

超高周波電子管における電子振動ならびに 振動終了電子について

間 瀬 節 蔵

Electron Oscillations and Electrons after Oscillation in an Ultra-High Frequency Tube

Setuzo MASE

Abstract:— This report describes about electron oscillations in an Osaka-tube which is one of ultra-high frequency tubes. From utilization of the result obtained as electron path such as is shown in Fig. 1 (a), it is found that the mean number of electron oscillations in the Osaka-tube is 3~5.

Description is also made about behaviour of electrons after last returning. They are captured by the electrodes finally. Places at the surface of electrodes charged with electrons are able to be observed, by making use of an Osaka-tube with electrodes spread fluorescent substance. The results are shown in Fig. 5~Fig. 13.

1. 緒 言

超高周波用の電子振動管としては B-K 管とマグネトロンが有名であるが、このほかに電極配置を巧妙に考案された大阪管がある。本文ではこの大阪管に関して述べようとするものであるが、B-K 管にしてもマグネトロンにしても、発振時電子が管内にひろく分布するのに反して、大阪管においてはその特殊の電極配置のために、発振時において電子流は管内全体に分布することなく、加えられた電磁界の作用を受けて一般に長螺旋形のビームとなる。このため発振時における電子群の運動状態の考察および観察は比較的容易であり、電子運動と発振その他の関係を考究するには甚だ好都合の電子管である。

一般に電子振動管において熱電子は何回かの往復運動あるいはサイクル運動を繰返し、外部回路にエネルギーを与えた後、電極にとらえられる。大阪管におけるこのような電子の往復回数について先づ考察を行い、次いでこの電子が電極にとらえられる状態を観察した結果について述べる。

2. 電子の振動回数

電子振動管における電子の振動回数については、マグネトロンに対して E. G. Linder¹⁾ が考究し、次いで B-K 管に対して平島氏²⁾ の論文がある。それによればマグネトロンの場合には平均して100に近い値となり、B-K 管の場合にはそれよりはるかに少なく2回足らずであると推定されている。平島氏はこの大きな相違は、B-K 管の場合にグリッドの存在がその原因であるとしている。

次に大阪管における電子の振動回数の考察に移る。大阪管の中心軸上の電位分布はほぼ放物線状であるから、軸上を往復運動する電子の周期は振幅に無関係にほぼ一定となる。したがって、陽極間隙を通過するとき一度回路にエネルギーを与えた電子は、往復によってここを通過することにより回路にエネルギーを与え、理想の場合にはほとんど振幅が零となるまで往復運動を続けることになる。しかし最高エネルギーが20~30%に止っている³⁾ことや、電子径路の観察された結果から考えると、あまり往復を繰返さないうちに陽極にとられる確率が大きいように思われる。

Fig. 1 (a) は大阪管の電極配置の断面と電子径路を示したもので、電極間に所謂8の字形の径路が見られる。これは内田・玉木両氏⁴⁾ が大阪管の真空度を適当に調節して発振時の電子径路を写真撮影した結果に基づいてスケッチしたものである。

いま中心軸上を運動する電子について考える。図のように中心軸上に x 軸をとり、電位を V で表わし、中央のそれを V_0 とすれば、電位分布は近似的に

$$V = V_0 \left\{ 1 - \left(\frac{x}{a} \right)^2 \right\} \quad (1)$$

と書かれる。

電子の質量を m 、電荷の大きさを e とすれば、 x 方向の運動方程式は

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -e \frac{dV}{dx} \quad (2)$$

である。これは (1) 式を用いて

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{2eV_0}{ma^2}x \quad (3)$$

となる。

陽極間の超高周波電圧を $V_m \sin \omega t$ で表わし、これは陽極間隙の狭い空間だけにあるものとする。電子が陰極を出発するときの初速度を無視すれば、陽極分割部に到達したときの速度は

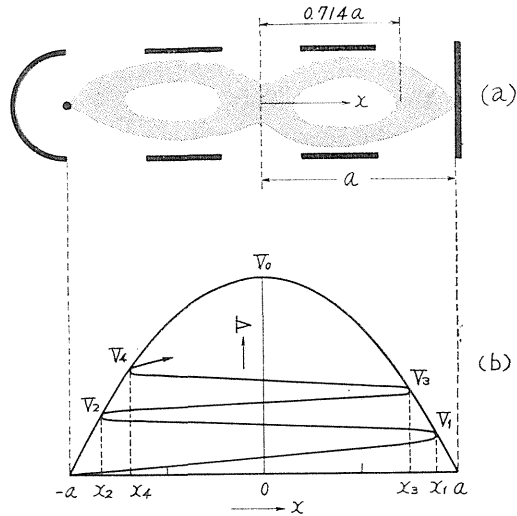


Fig. 1 電子径路

$$u_{0,1} = \sqrt{\frac{2eV_0}{m}} \quad (4)$$

である。この電子が超高周波電圧により速度変調を受けて、分割部を通過するときの速度は

$$u_1 = \sqrt{\frac{2e}{m} (V_0 + V_m \sin \omega \tau)} = u_{0,1} \sqrt{1 + 2K \sin \omega \tau} \quad (5)$$

となる。ただし

$$K = \frac{V_m}{2V_0} \quad (6)$$

(3) 式を積分し、 $x=0$, $\frac{dx}{dt} = u_1$ なる条件を用いれば

$$\frac{dx}{dt} = \pm u_{0,1} \sqrt{1 + 2K \sin \omega \tau - \left(\frac{x}{a}\right)^2} \quad (7)$$

が得られる。これは任意点 (x) における電子速度を与える。右辺の複号は、正はエンド・プレート (フィラメントから最も遠い電極) に向って前進中、負は引返し電子の帰來中を示す。

往復運動をする電子に対しては $\sin \omega \tau < 0$ であり、このような電子の引返し点の位置を x_1 とすれば $dx/dt=0$ より

$$\frac{x_1}{a} = \sqrt{1 + 2K \sin \omega \tau} \quad (8)$$

この引返し点の電位を V_1 とすれば (1) 式より

$$\begin{aligned} V_1 &= V_0 \left\{ 1 - \left(\frac{x_1}{a}\right)^2 \right\} \\ &= -2KV_0 \sin \omega \tau, \quad \sin \omega \tau < 0 \end{aligned} \quad (9)$$

となる。

つぎに上記の電子が陽極分割部に帰着したときの速度を $u_{0,2}$ とすれば

$$u_{0,2} = -\sqrt{\frac{2e}{m} (V_0 - V_1)} = -u_{0,1} \sqrt{1 + 2K \sin \omega \tau} \quad (10)$$

基本振動の場合、この電子が第2回目に速度変調を受けて、前と逆向きに分割部を通過するときの速度 u_2 は、電子周期が不変であるから (5) の結果が用いられ

$$u_2 = u_{0,2} \sqrt{1 + 2K \sin \omega \tau} = -u_{0,1} (1 + 2K \sin \omega \tau)^{2/2} \quad (11)$$

この電子は $x < 0$ の空間に進入する。そのときの速度を表わす式は、(3) を積分するときの初期条件が $x=0$, $\frac{dx}{dt} = u_2$ であるから (7) 式に対応して

$$\frac{dx}{dt} = \mp u_{0,1} \sqrt{(1 + 2K \sin \omega \tau)^2 - \left(\frac{x}{a}\right)^2} \quad (12)$$

である。したがって $x < 0$ の空間に進入した電子の引返し点の位置を x_2 とすれば

$$\frac{x_2}{a} = -(1 + 2K \sin \omega \tau) \quad (13)$$

となり、この点の電位 V_2 は

$$V_2 = V_0 \left\{ 1 - \left(\frac{x_2}{a}\right)^2 \right\}$$

$$= V_0 \{1 - (1 + 2K \sin \omega \tau)^2\} \quad (14)$$

以下同様にして第 3 回目の引返し点の位置 x_3 と、その点の電位 V_3 は

$$\frac{x_3}{a} (1 + 2K \sin \omega \tau)^{3/2} \quad (15)$$

$$\frac{V_3}{V_0} = 1 - (1 + 2K \sin \omega \tau)^2 \quad (16)$$

一般に第 r 回目の引返し位置 x_r およびその点の電位 V_r は

$$\frac{x_r}{a} = (-1)^{r-1} (1 + 2K \sin \omega \tau)^{r/2} \quad (17)$$

$$\frac{V_r}{V_0} = 1 - (1 + 2K \sin \omega \tau)^r \quad (18)$$

である。これらの式において $\sin \omega \tau < 0$ である。

いま一定位相 ($\omega \tau$) の電子につき引返し回数 r の平均的な値を R とし、これは各位相の電子に共通であると仮定する。又 $\sin \omega \tau$ の位相平均 $2/\pi$ を取り、Fig. 1 (a) の電子径路の観察結果に (17) を適用すると

$$\left(1 - \frac{4K}{\pi}\right)^{R/2} = 0.714 \quad (19)$$

となる。 K の値は筆者の測定結果によれば特別に大きいとき 0.1 である。 K があまり小さい場合は問題にならぬので 0.04 までをとり、

$$K = 0.1, 0.09, 0.08, 0.07, 0.06, 0.05, 0.04$$

に対応する平均の引返し回数 R を (19) 式より求めれば、それぞれ

$$R = 4.95, 5.53, 6.28, 7.20, 8.48, 10.3, 12.9 \quad (20)$$

となる。したがって平均の振動回数 (N) としては、 $N = R/2$ より

$$N = 2.5, 2.8, 3.1, 3.6, 4.2, 5.1, 6.4 \quad (21)$$

が得られる。通常の場合 $K \leq 0.075$ であるから、平均の振動回数は最低 3 回、小振幅発振すれば 5 回以上は振動していると考えられる。

<振動能率>

はじめ陰極を初速度零で出発するときの電子の位置エネルギーは eV_0 である。これが R 回目の引返し点 x_R で静止したときに有する位置エネルギーは、この点の電位を V_R として $e(V_0 - V_R)$ で表わされる。したがって、振動エネルギーに変換した電子のエネルギーは

$$eV_0 - e(V_0 - V_R) = eV_R$$

となる。この値の、最初のエネルギー eV_0 に対する割合 η_1 は

$$\eta_1 = \frac{eV_R}{eV_0} = \frac{V_R}{V_0} \quad (22)$$

(18) 式より

$$\frac{V_R}{V_0} = 1 - (1 + 2K \sin \omega \tau)^R \doteq -2RK \sin \omega \tau, \quad \sin \omega \tau < 0$$

であるから

$$\eta_1 = -2RK \sin \omega \tau \quad (23)$$

これは $\omega \tau$ なる位相をもった電子についての能率である。おのおの位相について η_1 を平均したものを η と書けば

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^0 (-2RK \sin \omega\tau) d(\omega\tau) \\ &= \frac{4}{\pi} RK \end{aligned} \tag{24}$$

となる。これより前記の K の各値に対する η を求めれば、それぞれ

$$\eta = 0.63, 0.63, 0.64, 0.64, 0.64, 0.65, 0.65 \tag{25}$$

となり、振動能率は約60%となる。

3. 振動終了後の電子

往復運動を行なう電子は往復を繰り返すごとにエネルギーを回路に与えて勢力を失い、遂には電極（主として陽極）にとらえられるが、そのときの状況はどのようなものであろうか。すなわち発振時電子が電極に突入する様子を明らかにするため、電極に蛍光物質（タングステン酸カルシウム）を塗布した大阪管を製作し、発振時電極上に生ずる蛍光を観察した。

大阪管は Fig. 2 の如き構造で、No. 2 は陽極が標準の向きより約20°傾けて配置して

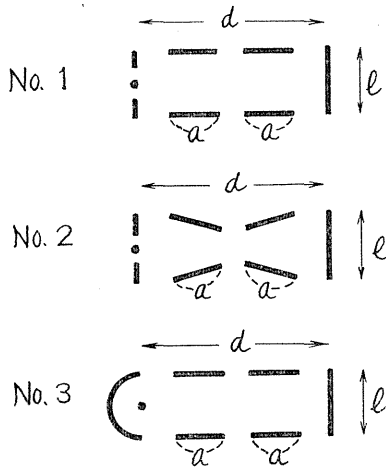


Fig. 2

Table 1 大阪管の電極寸法

大阪管	No. 1	No. 2	No. 3
a	5.5mm	6.5mm	7.5mm
d	20	24	27
l	9	10	7.5
h	21	20	24

ある。その電極寸法は表1に示す通りで、表中 h は電極のフィラメント方向の長さである。このような大阪管を Fig. 3 の如く接続し、発振時電極面に現れる蛍光を調べた。

蛍光図形の観察結果は以下に述べるようにスケッチで示すが、陽極面のそれを表わすには Fig. 4 のように陽極面を直角だけ回転した展開図の上で示した。

まず Fig. 5 および Fig. 6 は側板電位 (V_s) を変えた場合の検波器電流 (I_a)、陽極電流 (I_a)、側板電流 (I_s) の変化ならびにそれに対応する陽極の内外両面の蛍光の発生状態の変化を示したものである。図中 λ は測定した波長を表わし、その他の符号は Fig. 3 に示してある通りである。また加えた磁界の向きは、特に示さないものはエンド・プレートからフィラメントに向う方向である。

また Fig. 7 は磁界の傾き (θ) を変えたときの諸電流の変化ならびに蛍光の発生状態の変化を示したものである。

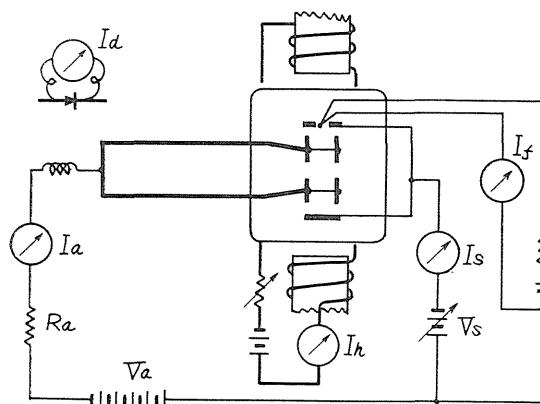


Fig. 3 大阪管の発振回路

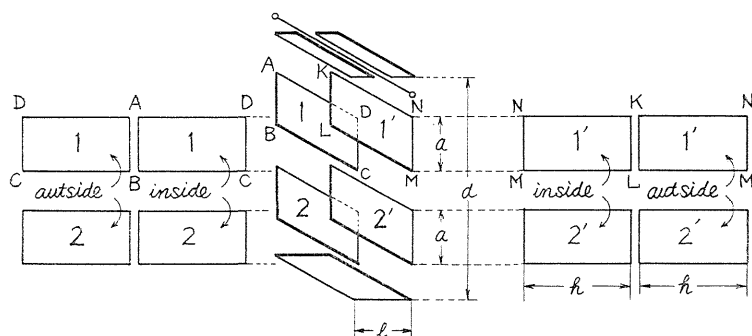


Fig. 4 大阪管の展開図

以上の各図からわかるように、発振時には蛍光はある一つの電極の内面に最も多く現れる。これは電極配置が完全に対称になっていないためであろう。そしてその電極面の蛍光は、発振時には複雑な図形をなして集中的に強く現れている。その図形は大体において線条と平行な方向に長い形をしている。また非発振時には蛍光は特に集中的に生ずることなく、その電極内面の大体全面に拡がって現れたり、またはちぎれ雲の散らばった状態で現れたりする。また電極外面では縁の付近にかなり強い蛍光が認められる。

Fig. 8 は磁界の強さを変えたとき、検波器電流、および側板電流の変化ならびにこれに伴う蛍光の発生状態の変化を示したものであり、やはり発振時には一つの陽極の内面に、線条の方向に長い図形をなして集中的に強く蛍光が現れている。Fig. 9 は磁界を上と逆向きに加えた場合に得られた変化であるが、蛍光の現れ方はほとんど同じである。またこれらの図から、磁界を加えない場合 ($I_h=0$) には、蛍光は電極の内外両面に拡がって現れているが、磁界を加えはじめると分散する割合が少なくなり、更に発振するに至ると上述のように集中的になってくることがわかる。

Fig. 10 および Fig. 11 も磁界の強さを変えた場合の変化であるが、前とは別の大阪管についてのものである。ただし Fig. 11 では、磁界の向きを図中に示したように標準の方向より 30° 傾けてある。これらの両図においては、蛍光の図形は前と異なるが、やはり非

発振時には蛍光は板面上に比較的広く分散しており、発振すると局部的に強く発光することがわかる。

Fig. 12 は陽極電位 (V_a) を変えた場合に得られた結果であって、本図においても発振時には蛍光は特定の図形をとって集中的に現れている。

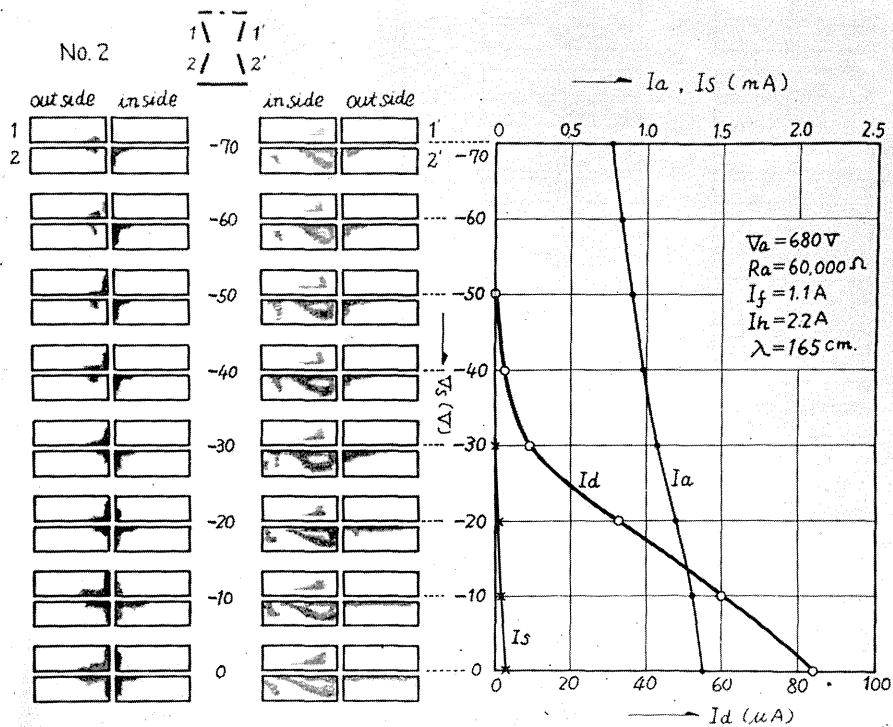


Fig. 5 陽極面上の蛍光

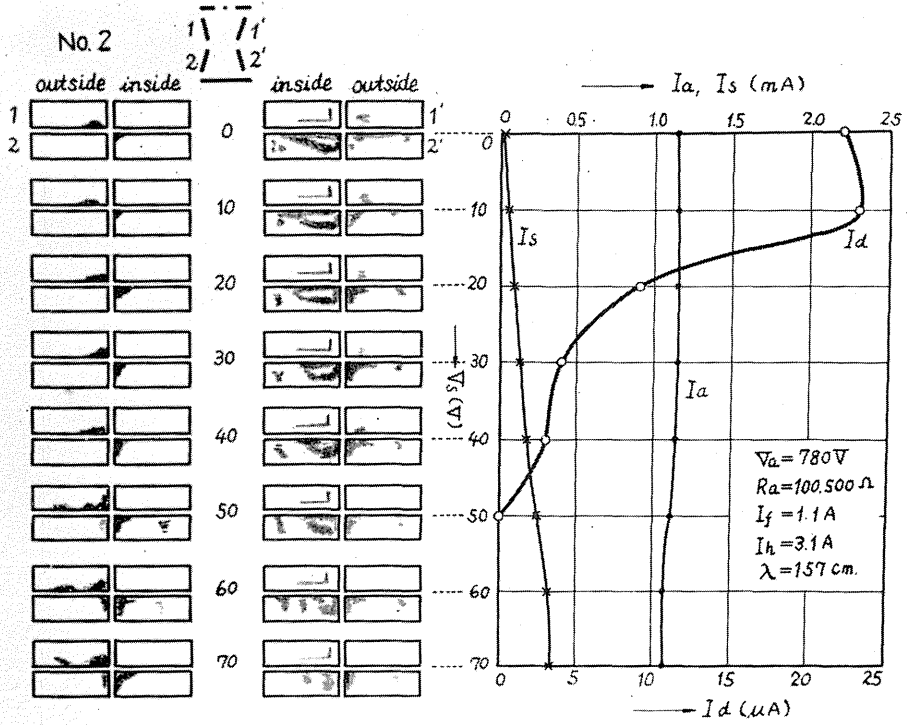


Fig. 6 陽極面上の螢光

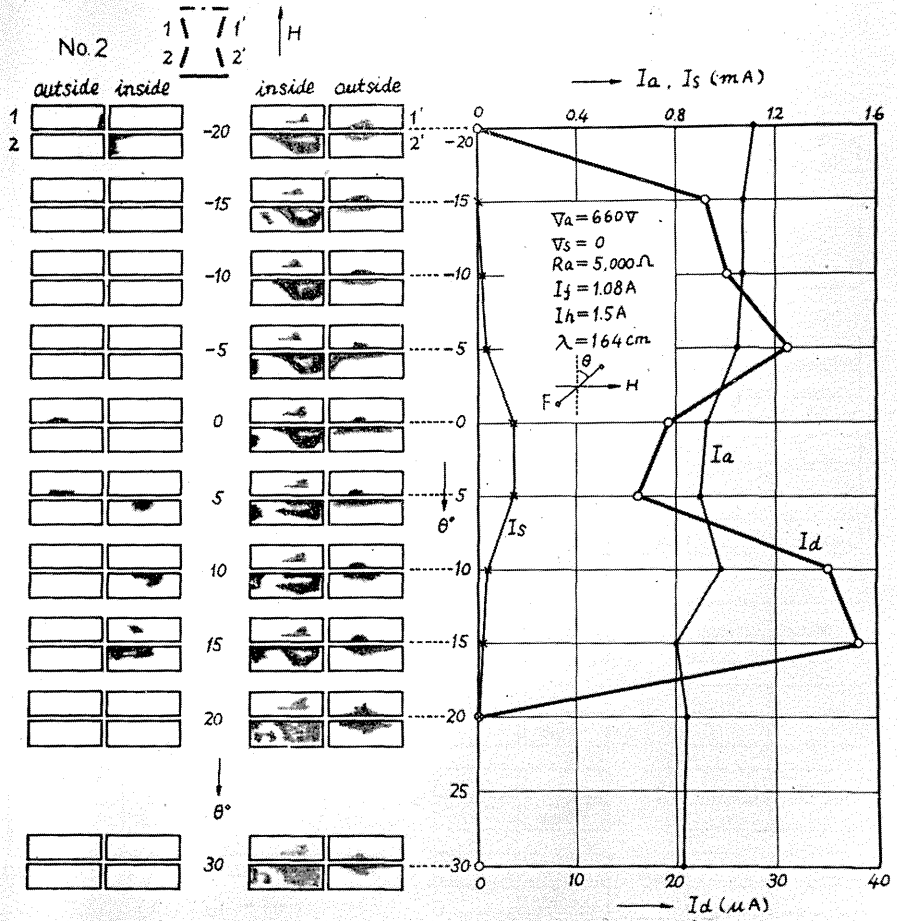


Fig. 7 陽極面上の蛍光

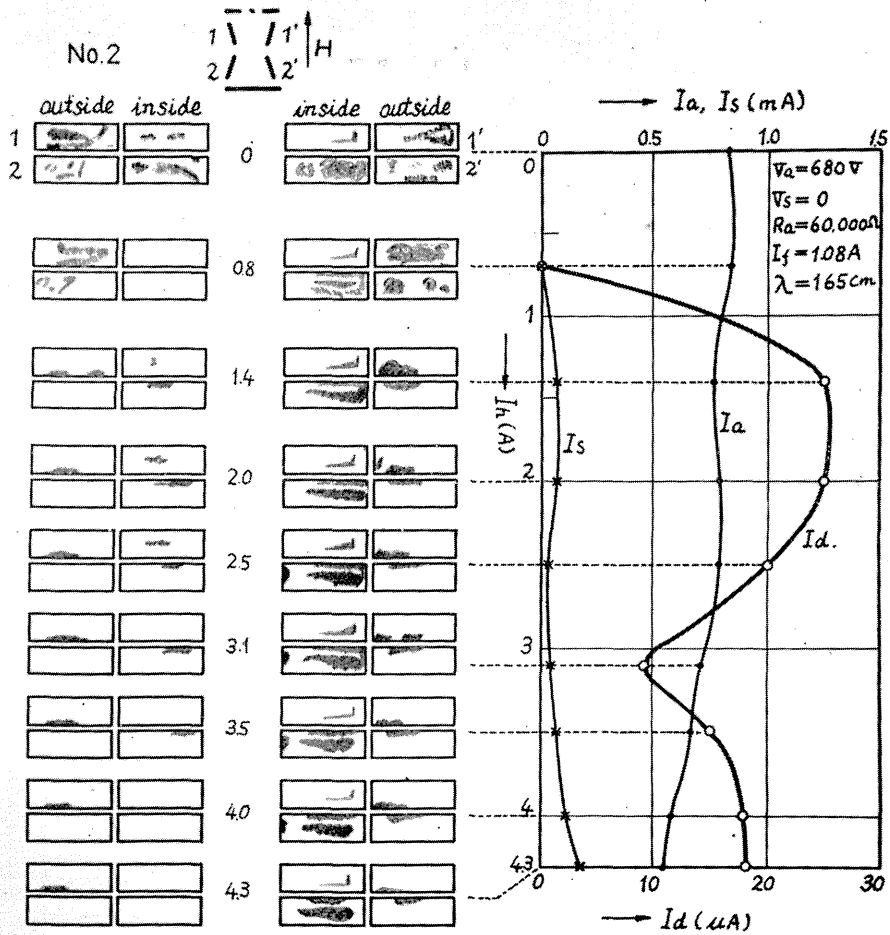


Fig. 8 陽極面上の螢光

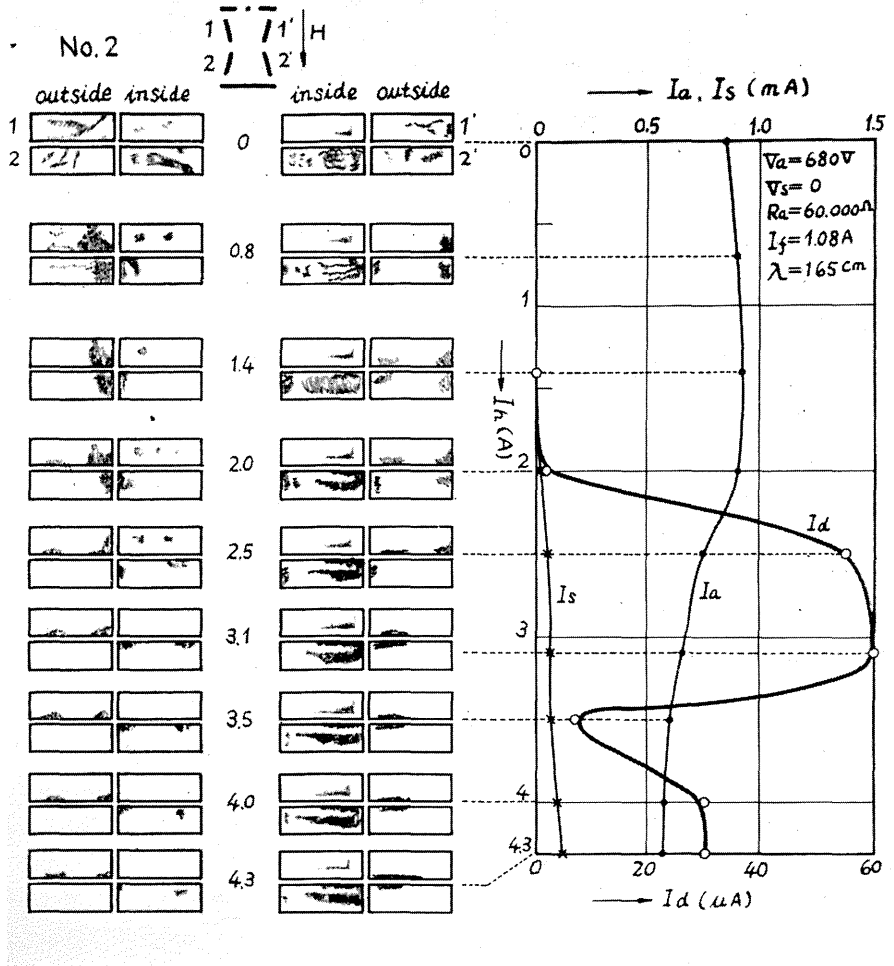


Fig. 9 陽極面上の螢光

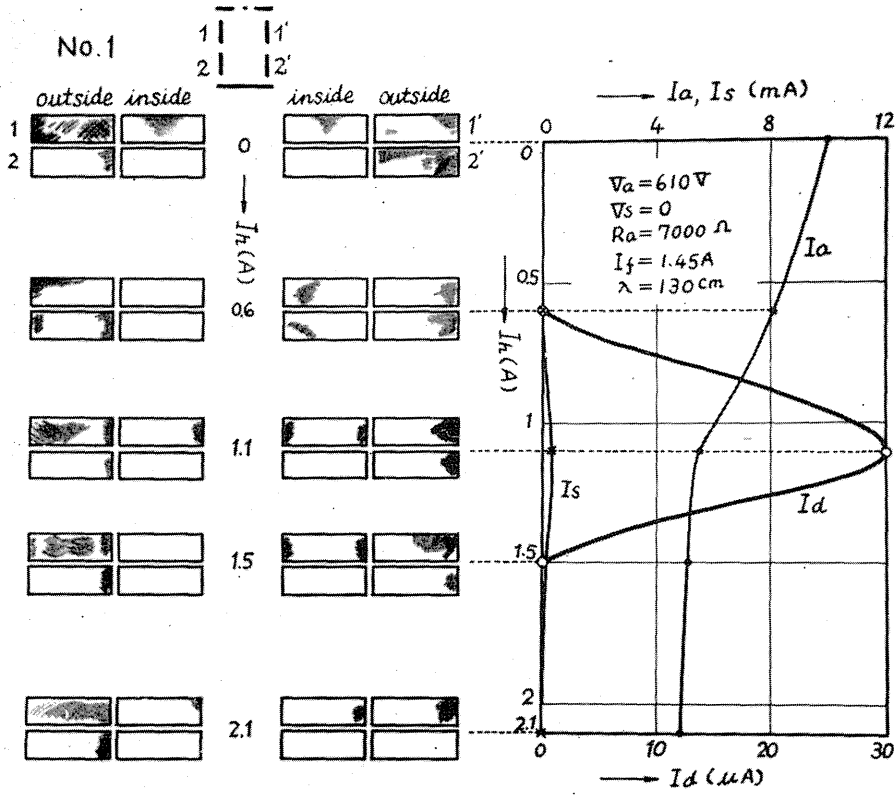


Fig. 10 陽極面上の螢光

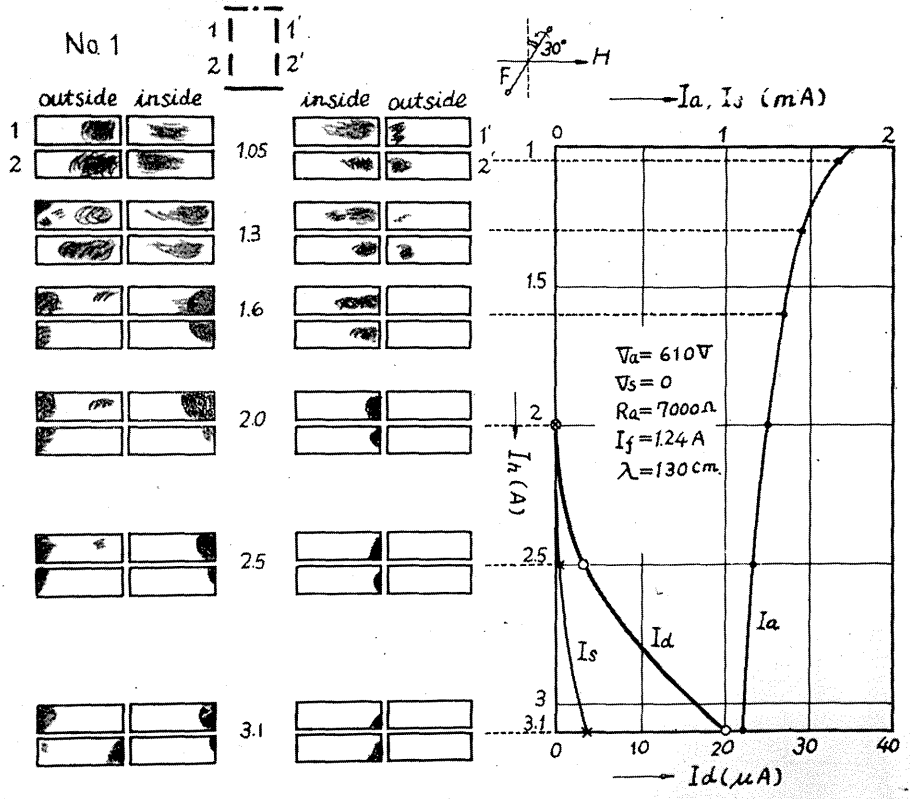


Fig. 11 陽極面上の螢光

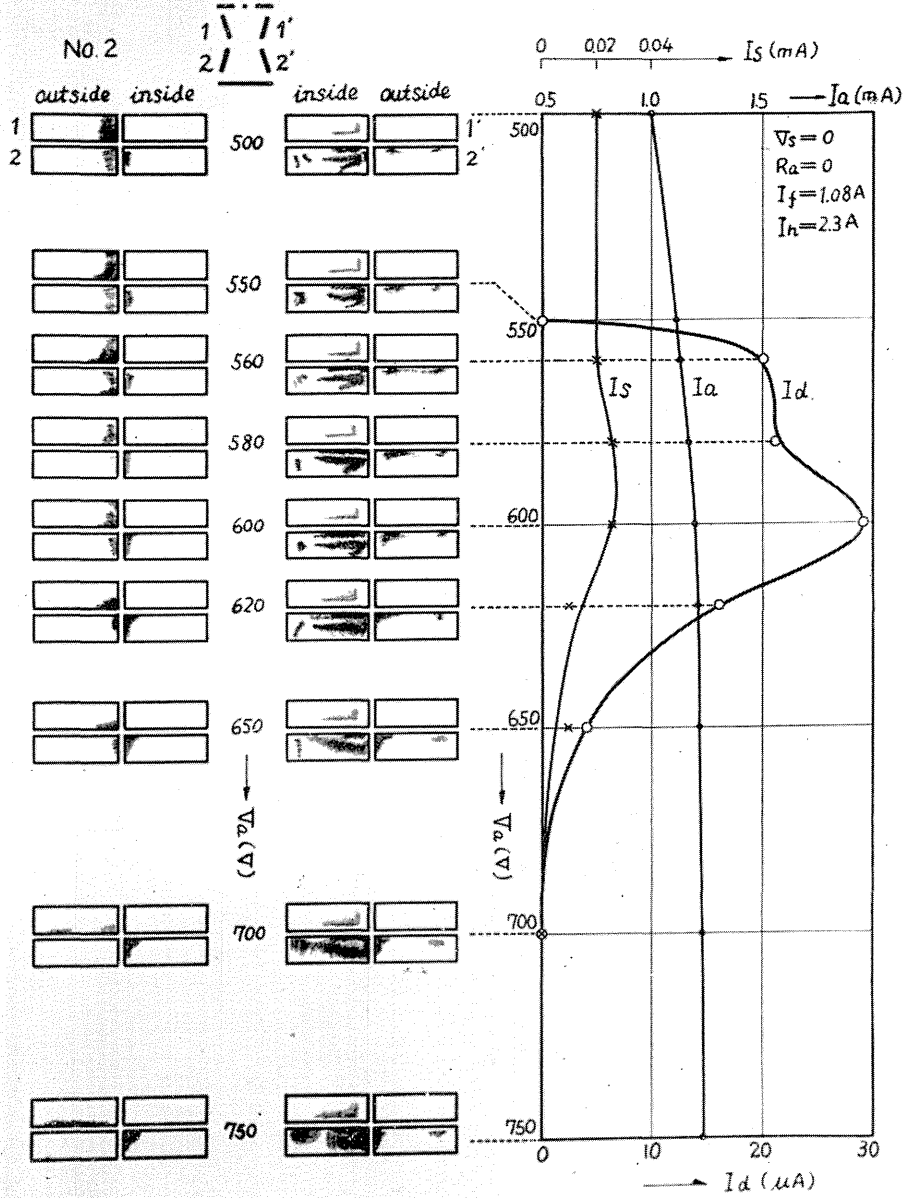


Fig. 12 陽極面上の螢光

〈側板面上の蛍光〉

大阪管内の電位分布は完全な放物線状とは云えないから、すべての電子が往復ごとに外部回路にエネルギーを与えるとは限らない。ある位相で引返した電子は陽極間隙を通過するとき、逆に回路からエネルギーを奪って加速される。このような電子はもはや往復運動をなさず、いずれかの側板に突入する。この中には、陰極から飛出すときの位相が初めからこのような関係にある電子も含まれる。

大阪管 No. 3 を用いて二つの側板面上の蛍光を観察した。側板面上においては強く発振してくると蛍光が現れた。そのうちフィラメントの背後にあるバックング・プレートは、面が彎曲しているため、蛍光が観察しにくいので、エンド・プレート面上の蛍光を観察した。その蛍光の図形は振動の強い場合には極めて鮮明であり、且つ安定していた。Fig. 13 はこれをスケッチしたもので、(a), (b), (c) および (d) の各図は磁界の強さを増して行ったとき、発振強度がそれぞれ極大になる状態における蛍光図形である。図からわかるように、エンド・プレート面上の蛍光はフィラメントと平行の方向に極板の縁に沿って両側に生じ、その両端は内方に彎曲している。この図形は磁界を増すと内方に縮まる傾向があった。そして (c) から (d) へ移ると、蛍光は安定していたが図形は崩れた。

なお真空管 No. 3 の基本振動の波長は陽極電位700ボルト、側板電位0ボルトのとき約170cm であった。

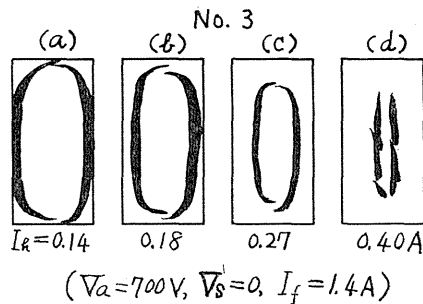


Fig. 13 エンド・プレート面の蛍光

〈ま と め〉

以上の結果をまとめて要約すると次のようになる。

(i) 磁界を加えないときは、フィラメントの各点から出た電子は広く陽極面上に突入する。

(ii) 磁界を加えても非発振時には、蛍光は陽極のほぼ全面に拡がって現れるとか、或はちぎれ雲の散らばった状態で現れた。このことより、このとき電子は全体として斉然たる運動をしていないことがわかる。

(iii) 発振時には、蛍光は陽極面に大体定まった図形を画いて集中的に生ずる。このことより、発振の定常状態においてはフィラメントの各点から出た電子はそれぞれ並進的に往復運動し、然る後陽極に突入する状態もまたそれぞれの電子で一定している。要するに電子は全体として斉然たる運動をしていることが推察できる。

(iv) 強く発振した状態においては、エンド・プレート面に鮮明で且つ安定な二つのほ

ば対称的な螢光像を生ずる。この螢光は超高周波電界によって加速された電子の突入する場所を示すものであり、フィラメントから電子が中心軸にほぼ対称的に飛出していることがわかる。

4. 結 言

大阪管において往復運動を行なう電子の振動状態を考察し、平均の振動回数の推定を行なった。ついで振動中電子が電極に流入する有様を観察によって明らかにした。

なお結果の解析については次回に譲る。

参 考 文 献

- (1) E. G. Linder ; Phys. Rev. **26**(1938), p. 346
- (2) 平 島 ; J. Phys. Soc. Japan, **5**(1950), p. 339
- (3) 岡 部 : 超高周波電子管, 修教社 (昭24), p. 50
- (4) 内田, 玉木 : 第4回工学会大会, 電気部会予稿 (1) p. 31 (昭15-4)