1}{6} \frac{I_0}{E_0} \theta_0 = \frac{1}{6} \frac{I_0}{E_0^{3/2}} \sqrt{\frac{2e}{m}} \omega l_1 \end{aligned} \right\} (48)$$

が得られ θ_0 が小さいと g 項は極度に小さく、Buncher の入力 $P_1 = \frac{1}{12} \frac{I_0}{E_0^2} \left(\frac{e}{m} \right) (\omega l_1)^2 E_1^2$ も問題にならぬほど少い。然し周波数の自乗で増加するから普通の真空管に於て入力の極超短波に対する増加がよく判る。これを小とするためには Gap l_1 を小とするか、直流電圧 E_0 を大とする方法のある事も明である。この損失のために極超短波範囲の増幅発振が困難になるのである。亦 b の表す等価静電容量は周波数に關係なく一定となる。之が極間幾何的容量及び タンク 回路の容量に加つて發振波長を長くする働のある事も明である。

8. 速度變調管の等価三極管特性

前二節では Gap の廣い場合の諸關係を論じたが、本節では之等の關係を用ひて速度變調管の特性を普通の三極管と比較して考へて見る。

Buncher Gap の廣い場合 B_1 を出る電子の速度は A_1 B_1 の走行角 θ_1 により (32) 式から

$$\begin{aligned} V &= V_0 \left\{ 1 - \frac{K}{\theta_1} [\cos \omega t - \cos(\omega t - \theta_1)] \right\} \\ &= V_0 \left\{ 1 + K \frac{2}{\theta_1} \sin \frac{\theta_1}{2} \sin \left(\omega t - \frac{\theta_1}{2} \right) \right\} \dots (49) \end{aligned}$$

で表はされ、速度變調度は

$$K' = \frac{2}{\theta_1} \sin \frac{\theta_1}{2} \cdot K \dots (50)$$

に下り、 $\theta_1 \rightarrow 0$ の極限に於てのみ K に等しくなる。

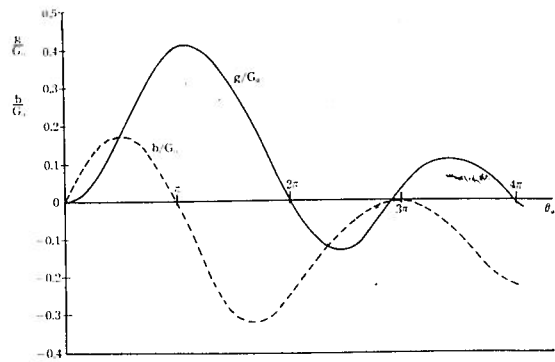
なほ Bunching space も Buncher の中心 $\theta_1/2$ より始まり、 B_1 を出るとき既にこの $\theta_1/2$ に相當する密度變調を受けて居るから、Bunching angle も増加し Catcher の誘導電流は (24) を少しく變じて

$$\begin{aligned} I_{21} &= I_0 \left\{ 1 + K \left(\theta_0 + \frac{\theta_1}{2} + \frac{\theta_2}{2} \right) \frac{2}{\theta_1} \sin \frac{\theta_1}{2} \cdot \right. \\ &\quad \left. \frac{2}{\theta_2} \sin \frac{\theta_2}{2} \cos \left(\omega t - \theta_0 - \frac{\theta_1}{2} - \frac{\theta_2}{2} \right) \right\} (51) \end{aligned}$$

即ち Bunching angle の等價値は

$$\theta = \theta_0 + \theta_1/2 + \theta_2/2 \dots (52)$$

とし各 Gap の中心から中心にはかつた走行角を實効



第 6 圖

Bunching Space としてよい事が近似的に誘導できる。

(證明は略す)

よつて Catcher の電流の交流分を表すと

$$\begin{aligned} \dot{I}_{21} &= \frac{I_0}{E_0} \frac{\dot{E}_1}{2} \theta \frac{2}{\theta_1} \frac{2}{\theta_2} \sin \frac{\theta_1}{2} \sin \frac{\theta_2}{2} \cdot \\ &\quad \cos(\omega t - \theta) = y_{12} \dot{E}_1 \dots (53) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{内 } y_{12} &= 2 \frac{I_0}{E_0} \frac{\theta}{\theta_1 \theta_2} \sin \frac{\theta_1}{2} \sin \frac{\theta_2}{2} \cdot \\ &\quad [\sin \theta + j \cos \theta] \dots (54) \end{aligned}$$

$$= g_{12} + j b_{12}$$

の如く Buncher 電圧 $\dot{E}_1$ に對する相互コンダクタンス項を用ふる事ができる。この場合 Catcher 端子に $\dot{E}_2$ の高周波電圧の存在する場合はこの $\dot{E}_2$ に對する電流と上の電流とが重疊して流れる事になる。即ち全電流の $\dot{I}_2$ は

$$\dot{I}_2 = (g_2 + j b_2) \dot{E}_2 + (g_{12} + j b_{12}) \dot{E}_1 \dots (55)$$

内 g_2, b_2 は (47) 式にて θ_0 の代りに Catcher 走行角 θ_2 を入れたものである。

上 (55) 式は普通の三極真空管の陽極電流

$$\dot{I}_p = y_p \dot{E}_p + y_m \dot{E}_g \dots (56)$$

と全く同一型である。但し y_p, y_m は普通實數部だけであるが (55) の y_2, y_{12} は複素量である點が異なる。

$$\begin{aligned} \text{然し } \theta &= \left(n + \frac{1}{2} \right) \pi \quad \text{とせば } b_{12} = 0 \\ g_{12} &= (-1)^n \frac{I_0}{E_0} \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{2\pi}{\theta_1 \theta_2} \sin \frac{\theta_1}{2} \sin \frac{\theta_2}{2} \dots (57) \end{aligned}$$

$$\text{亦 } \theta_2 = \pi \quad \text{とせば } y_2 = g_2 = \frac{I_0}{E_0} \frac{4}{\pi^2} \dots (58)$$

兩コンダクタンス共に實數のみになる。

單なる増幅器として作用させる場合は位相關係はそれほど重要でなく、特に y_2 に於いては虚數部はタンク回路及び管内の幾何學的容量と並列にある等価静電容量で

代置できるから強ち $b_2 = 0$ とする事を要せぬ。増幅器発振器共に必要な条件は成可く相互コンダクタンスの大なる事で、このために θ 或は (57) の n を大きく取る事及び θ_1, θ_2 共に小とする事である。

θ を大きく θ_1, θ_2 を小とする爲には機械的に並に整一電子流を得る事に難点があり最も適当な各 Gap の配置がある筈である。普通入力出力側を平衡さすために $\theta_1 = \theta_2$ に取る。この場合の g_{12} は

$$g_{12} = (-1)^n \frac{I_0}{E_0} \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\pi}{2} \left[\frac{2}{\theta_1} \sin \frac{\theta_1}{2} \right]^2 \quad \dots\dots\dots (59)$$

となり之の最大は $\theta_2 \rightarrow 0$ にある。 $\left[\frac{2}{\theta_1} \sin \frac{\theta_1}{2} \right]^2$ を θ_1 に対して曲線を畫けば第 7 圖を得る。同じく g_2 を第 6 圖より入れてある。 g_2 の逆数が内部抵抗 r_p に相當し

$$r_2 = 1/g_2 \quad \dots\dots\dots (60)$$

更に等價増幅率の μ は

$$\mu = g_{12}/g_2 = (-1)^n \left(n + \frac{1}{2}\right) \pi \cdot \frac{2 \sin^2 \theta_2/2}{2(1 - \cos \theta_2) - \theta_2 \sin \theta_2} \quad \dots\dots\dots (61)$$

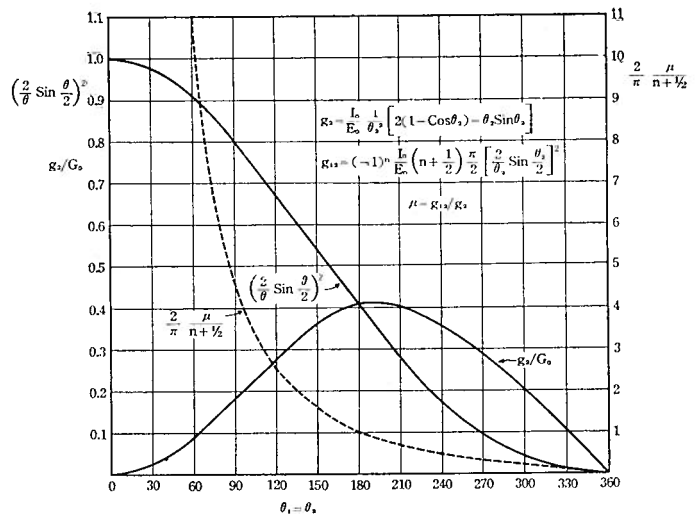
$$\text{或は } [\mu]_{\theta \rightarrow 0} = (-1)^n 6 \left(n + \frac{1}{2}\right) \pi / \theta_1^2 \rightarrow \infty \quad \dots\dots\dots (62)$$

で μ の最大値を與へる。この μ の曲線も第 7 圖に示す。

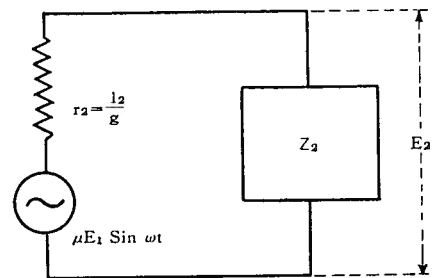
かくの如くにして等價三極真空管としての内部抵抗及び増幅率が與へられるから、増幅、自勵發振共に第 8 圖の等價回路で速度變調管回路が考究できて甚だ便利である。 Z_2 は外部タンク回路、電極間及び b_2 の生ずる静電容量を平行に入れたものである。 E_2 を適當に反結合して E_1 を與へれば自動發振器となる事も明かである。

9. 結 言

以上で電子流速度變調管に於ける基礎的計算に就て論じた。之は主として Klystron を目的としたものであるが誘導出力管其他の速度變調管にも勿論適用できる。最後の三極真空管と比較した等價特性は變調回路解析に極めて有力な武器となる事を疑はない。但し之等々價定数は



第 7 圖



第 8 圖

一般的に複素量であるからその取扱ひに注意を要する。本文では觸れなかつたが空洞型共振器、及びこれと負荷との結合法乃至は Klystron の反結合方式等考究すべき問題が多々残されて居つて、本文の基礎計算のみでは設計資料としても不充分である。よつて此等残された諸問題に關しても亦機を見て考究致したい。本研究に當り堀研究部長の絶大の御指導御援助を深謝して筆を止めたい。

文 献

宇田 教授：變調電子流發振法と發振機構

- (1) 田村：新しい極超短波真空管に就いて（本誌上）
- (2) 岡部教授：特殊熱電子管（修教社）
- (3) F. B. Llewellyn & A. E. Bowen : B. S. T. J., April, 1939

三菱大阪管に就て

研究部 馬場文夫

1. 緒言

波長1米以下の極超短波の研究は近年著しく進歩し、其應用は通信を始め飛行機盲目着陸、テレビジョン、醫療等多方面に亘り、今や實用化され様としてゐる。極超短波の發生方法としては、

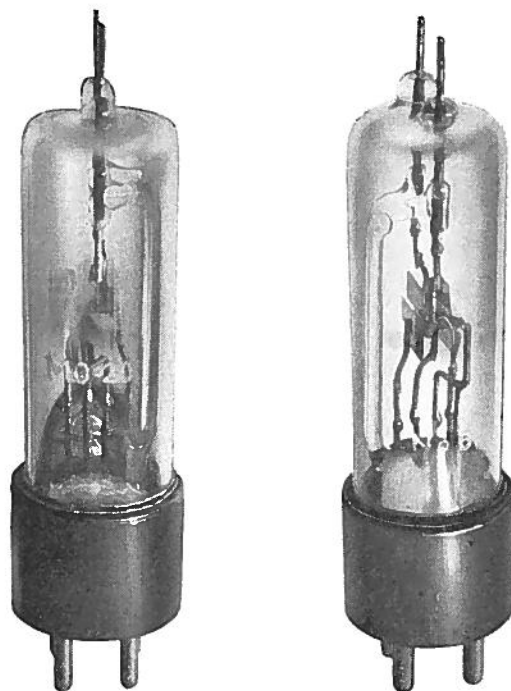
- (1) 三極真空管の反結合
- (2) パルクハウゼン-クルツ 電子振動
- (3) マグネトロン 管及び大阪管
- (4) 電子速度變調管 (クライストロン)

等が代表的にあげられる。

第1の方法は極超短波に限らず通常よく用ひられる方法で、波長を短くするには電子走行時間を小さくする必要の爲、電極の構造を縮少しなければならない。従つて電極間の静電容量が大となり發振波長に限度を持つ事になる。現今30 ㍴以下の波長發生には大なる困難を伴ふ。

第2の方法は高電位に保れた格子を中心として電子の往復運動を利用したもので、發振出力、能率共に極めて小いので特殊な目的以外には殆んど用ひられてゐない。

第3のマグネトロン 管による方法は、電場と磁場とを作用せしめ電子の回轉運動を利用したもので、現在の所では、他の如何なる熱電子管に依るより遙かに短い波長の振動を發生し、出力並びに能率が比較的大である。大阪管については本文で詳述するが、マグネトロン 管とB-K 管とを巧みに組合せたもので、動作が安定で無効電力の振幅變調を容易になし得る利點があるが、出力及び能率の



第 2 圖

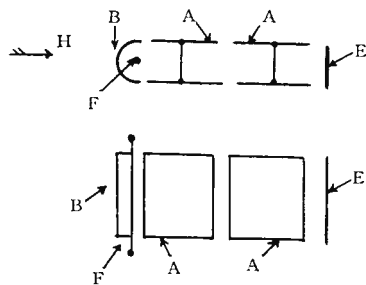
點に於て尙 マグネトロン 管には及ばない。

第4の方法は陰極より射出された電子を超高周波に相當して余分に加速したり、減速したりする方式にして最近米國に於て發明せられたもので、波長30 ㍴にて出力300 W、能率30~40%と云ふ優秀な結果を得てゐる。然し未だ實用の域に達してゐない。

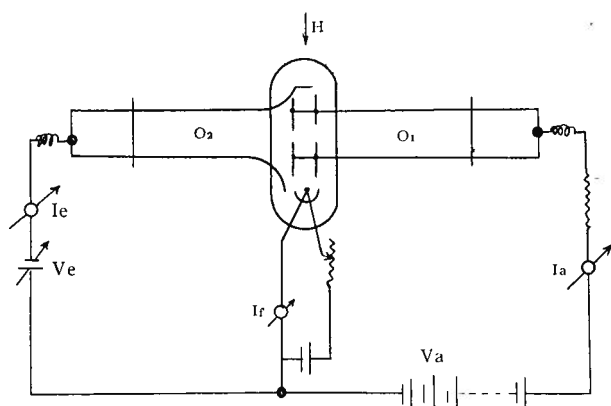
本文には大阪管の極超短波發生方法を記述し、次に試作管の性能の概略を説明する。

2. 大阪管の構造及び其振動機構

大阪管はマグネトロン の様に磁場と電場とを作用させた特殊な電子振動管であつて、岡部金治郎教授が大阪帝國大學理學部に於て創製せられた爲に大阪管なる名稱が付けられたものである。電極の配置圖は第1圖に示せる如きもので、Fは熱纖條、Aは陽極、Bはパッキングプレート Eはエンドプレートを示す。Hは與ふべき磁場の方向を示す。第2圖の寫眞は試作管 MO-202 である。之は陽



第 1 圖



第 3 圖

極損失増大の目的で翼をとりつけたものであつて、翼のない MO—201 に比し 3 倍の陽極損失を上げ得た。

第 3 圖は大阪管の振動回路の一例であつて、O₁ は陽極側の振動回路、O₂ は補助電極側の振動回路を示す。

大阪管の發振機構に對する理論的説明は未だ明確ではないが、その正規振動は分割 マグネロン 振動と見做されてゐる。從來大阪管の振動は専ら O₁ なる主振動回路に依つて決定し、O₂ の補助振動回路は二次的なものとして余り重要視されなかつた。然るに、本文で詳しく述べる如く、三菱大阪管 MO—202 を最上の良き状態で動作させるには、この補助振動回路が必要であり、この回路に誘起される振動の利用價值が多分にあることを實驗的に示した。

磁場 H は熱織條より出た電子が直接陽極にとられるのを防ぐ爲めであつて、發振波長は H には餘り影響されず、専ら陽極電壓によつて決る。熱織條から放出された電子は長螺旋狀徑路を畫いて、ある周期によつて、B、E 間を往復運動する。今陽極の電位分布が第 4 圖の如く拋物線的であるとすれば、陽極の中央 O より x なる距離の電位 V_p は次式で示される。

$$V_p = V_p' \left[1 - \left(\frac{x}{\ell} \right)^2 \right]$$

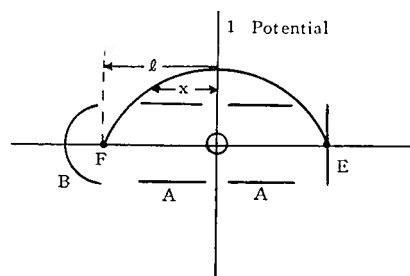
$$V_p' = k V_p \quad (k < 1)$$

従つて x なる點の電子の速度 V_x は

$$V_x = \sqrt{\frac{2eV_p}{m}} = \frac{1}{\ell} \sqrt{\frac{2eV_p'}{m}} (\ell^2 - x^2)^{\frac{1}{2}}$$

茲に e は電子の電荷、m は質量を表す。

依つて電子が x なる距離に於て dx なる微小部分を通る時間 dt は



第 4 圖

$$dt = \frac{dx}{V_x} = \ell \sqrt{\frac{m}{2eV_p'}} (\ell^2 - x^2)^{-\frac{1}{2}} dx$$

従つて電子が F、E 間を往復するに要する時間は

$$\begin{aligned} T &= 4t = 4\ell \sqrt{\frac{m}{2eV_p'}} \int_0^{\ell} (\ell^2 - x^2)^{-\frac{1}{2}} dx \\ &= 4\ell \sqrt{\frac{m}{2eV_p'}} \left[\sin^{-1} \frac{x}{\ell} \right]_0^{\ell} = 4\ell \sqrt{\frac{m}{2eV_p'}} \frac{\pi}{2} \\ &= \frac{\pi \ell}{3} \times 10^{-7} \times \frac{1}{\sqrt{V_p'}} \end{aligned}$$

然るに

$$\lambda = CT \quad \lambda: \text{波長} \quad C: \text{光の速度}$$

$$\lambda = 1570 \frac{d}{\sqrt{V_p'}}$$

此式は B—K 振動の波長式と同様で常数のみが異なる。

即ち大阪管の發生波長は電極の距離と陽極の電壓によつて決る。

大阪管は上記の λ の外に

$$\lambda_n = \frac{1}{n} \lambda \quad (n = 1, 3, 5, \dots)$$

で示される波長の振動も可能であり、前者を正規振動、後者を倭小波振動と云ふ。

3. 三菱大阪管 MO—202 の性能

MO—202 の靜的特性は次の如くである。

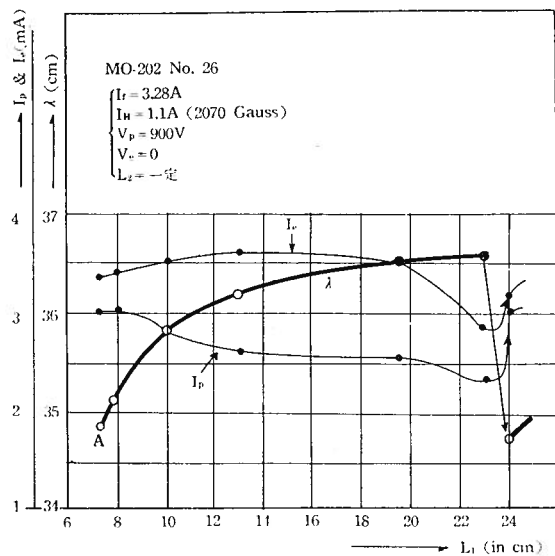
管 直 徑	24 耗
管 全 長	117 耗
最大織條電壓	2 ボルト
最大織條電流	3.2 アンペア
最大許容陽極損失	12 ワット
最大陽極電壓	1000 ボルト
側端電極電壓	0—150 ボルト
所要最大磁界	2000 ガウス
波 長	32 厘以上

大阪管には移動現象として知られた陽極回路に発生した振動が補助電極側の共振により急激に減少し、比較的弱い振動が補助電極回路に表れる現象がある。よつて従来は、振動回路を陽極側にのみ取付け、補助電極側の同調を殊更にはずして、この移動現象をさけて居たが、試作管 MO-202 に於ては陽極及補助電極の兩振動回路に同時に強い振動を発生し、この兩回路の同期を適當に調整する事によつて真空管を最適状態に使用する事が出来た。

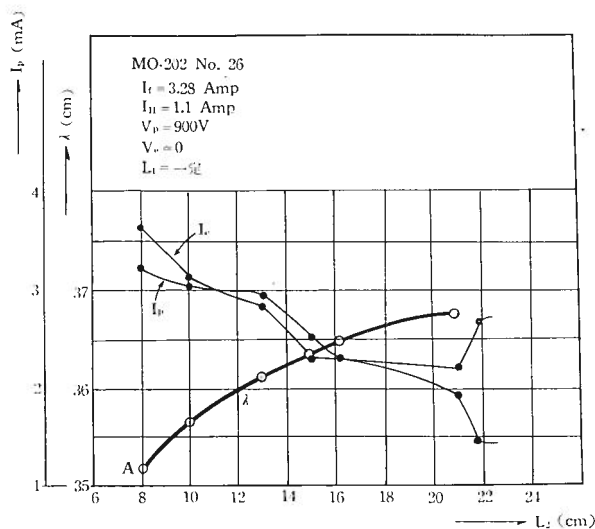
次に其實験結果を述べる。

(i) 翼つき大阪管 (MO-202)

本實驗結果中の波長は正規振動のそれを示し、其測定



第 5 圖

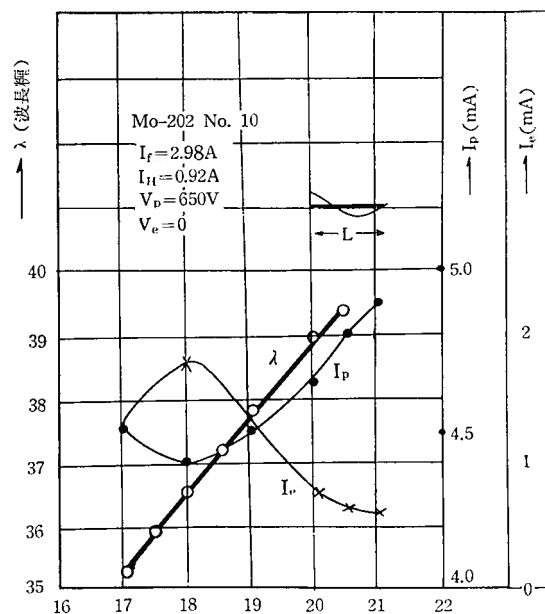


第 6 圖

にはヘテロダイ周波計を用いた。實驗回路は第3圖の如きものであつて、 L_1 は O_1 回路を形成するレッヘル線の同調の長さを適當なる位置より測りたる距離を示す。同様に L_2 は O_2 回路の同調のレッヘル線の長さを示す。第5圖は L_1 の變化に對する波長の變化である。圖中 A 點は O_1 及び O_2 兩回路に同程度の強い發振が起つてゐる點であつて、今 O_2 回路の同調點を一定にし、 O_1 回路の同調即ち L_1 を變化したるに、從來の大阪管の様に直線的の關係にならず、圖の如く波長の變化は飽和の状態になつた。レッヘル線上には $\frac{3}{4}$ 波長のつてゐるから L_1 の變化値 ΔL_1 に對し $\frac{1}{4}$ 倍の波長の變化を來すべきところ、 $\Delta L_1 = 16$ ㎝に對し $\Delta \lambda = 2$ ㎝にも足りない。尙 O_1 , O_2 の兩回路の發振の強さは A 點で最も強く、 L_1 の變化に伴つて兩回路とも振動が次第に弱くなつた。

次に L_1 を一定にして、 L_2 の變化に對する λ の關係は第6圖の如くで、第5圖と同様の傾向を示した。

上述の如く所謂移動現象は認められず、却つて陽極及補助電極回路の何れか一方の同調を非同調にすれば、他方も同時に非同調となつた。従つて振動としては O_1 , O_2 の兩回路が不可分の關係にあり、最適の状態は兩回路を調整することによつて始めて得られる。次に O_1 , O_2 兩回路の同調の長さを等しく變じたるに第7圖の如く波長の變化は直線的になつた。 $\Delta \lambda / \Delta L$ は 1, 2 で計算値 1, 3 と殆んど一致した。



第 7 圖

(ii) 翼なしの大坂管 (MO-201)

同様の実験を翼のない大坂管について試みた。第8圖は L_1 の變化に對する波長の關係を示し、殆んど直線的になり、振動はある部分に於てのみ陽極、補助電極の兩回路に發生した。

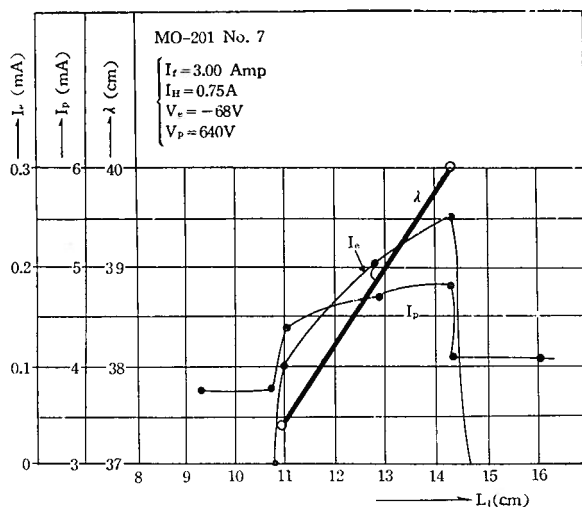
次に L_1 を一定にして L_2 と λ との關係は第9圖の如くなり、ある點まで波長の變化は認められず、ある點で急に變化し、それ以後は L_2 の變化に應じて波長が變化した。即ち A 部で波長が陽極回路によつて決定され、A 部以後では波長が補助電極回路に引きづられる現象を示した。この場合には所謂移動現象が現れた。

(iii) 翼つき大坂管の靜的特性及び負荷實驗

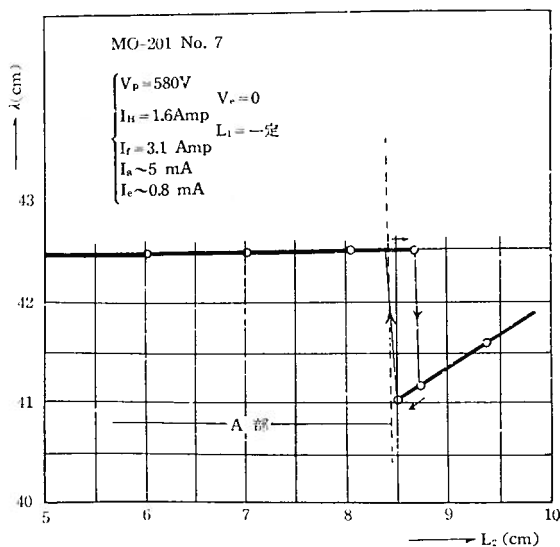
MO-202 に對する特性として、二三の實驗結果を示

す。第10圖は磁場の強さの變化に對する波長の變化を示し、殆んど波長は一定である。第11圖及第12圖は補助電極電壓を負に變じた場合と正に變じた場合とで、波長と振動強度とが如何に變するかを示した。Ia は振動強度の尺度となる。斯くの如く振幅變調をなすためには補助電極の電壓を負に變化すれば 100% に近い變調も可能である。しかし高度の周波數安定が望まれる場合には周波數安定器をとりつけるとか、周波數變動の原因となる側端電極よりの二次電子放出を除く様な工夫をしてゐる。

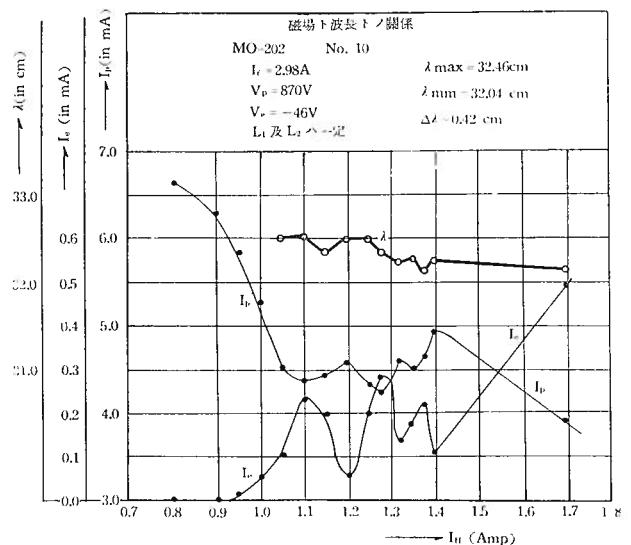
斯くの如く超高周波が陽極回路及び補助電極回路の兩回路に同時に發生する現象は大坂管の出力調整並びに負荷法に一段と利便を與へるものと信ずる。例へば岡部教



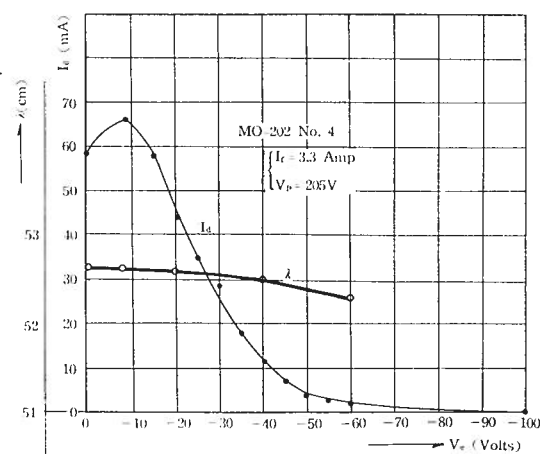
第 8 圖



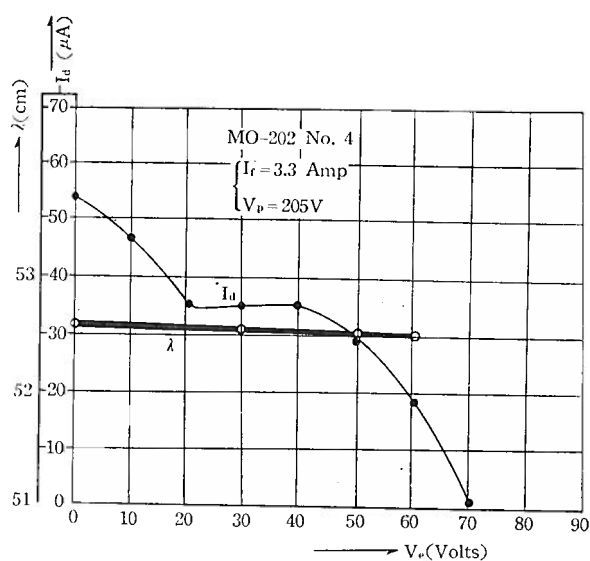
第 9 圖



第 10 圖



第 11 圖



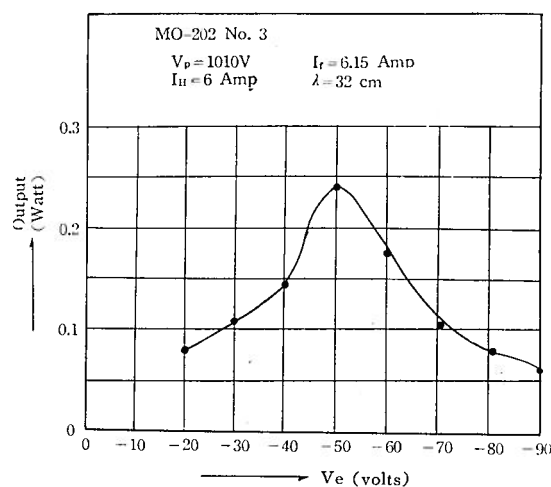
第 12 圖

授発表の多段定常波回路を陽極側に接続して周波数安定化を計り、補助電極側より空中線負荷をとり、補助電極回路の同調を調整することによつて空中線へ最大出力を出し得た。第 13 圖は陽極側に波長 32 極用の多段定常波回路二段をつけ、補助電極側に ランプ 負荷として、補助電極電圧の變化に對する出力の變化割合である。波長の變動は殆んど認められなかつた。現在上記の回路を使用した送信機を試作し、十數軒の通信實驗に對し、充分所期の目的を得た。第 14 圖の寫眞はこの試作送信機である。この動的特性については何れ稿を更めて詳述する心算である。

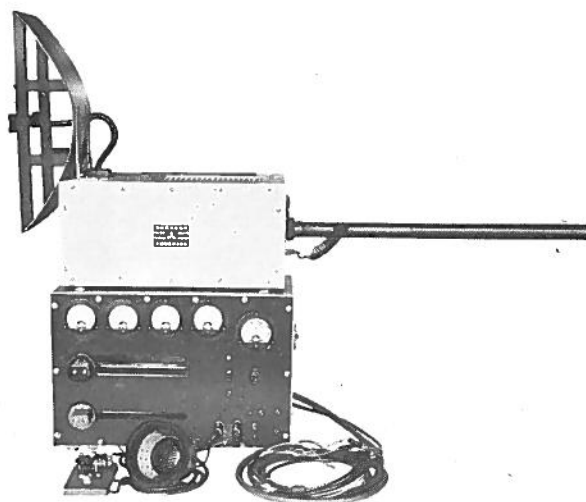
4. 結 言

大阪管は マグネロン 管に比すれば發振周波数は遙かに安定であるが、通信、計器其他の應用に於てこの安定度は更に上げる必要がある。斯る場合一つの陽極回路のみに周波数安定器及空中線を負荷することは調整を困難にすると同時に、高電位に保れた陽極回路を取扱ふことの危険を伴ふ。然るに本實驗の如く兩負荷を陽極及び補助電極回路に分ち得る事は上記の欠點を或る程度除けたと思ふ。又此種の大阪管の發振の最適状態は兩電極の振動回路を調整して始めて得られた。

本實驗を草するに當り、大阪帝大産業科學研究所岡部



第 13 圖



第 14 圖

教授並びに堀研究部長の御指導に感謝すると共に、懇切に御教示下された研究部薄井博士及び阪大産研所員三戸氏に對し謝意を表す。尙真空管製作及び實驗に終始大なる努力を惜まれなかつた川本朔君に深謝す。

参 考 文 献

- | | |
|--------------|------------------|
| (1) 岡部金治郎 | 特殊熱電子管 (修 教 社) |
| (2) 岡部、菱田、大脇 | 信學誌 昭和 12 年 1 月 |
| (3) 岡部、菱田、大脇 | 信學誌 昭和 12 年 7 月 |
| (4) 岡部 | 電學誌 昭和 14 年 10 月 |
| (5) 濱田、清水 | 信學誌 廿周年大會豫稿 |
| (6) 馬場 | 信學誌 昭和 14 年 3 月 |
| (7) 馬場 | 信學誌 昭和 16 年 5 月 |



三菱電機株式會社

本店 東京市麴町區丸ノ内二丁目四
神戶製作所 神戶市兵庫區和田崎町三丁目
名古屋製作所 名古屋市中區矢田町
長崎製作所 長崎市平戸小屋町
大阪工場 兵庫縣川邊郡立花村塚口
大船工場 神奈川縣鎌倉郡大船町
直方出張所 直方市大字下新入
札幌出張所 札幌市北二條東一二丁目九八
奉天駐在員 奉天大和區浪速通二八
新京駐在員 新京大同大街(康德會館內)
京城駐在員 京城府黃金町一丁目一八〇

三菱商事株式會社

機械部 東京市麴町區丸ノ内二丁目十番地
橫濱支店 橫濱市中區本町四丁目四三番地
青森出張員 青森市大字古川町一七番地
仙臺出張員 仙臺市國分町二番地
小樽支店 小樽市色内町八丁目三番地
函館出張所 函館市東濱町六番地
名古屋支店 名古屋市中區廣小路通二丁目
機械部大阪支部 大阪市南區安堂寺橋通三丁目
神戶駐在員 神戶市神戶區海岸通八番(神戶支店內)
姫路駐在員 姫路市暨町二五番地
吳支店 吳市堺川通一丁目八番地
門司支店 門司市東湊町二番地
佐世保出張所 佐世保市元町四三番地
長崎出張所 長崎市小曾根町二一番地
八幡出張所 八幡市枝光白川町一丁目
臺北支店 臺北市表町二丁目九番地
基隆出張員 基隆市日新町二丁目六番地
高雄支店 高雄市堀江町三丁目三二番地
京城支店 京城府黃金町一丁目一八〇番地
釜山出張所 釜山府大倉町四丁目二二番地
清津出張所 清津府港町四番地
群山出張員 群山府本町一丁目四〇番地
平壤出張所 平壤府黃金町三番地(東拓ビル內)
大連支店 大連市山縣通一六五番地
奉天支店 奉天大和區富士町
安東出張員 安東大和區市場通五丁目
新京支店 新京特別市大同大街(康德會館內)
哈爾濱支店 哈爾濱市埠頭區水道街二九番地
牡丹江出張員 牡丹江市大平路一五番地
天津支店 天津日本租界須磨街一六ノ一番地
北京支店 北京東單牌樓大街三四五號
青島支店 青島館陶路三號
濟南支店 濟南商埠經三路四六八號
上海支店 上海九江路三六號
漢口支店 漢口江漢路一五號
香港支店 Holland House, No. 9,
Queen's Road Central Hongkong.

編輯兼發行者

三菱電機株式會社 神戶製作所內

中 台 一 男

印刷者

大阪市東區北久太郎町一丁目一六

久 保 專 治

印刷所

大阪市東區北久太郎町一丁目一六

サ ン 製 版 印 刷 所

發行所

神戶市兵庫區和田崎町三丁目

三菱電機株式會社 神戶製作所

配給元

東京市神田區淡路町二丁目九

日本出版配給株式會社

昭和16年8月5日 印刷

昭和16年8月9日 發行

〔本誌代價〕 壹部二付 金貳拾錢
(郵稅不要)