

三菱電機

— MITSUBISHI - DENKI —

VOL. 23 No.

7

目 次

非直線特性に基く真空管発振器の周波数変動 …… 薄井廉介 (1)

電鐵用鐵製イグナイトロン整流器 …… 加藤又彦 (12)

Fe 不純物が Al およびその合金に及ぼす影響 (第三報) …… 長谷川武男 (29)

Heaviside 游算子法に対する新しい考察とその電気回路解析における應用 (XVII) …… 菅野正雄 (36)

新製品紹介

FL-1 型パルス式線路障害探知機 …… 表紙二

三菱電気トラック …… 表紙三

1949

三菱電機株式會社

非直線特性に基く真空管発振器の周波数変動機構

非直線特性を主眼として真空管発振器の周波数変動機構を複素電力 (Vector Power) の平衡作用の見地から徹底的に論じている。反結合饋送特性も充分に考慮に入れ、履歴現象のある一般発振特性に對しても合理的な處理がなされている。これによつてこの種発振器に對して、ある程度の周波数安定法の目安を與え得る。

研究所 薄井廉介

1. 緒言

真空管発振器の周波数安定問題は長い間の懸案でありなかなか厄介なものである。外界の物理的變化、主として温度變化及び負荷の變化による變動は、この機構も明らかであり、また充分なる対策も講ぜられている。電源電圧によるものは相當に論ぜられたが未だ総合的に見て充分と云い得るものは現われない。

筆者も非直線特性の觀點から數回にわたり考究したが反結合発振器に對する検討が不充分であつた。今回はこの反結合特性に重點を置き、變動機構を明確に併せて各種安定法の吟味を行いたい。在來の研究を整理する必要あり、いささか総合報告式のものとなつたが、統合と言ふ意味で御諒承ありたい。(この問題を更に深く検討して近く發行になる高周波科學論叢に寄稿中である)。また最近真空管の内部靜電容量の變動も加味した論文が二三(13,14,15)発表され筆者の舊研究を参照している様であるから、不完全であつた同研究も一應完了と云う意味においても本文を發表する必要ありと愚考するのである。また内部靜電容量の影響を分離するためにもこの非直線特性の作用を徹底的に明確にして置く必要があろう。

2. 基礎微分方程式による振幅安定條件

及び周波数変差の計算

自励発振器の基礎微分方程式としてよく與えられるものは

$$\ddot{x} + \alpha f(x) \dot{x} + x = 0 \quad (1)$$

である。 $f(x)$ は非直線性を表し発振器たるためには、小振幅の間は負で大振幅で正に變化する性質のものである。

$$f(x) = -(1-x^2) \quad (2)$$

は、Van der Pol 氏等によつて提唱されたものである。発振周波数の概算はタンク回路の $L C$ で定まり

$$\omega_0 = 1 / \sqrt{CL} \quad (3)$$

で與えられる事はよく知られているが、減衰振動においては周波数の正確式中に減衰項が入つてゐる。その補正是自乗の形で入つてゐる關係上、減衰の正負に關せず常に周波数は下降する事になる。上式の $f(x) = \pm 1$ の場合は発振周波数は

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 - \alpha^2/4} \quad (4)$$

(2) 式の如く特性が正負の間で變化するものもその二乗は平均してある値を持つために常に周波数を下降せしめ

$$\omega = \omega_0 (1 - \tau) \quad (5)$$

τ = 周波数偏差あるいは周期伸張率

なる關係となり、(4) 式に對する τ は明らかに

$$\tau = \alpha^2/8$$

である。

負性抵抗あるいはコンダクタンスによる発振器の振幅決定の際は

$$x = X \sin \theta \quad \text{として}$$

$$\delta = \frac{\alpha}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(X \sin \theta) \cos^2 \theta d\theta \quad (7)$$

により等價減衰率を計算し、これが丁度零となる如き振巾 X で永續振動を行うのである。しかしこの $\delta = 0$ となる振幅でもも論 τ は零となる事はない。

周期伸張率の計算は (1) の基本微分方程式に

$$\left. \begin{aligned} u(t) &= x(t) e^{\alpha \int \lambda(x) dt} \\ \text{内} \quad \lambda(x) &= \frac{1}{x^2} \int f(x) x dx \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

なる函数を導入して

$$\ddot{u} + \left[1 - \alpha^2 \lambda^2(x) \right] u = 0 \quad (9)$$

なる補助振動微分方程式が誘導できる。上式から周期伸張率は

$$\tau \approx \frac{\alpha^2}{2\pi} \int_0^{2\pi} \lambda^2(X \sin \theta) \sin^2 \theta d\theta \dots \quad (10)$$

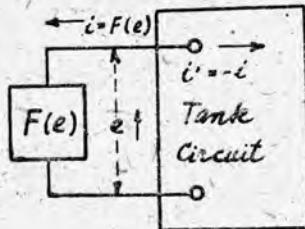
として計算できる。更に振動波形として

$$x = X \sin \theta \left[1 - \alpha \int \lambda(X \sin \theta) d\theta \right] \dots \dots \dots (11)$$

となる事が同じく誘導できる。上の兩式は筆者によつて得られたものであるが、Vector Power の平衡を論ずる前に一應紹介する事にした。

3. Vector Power の平衡條件⁽⁴⁾

1 圖の並列發振器において勵振特性を



1 圖

にて表わすと、これの関係する平均動力 \bar{P} は

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T F(e) e dt \quad \dots \dots \dots \quad (13)$$

したくしてタンク回路に入る動力は $\frac{1}{T} \int i' dt$ で表わされ、これら兩者の和は零でなければならぬ。 $i' = -i$ なるにより

$$\frac{1}{T} \int_0^T F(e) edt - \frac{1}{T} \int_0^T i edt = 0 \quad \dots \dots \dots (14)$$

上式で交流分のみを考え高調波まで取ると、實動力の平衡條件として上式は

$$\frac{1}{T} \int_0^T F(e) edt - I_0 E_0 = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} I_n E_n \cos \phi_n \quad (15)$$

$\cos \phi_n$ は各調波の力率である。普通高調波は小さく、かつ $\cos \phi_n \approx 0$ 基本波のみ $\cos \phi_1 = 1$ であるから、基本波のみで上式は成立し、基本波振幅 E_1 を決定させる。この平衡条件は(7)式の減衰率よりきめる方法と全く同様であつて、ただ(7)式は定常状態以外にも適応できる事が異なる。

次に動力の瞬時値及びその変化割合について考えて見るに

$$p = ei, \quad \frac{dp}{dt} = i \frac{\partial e}{\partial t} + e \frac{\partial i}{\partial t} \quad \dots \dots \dots \quad (16)$$

これらの變數はいづれも周期函數である。よつてこれらの變化の平均値を取つて見ると

$$\frac{1}{T} \int_0^T d_p = \frac{1}{T} \int_0^T ide + \frac{1}{T} \int_0^T edi \quad \dots \dots \dots (17)$$

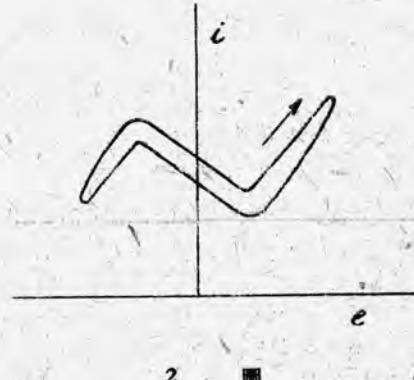
處が、 p は周期函数なる故に

$$\int_0^r d_p = \left| p \right|_0^r = 0$$

で必ず零である。〔この際 $\int p_{ill}$ の(15)と混同せざる事〕

よつて右邊の和は零となるが、それぞれ獨立に零となる必要はない。

すなわち 2 圏の如く勵振特性が履歴現象を有し、ループを形成する場合、その面積を右廻りで積分するか左廻りで積分するかによつて、正負の區別ができるのであつてその和は常に零であればよい。



$\oint i de$ のループ面積について考えるに、勵振特性について云えば $\oint E(e) de$ であり、タンク回路から見れば $\oint i' de$ である。後者はまた $-\oint i de$ であるから

$$\frac{1}{T} \int_0^T F(e) de - \frac{1}{T} \int_0^T i de \\ \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F(e) de - \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} n I_n E_n \sin \phi_n = 0 \quad \dots \dots \dots (19)$$

上式右邊第一項は明らかにループ面積であり、第二項はタンク回路の無効電力 (Reactive Power) の総計である。

一船性を失つている。⁽¹⁴⁾ この點三木氏も明らかに指摘されている。反結合型発振器ではこのループ面積の生ずる無効電力が重要な意味を持つ事になる。また後述の如く電弧型の発振器においてもこのループ面積の影響は大きい。

タンク回路のアドミタンスを y_n とすると

$$I_n = -E_n y_n ; \quad y_n \sin \phi_n = b_n \quad \dots \dots \dots (20)$$

の関係があるから前 (19) 式は

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F(e) de + \frac{1}{2} \sum_n^\infty n E_n^2 b_n = 0$$

$$\text{あるいは } \frac{1}{2\pi} \frac{1}{E_1^2} \int_0^{2\pi} F(e) de$$

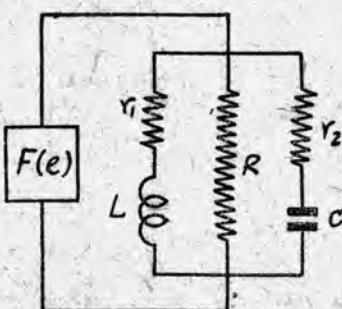
$$+ \frac{1}{2} \sum_n^\infty n \left(\frac{E_n}{E_1} \right)^2 b_n = 0 \quad \dots \dots \dots (21)$$

b_n は各調波に対するタンク回路のサスセプタンスである。

4. 無効電力平衡条件より誘導され周波数偏差

3 圖のタンク回路のアドミタンスは

$$y_n = \frac{1}{R} + \frac{i}{r_1 + jn\omega L} + \frac{1}{r_2 - jn\omega C} \quad \dots \dots \dots (22)$$



3 図

より各調波に対するコンダクタンス及びサスセプタンスはそれぞれ

$$g_n = \frac{1}{R} + \frac{r_1}{(n\omega L)^2} + r_2(n\omega C)^2 \quad \dots \dots \dots (23)$$

$$b_n = n\omega C \left[1 - r_2^2(n\omega C)^2 \right] - \frac{1}{n\omega L} \left[1 - r_1^2/(n\omega L)^2 \right] \quad \dots \dots \dots (24)$$

ただし $r_1^2 < (n\omega L)^2$ 及び $r_2^2 < 1/(n\omega C)^2$ とする。

発振周波数は同調波数 $\omega_0 = 1/\sqrt{CL}$ より外れるものであつて、その偏差は (5) の τ で表わされる。 g_n 、 b_n の計算に當り、必要に應じてこの τ で補正する。ここでは基本波の b_1 のみに對して補正を行う。

$$g_1 = \frac{1}{R} + \frac{C}{L}(r_1 + r_2) \quad \dots \dots \dots (25)$$

$$b_1 \approx \sqrt{\frac{C}{L}} \left\{ -2\tau + \frac{C}{L}(r_1^2 - r_2^2) \right\} \quad \dots \dots \dots (26)$$

振幅 E_1 は (15) 式に g_1 を入れて決定する。

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F(E_1 \sin \theta) E_1 \sin \theta = \frac{1}{2} E_1 I_1 \\ = -\frac{1}{2} E_1^2 g_1 \quad \dots \dots \dots (27)$$

次に高調波に対する b_n を τ の補正なしで計算する。

$$b_n \approx \sqrt{\frac{C}{L}} (n-1/n) = \sqrt{\frac{C}{L}} \frac{n^2-1}{n} \quad \dots \dots \dots (28)$$

$i = F(E_1 \sin \theta)$ は i の振幅及び波形を定め、

$$-I_n Z_n \approx -I_n / b_n = E_n$$

が決定できる。よつて無効電力の平衡條件 (21) より

$$\frac{1}{2\pi} \frac{1}{E_1^2} (\text{Loop Area}) + \frac{1}{2} b_1 \\ + \frac{1}{2} \sum_1^\infty n \left(\frac{E_n}{E_1} \right)^2 b_n = 0 \quad \dots \dots \dots (29)$$

に上の b_1 、 b_n を入れて周波数偏差として

$$\tau = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{L}{C}} \frac{1}{E_1^2} (\text{Loop Area}) + \\ \frac{1}{2} \frac{C}{L} (r_1^2 - r_2^2) + \frac{1}{2} \sum_1^\infty \left(\frac{E_n}{E_1} \right)^2 (n-1) \\ = \tau_a + \tau_r + \tau_n \quad \dots \dots \dots (30)$$

この如く周波数偏差は τ_a 、 τ_r 、 τ_n の如く三部分より成立している事を知る。第二部の τ_r は各分岐回路の減衰に關するもので電源電圧には全く無關係であるが、第一部の勵振特性の履歴現象に伴うループ面積及び第三部の高調波による部分は直接電源電圧の影響を受けて周波数變動の原因となるものである。3 圖の如き簡単な回路の τ_n は (10) 式の積分法でも得られ兩者の結果は全く一致する事も筆者によつて確かめられている。⁽⁴⁾

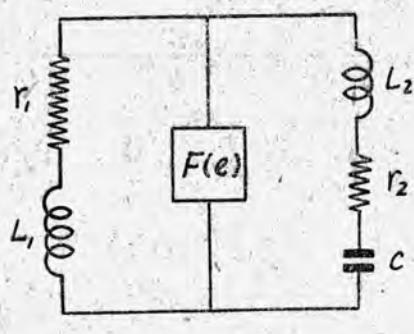
かく τ_n は積分法でも得られるものであるが、回路が少しく複雑になると高調波法による外はない。例えば 4 圖の L を L_1 と L_2 に分割した回路では

$$L = L_1 + L_2 \quad L_2/L_1 = k \quad \text{に對して}$$

$$\tau = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{E_1^2} \frac{1}{1+k} \sqrt{\frac{L}{C}} (\text{Loop Area})$$

$$+ \frac{1}{2} (1+k)^2 \frac{C}{L} (r_1^2 - r_2^2)$$

$$- \frac{1}{2} \sum_1^\infty \left(\frac{E_n}{E_1} \right)^2 \frac{(n^2-1)(1+k)}{k(n^2-1)-1} \dots (31)$$



4

の如くに計算できる。前(30)式に比し τ_n の部分が大部分異っている。

に従つて、符号が逆になる事が面白い。高調波の内低次と高次との間で τ_n が相殺する事になる。勵振特性により k を適當に選べば、電源電圧の變動に對して、周波數を安定させる事ができる筈で、ループ面積のないダイナト⁽⁷⁾ ロン型發振器では確に効能のある事が實證されている。

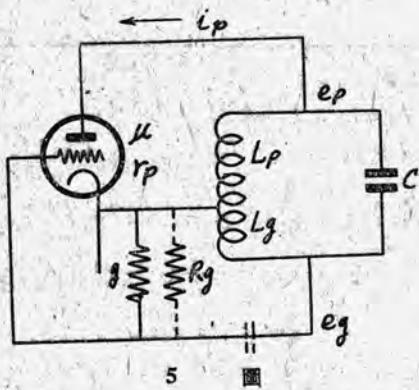
5. 反結合発振器における格子損失に伴う

周波數偏差

(本節の處理は後で幾分變更したがここでは原文のままを示す)

勵振特性の履歴現象に伴うループ面積は電弧発振器によく見られる處であるが、ダイナトロン型においても超短波範囲に現れる可能性あり、発振周波数の低下と勵振を困難ならしめる。反結合あるいは饋還式発振器には例外なしに現われると見てよく、周波数変動の最も大きい因子となつてゐる。先ず格子損失の影響によつて生ずるものを考えるに、5 図のルートレー回路で云えば

$$\frac{e_g}{e_p} = \frac{1}{j\omega L p(g-j) \frac{1}{\omega L j}} \approx$$



5

$$\frac{L_g}{L_p}(1-jg\omega Lg) \dots \dots \dots \quad (38)$$

(相互誘導の M は等価的に $L_g L_p$ 中に含ませてある) なるにより、陽極電流 i_p の基本波分は

$$\begin{aligned} i_p &= \frac{1}{r_p} (e_p - \mu e_g) = \frac{e_p}{r_p} \left[1 - \mu \frac{e_g}{e_p} \right] \\ &= \frac{e_p}{r_p} \left\{ 1 - \mu \frac{L_g}{L_p} + j\mu \frac{L_g}{L_p} g\omega L_g \right\} \\ &= e_p [G + jB] \end{aligned}$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{內 } G = \frac{1}{r_p} (1 - \mu \frac{L_g}{L_p}) < 0 \\ \text{及 } B = \frac{1}{r_p} \mu \frac{L_g}{L_p} g \omega L g > 0 \end{array} \right\} \dots\dots\dots(34)$$

G は負性コンダクタンスで、タンク回路の損失を補うまで r_p の等価値を増加し、それに伴つて振幅は増大する。またこの平衡した r_p によって B なるサスセプタンス項が現えられる。この項は更に

なる等価容量を表わし、これが L_p と並列に入つた事となり発振周波数を低下せしめる。

同様 C_p , C_g 直列のコルビッツ回路では (34) 式の代りに

$$\left. \begin{aligned} G &= \frac{1}{r_p} \left[1 - \mu \frac{C_p}{C_g} \right] < 0 \\ B &= -\frac{1}{r_p} \mu \frac{C_p}{C_g} \theta - \frac{1}{r_p} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(36)$$

$$\text{及び } B = -\frac{1}{r_p} \mu \frac{C_p}{C_g} g \frac{1}{\omega C_g}$$

を得て、

$$L_p' = \frac{r_p}{\mu} \frac{1}{\sigma} \frac{C_g^2}{G_p} \dots \dots \dots (37)$$

なる等價誘導係數を C_p と並列に入れた事となり、周波数を増加せしめ、ハートレーとは逆の作用を及ぼす事を知る。よつて楠瀬氏等はこれら兩回路を適當に組合せて、 η による周波変動を抑える安定發振器を考案している。

この入力コンダクタンスの g について考えて見るに、 e_g に対して i_g なる電流が流れる故に、入力電力は $P_g = e_g i_g$ で表わされる。適當な方法で偏倚電圧 E_g を用うる場合の平均電力は

$$P_g = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e_g i_g d\theta = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} [E_g + (e_g - E_g)] i_g d\theta = E_g \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} i_g d\theta + \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (e_g - E_g) i_g d\theta = E_g I_g + \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} [e_g \sin\theta - E_g] i_g d\theta = E_g I_g + P_{g\theta} \dots \dots \dots (38)$$

實際の積分限界は $\epsilon_g \sin\theta - E_g > 0$ となる流通角の範囲内であり、 i_g はまた $\epsilon_g \sin\theta - E_g$ の函数である。

上の損失は $\epsilon_g \sin\theta$ によつて供給されるものであるから

$$\frac{1}{2} g \epsilon_g^2 = P_g = E_g I_g + P_{g0}$$

$$\therefore g = \frac{2}{\epsilon_g^2} [E_g I_g + P_{g0}] \dots\dots\dots(39)$$

リード抵抗を用うる場合は $E_g = R_g I_g$ であるから

$$g = 2 \left[\frac{1}{R_g} \left(\frac{E_g}{\epsilon_g} \right)^2 + P_{g0} / \epsilon_g^2 \right] \dots\dots\dots(40)$$

これは検波器の理論でも明らかにされている。これによると g の最大は $E_g = \epsilon_g$ のときでありこの値は $2/R_g$ になつてゐる。それ以下の値は $(E_g/\epsilon_g)^2$ 及び P_{g0}/ϵ_g^2 の非直線性のために、 ϵ_g によつてはもち論の事、 E_p 及び E_F によつて変化するもので、周波数変動の原因となる事は明らかである。 g にはクーロン R_g による實在のコンダクタンス $1/R_g$ が更に追加されるが、この部分は一定であるから、周波数変動にあづからない。

6. 反結合發振器における高周波饋還に伴う周波数偏差

勵振特性がループ面積を持つ他の一つの原因に高調波の饋還特性があげられる。これは植村氏及び岡田氏等によつて論ぜられ前述の楠原氏の研究と共に我が國內のみで検討されたものであつて、外國研究者には全く氣付かれなかつたものである。これも Vector Power の見地から検討して見ると容易に解決がつく。

この高調波饋還特性をハートレー及びコルビッツ回路で考えて見るに

$$k = L_g / L_p = C_p / C_g \dots\dots\dots(41)$$

(ハートレーでは相互誘導係數を省略してある)

に對してハートレーの格子への饋還度は

$$m_k = \dot{E}_{gn} / \dot{E}_{pn} = n^2 k / [n^2 k - (1+k)] \dots\dots\dots(42)$$

同様コルビッツ回路では

$$m_e = \dot{E}_{gn} / \dot{E}_{pn} = -k / [n^2 (1-k) - k] \dots\dots\dots(43)$$

となり基本波のみに對して一致し

$$m_1 = \dot{E}_{g1} / \dot{E}_{p1} = -k \dots\dots\dots(44)$$

であるが、高調波に對してはハートレーでは正で常に 1 より大きく高 n で 1 に漸近するが、コルビッツではこれと反対に常に負であつて 1 より絶対値は小で高 n で零に漸近するものである。

この如く基本波と異なる高調波の饋還特性のために

$$e_p = \dot{E}_1 + \sum_2^\infty \dot{E}_n \dots\dots\dots(45)$$

非直線特性に基因する真空管發振器の周波数変動・薄井

とせる場合

$$e_g = m e_p = m_1 \dot{E}_1 + \sum_2^\infty m_n \dot{E}_n$$

$$= m_1 \left[\dot{E}_1 + \sum_2^\infty \dot{E}_n \right] + \sum_2^\infty (m_n - m_1) \dot{E}_n$$

$$= -k e_p + \sum_2^\infty (m_n + k) \dot{E}_n \dots\dots\dots(46)$$

しこうして制御電壓として

$$e_g = e_p + \mu e_p = e_p (1 - \mu k) + \mu \sum_2^\infty (m_n + k) \dot{E}_n \dots\dots\dots(47)$$

を得るから、これに對する勵振特性を F_s とすると

$$F_s(e_s) = F_s(1 - \mu k) [e_p + \frac{\mu}{1 - \mu k} \sum_2^\infty (m_n + k) \dot{E}_n] = F(e_p + \Delta_n) \dots\dots\dots(48)$$

$$\text{内 } \Delta_n = \frac{\mu}{1 - \mu k} \sum_2^\infty (m_n + k) \dot{E}_n$$

よつて勵振特性は e_p のみでなく、 Δ_n にも關係のある事を知る。それ故にループ面積の計算に當り

$$\int F_s(e_s) de_p = \int [e_p + \Delta_n] de_p /$$

$$= \int F(e_p + \Delta_n) d(e_p + \Delta_n)$$

$$- \int F(e_p + \Delta_n) d\Delta_n \dots\dots\dots(49)$$

と置く事ができるから、更に次式となり

$$\int F_s(e_s) de_p \simeq \int F(e_p) de_p - \int F(e_p) d\Delta_n \dots\dots\dots(50)$$

(49), (50) の右邊の第一項は、それ自體としてループ面積なき場合はいづれも零、ループ面積ある場合も e_p , $e_p + \Delta_n$ の間では大きな差違はあり得ないから、等しいと置く事ができる。よつてループ面積は高調波饋還のため

に $\int F(e_p) d\Delta_n$ だけ變化を受ける事になる。この變化はまた $\int_0^T id\Delta_n$ となり、(19) 式で見る如く高調波分が増加して

$$\dot{E}_n = \left\{ \frac{\mu}{1 - \mu k} (m_n + k) + 1 \right\} \dot{E}_{on} \dots\dots\dots(51)$$

となつたと等價である。 E_{on} は $F(e)$ 及びタンク回路できまる高調波電圧である。この饋還特性の追加はコルビッヒに對しては $m_n + k$ が小なる故に他の回路に比して小さい。

7. 真空管発振器における総合周波数偏差

前述の周期伸張率で表わされる諸周波数偏差及び考え得べき他の原因による周波数偏差を総合的に検討して見る。格子損失に因する偏差も統一的處理のためハートレーの(34)式を一船勧振形に書き替えて見る。

$$\begin{aligned} i_p &= \frac{e_p}{r_p} \left\{ 1 - \mu k + j \mu k g x_g \right\} \\ &= \frac{1 - \mu k}{r_p} \left\{ e_p + j \left(\frac{\mu k}{1 - \mu k} g x_g \right) e_p \right\} \\ &= F \left\{ e_p + j a e_p \right\} \quad \text{内 } a = \frac{\mu k}{1 - \mu k} g x_g \end{aligned} \quad (52)$$

この勧振特性に對してループ面積を求める(49), (50)式と同様に

$$\begin{aligned} \oint F \left\{ e_p + j a e_p \right\} d e_p &\simeq F(e_p) d e_p \\ - \oint F(e_p) d(j a e_p) \end{aligned} \quad (53)$$

ここでは基本波のみを考えているから

$$d(j a e_p) = j a d e_p = -a E_1 \sin \theta d \theta \quad (54)$$

よつて

$$\begin{aligned} - \oint F(e_p) d(j a e_p) &= a \oint F(e_p) E_1 \sin \theta d \theta \\ &= \pi a E_1 I_1 = -\pi a E_1^2 g_1 \end{aligned} \quad (55)$$

このハートレー回路は L 分割型であるから

$$L = L_p + L_g = L_p(1+k)$$

に對して基本波のコンダクタンス g_1 は

$$g_1 = (1+k)^2 \frac{C}{L} (r_1 + r_2) \quad (56)$$

なる故に、周期伸張率に入れる(31)の右邊第一項より

$$\begin{aligned} \tau_g &= -\frac{1}{2} \frac{\sqrt{L/C}}{1+k} a g_1 \\ &= -\frac{1}{2} \frac{\mu k}{\mu k - 1} \sqrt{\frac{C}{L}} (r_1 + r_2) (1 \\ &+ k) g x_g = \frac{1}{2} \frac{\mu k}{\mu k - 1} \frac{1+k}{Q} g x_g \end{aligned} \quad (57)$$

$$\text{ただし } Q = \sqrt{L/C} \frac{1}{r_1 + r_2}$$

これによる伸張率の大略を數値的に計算して見ると、 $\mu k / (\mu k - 1)$ は最大の 2 度程、 μ の小なるものでも 1 ま

で下る可能性あり、1~2 の間で大なる變化はない。

よつて

$$\begin{aligned} \tau_g &= \frac{1}{2} \frac{\mu k}{\mu k - 1} \frac{1+k}{Q} g x_g \\ &\simeq \left(\frac{1}{2} \sim 1 \right) \frac{1+k}{Q} g x_g \end{aligned} \quad (58)$$

今、 $Q=100$, $g \approx 1/R_g = 10^{-3}/50$, $x_g = 250\Omega$ を入れると τ_g は $2.5 \sim 5 \times 10^{-5}$, R_g から一桁下がつても大體 10^{-4} 程度であり大きくなはない。この伸張率は Q に逆比例している事に留意の必要がある。コルビッヒ回路で $x_g = -1/\omega L_g$ となるだけで他の變化はない。實際の周波数の變動範囲は上の偏差の $1/10$ 程度、大體 10^{-5} 程度と云う事になろう。

次にこの入力コンダクタンス g が回路の負荷として直接影響する部分につき考えて見るに ωL_g と並列で

$$\begin{aligned} j x_g &= \frac{1}{g - j 1/\omega L_g} = j \omega L_g + g(\omega L_g)^2 \\ &= j x_g + r_2' \end{aligned} \quad (59)$$

$$\begin{aligned} r_2' &= g(\omega L_g)^2 = \frac{1}{R_g} (250)^2 = \frac{10^{-3}}{50} (250)^2 \\ &= 1.52 \Omega \end{aligned}$$

$$\sqrt{L/C} = 1000, Q = 100$$

$$\text{とすれば } r_1 + r_2 = 10 \Omega$$

この r_2' が r_2 と直列にあるとして(31)式の右邊第二項に入れて見ると相當小さく前述(58)式に示すより更に一桁以下になる事を知る。よつてこの部分による周波数變動は度外視出来る程度のものである。(負荷として回路損失の外、格子入力損失の場合は、直接負荷變動から效いて來て問題となろう)。

更に格子電流 i_g 自身によつて生ずる高調波の影響を考えるに、これは i_p よりそれ自體として小さいから、その程度は少いものとなる。しかし次段の真空管の入力を制御する場合はこれの i_g は直接の負荷となり、發振出力の大部分がこれに用いられる如き場合は、基本波に影響する事はもち論であつて、高調波分としても考慮を要する事になる。

高調波の直接及び饋還特性の影響は(51)式の如く合成できるものであつて、ハートレー回路は(31)から

$$\begin{aligned} \tau_n &= -\frac{1}{2} \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{E_n}{E_1} \right)^2 \frac{(n^2 - 1)(1+k)}{k(n^2 - 1) - 1} \\ &\quad \left\{ 1 - \frac{\mu k}{\mu k - 1} \left(\frac{n^2}{k(n^2 - 1) - 1} + 1 \right) \right\} \end{aligned} \quad (60)$$

前述の如く $\mu k / (\mu k - 1) n = 1$ とすれば、上式は相當簡単となるが、更に電圧でなく電流関係で表わして見ると

$$\begin{aligned} \frac{E_n}{E_1} &= \frac{I_n}{I_1} \cdot \frac{g_1}{b_n} = \\ &\quad (1+k)^2 \cdot \frac{C}{L} (r_1 + r_2) \\ \frac{I_n}{I_1} &= \frac{1}{n} (1+k)^2 \sqrt{\frac{C}{L}} \frac{n^2 - 1}{k(n^2 - 1) - 1} \\ &= -\frac{I_n}{I_1} \cdot \frac{1}{Q} \frac{n(k(n^2 - 1) - 1)}{n^2 - 1} \cdots (61) \end{aligned}$$

を上 (60) 式に入れると

$$\begin{aligned} \tau_n &= -\frac{1}{2} \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{I_n}{I_1} \right)^2 \frac{n^2 - 1}{Q^2} \frac{k(n^2 - 1) - 1}{n^2 - 1} \\ &\quad (1+k) \left\{ 1 - \frac{\mu k}{\mu k - 1} \left(\frac{n^2}{k(n^2 - 1) - 1} + 1 \right) \right\} \\ &= \frac{1}{2} \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{I_n}{I_1} \right)^2 \frac{1+k}{Q^2} \left\{ \frac{n^4}{n^2 - 1} \frac{\mu k}{\mu k - 1} \right. \\ &\quad \left. - \frac{n^2(k(n^2 - 1) - 1)}{n^2 - 1} \left[1 - \frac{\mu k}{\mu k - 1} \right] \right\} \cdots (62) \end{aligned}$$

となり、 $\mu k / (\mu k - 1) \approx 1$ とせば簡単に

$$\tau_n = -\frac{1}{2} \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{I_n}{I_1} \right)^2 \frac{1+k}{Q^2} \cdot \frac{n^4}{n^2 - 1} \cdots (63)$$

の如く面白い結果ができる。 $\mu k / (\mu k - 1)$ が 2 度程度であつても上式は二倍までにはならない。 I_n / I_1 は動作點と振幅できるが、大體計算もできる値である。B 級以下で働く場合は I_n / I_1 の低次のものは 1 に近い。 $n = 2$ で $I_2 / I_1 = 1$ とせば上の値は第二高調波のみに對して、 $Q = 100$ として $\tau_n = \frac{8}{3} \cdot 10^{-4}$ で相當大きい。 Q の二乗に逆比例するから、 Q の低下に伴つて急激に τ_n は増加する。

他の回路例えば、コルビッツ回路では少しく異り同様簡単に

$$\tau_n = -\frac{1}{2} \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{I_n}{I_1} \right)^2 \frac{1+k}{Q^2} \frac{1}{n^2 - 1} \cdots (64)$$

ハートレーに比して、相當小さい事も面白い結果である。陽極同調相互誘導結合のマイスター回路で結合係数を 1 とすると (30) 式そのままなわちダイナトロン型と同様で

$$\tau_n = -\frac{1}{2} \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{I_n}{I_1} \right)^2 \frac{1}{Q^2} \frac{n^2}{n^2 - 1} \cdots (65)$$

これはハートレーとコルビッツとの間に来る事が判る。

以上のうち最後の (65) 式は誘導した著者もある様であるが、ハートレー、コルビッツは (63)、(64) の如くに簡単に表わしたもののはまだない様である。Grosz kowski 氏はハートレー、コルビッツ共に周波数偏差式を導いているが、前述の如く特性ループ面積を度外視したためにその後の誘導法に合理性を缺き極めて複雑な結果を興えている。植村氏は初めて高調波の饋還特性に注目しているが、誘導法は一般的でなく、また饋還特性からのみ高調波の影響を論ぜられている。

以上を総合すると真空管発振器における周波数偏差は Q に逆比例する部分と Q^2 に逆比例する部分とあり、前者は格子損失に伴う基本波のみの饋還特性で決定し、後者は高調波分の影響がタンク回路自身としてまた饋還特性として入つて來ている。この兩者は周波数変動の直接の原因となる。その他問題となるのは内部容量特に C_{gf} の入力静電容量が電源電圧の影響により生ずる變化で、これは空間電荷に關係あり、超高周波になると電子走行角として更に複雑な作用をなす事が考えられるが、本文ではこの空間電荷關係には觸れない事にする。

8. 真空管発振器の周波数変動機構

内部静電容量の影響を度外視すれば、真空管発振器の周波数偏差は、以上の如くタンク回路の Q に逆比例する格子入力コンダクタンス g による部分と Q^2 に逆比例する勵振電流 i_p の高調波含有量の自乘 $(I_n/I_1)^2$ の關係する二部分につき考慮すればよい事が判つた。周波数変動はこれらの周波数偏差の變動である事は云うまでもない。

上の $g, I_n / I_1$ 共に格子偏倚電壓に直接關係する。この偏倚電壓は普通リーキ抵抗 R_g を通る I_g の降下によつて自動的に變化する。しこうしてまたこの I_g も偏倚電壓と、主として ϵ_g (格子振幅)、その他 E_p, ϵ_p の影響も受ける。陰極放出電流は振幅 ϵ_p (基本波では E_1) を左右し從つて ϵ_g に影響し g を變化させ、同時に I_n / I_1 の高調波分布にも影響して來る。要するに電流電壓の E_p, E_F の變化は色々な経路を通つて g と I_n / I_1 を左右し周波数変動の原因となる。

この上に前述の空間電荷による内部容量の變化、更に電子走行角に及んではその全體を把握するのは至難な事である。その内比較的の影響の大きなものを特に抜き出して、それに對策を講ずるか、更に賢明な方法としては互に關連性のある影響を回路の組合せで相殺せしめるのが周波数安定法の主眼とする處であろう。在來の諸安定法も大略この線にそつてゐる様であるが、なんと云つても

静電容量の変動機構が未だ明らかでないため、決定的な結論が得られないのではないかろうか。

例えは g とこの静電容量の変化が、諸条件の下で並行していると云う假定が成立したとすれば、その対策はすぐにたてられるのであるが、まだそこまでの理論的根據は得ておらない。

最近もこの周波数安定問題に關しての研究も相當發表されているが、特殊條件下の安定法であると云う印象を受ける。なるほどその實驗では成功してもこれを一般的に應用できるか否かが問題である。まだまだ基本的研究特に静電容量の変動機構を究明せんには綜合的系統的な周波数安定法は望まれない。

以上の如く真空管發振器周波数安定法に關しては、理論的にも實驗的にも慎重を期する必要あり、輕率には結論は下し得ない。また徒に實驗を重ねデータを集めてはこの整理基準が明らかでなければ無駄骨を繰り返すにすぎない。特に心得べき事は、内部的損失によつて生ずる溫度上昇の影響で、これは一般に初期變動

(Initial Drifting) と呼ばれるものであるがこれが少いものでも數分、普通二三十十分要して一定に落着くものであるが、この變動を各條件の異なるごとに考慮に入れるとなると、一本の實驗曲線を取るのに長時間を要する事になる。またかかる熱的影響は電源電壓の變動から分離して考える方が合理的であるから、電源電壓の變動の影響が極めて短時間に測定できる、FM 送受信方式を採用するのも一方法であろう。

反結合真空管發振器の周波数變動機構は内部静電容量の変化を究明せんには完全なものは得られないが、ダイナトロン型發振器を比較的低い周波数で動作させる場合の關係は筆者により十數年前に明らかにされている。

9. ダイナトロン發振器の周波数偏差

特性

三極あるいは四極等の真空管において格子に相當高い正の一定電壓 E_g を加えて陽極電壓 E_p を變化すると二次電子放射のために陽極電流 I_P が 6 圖の如き垂下特性を現わす事は周知の通りである。このダイナトロンの負性コンダクタンス特性を次の如き實驗式で示すと便利である對稱の中心 I_0, E_0 を動作點として

$$ip = -\frac{1}{\rho} \left[e_p - K e_p^{2n+1} \right] \quad (66)$$

更に e_0 を i_p の最大最小に相當する電壓とし

$$x = e_p / e_0$$

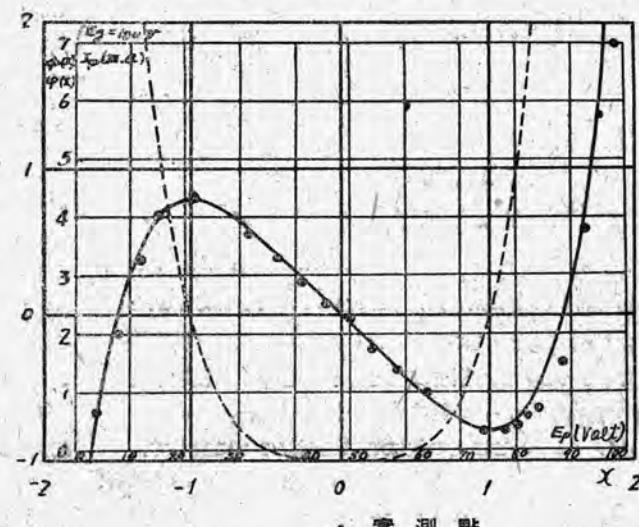
と置けば

$$\phi(x) = i_p / e_0 = -\frac{1}{\rho} \left[x - \frac{1}{2n+1} x^{2n+1} \right] \quad (67)$$

$$\varphi(x) = -\frac{d}{dx} \phi(x) = -\frac{1}{\rho} \left[1 - x^{2n} \right] \quad (68)$$

n は正の整数 ($1, 2, 3$ etc. 場合によると必ずしも整数でなくとも可) ρ は e_p (あるいは x) 零の場合の負性抵抗の値である。

上例は上の n が丁度 2 に相當しているが、實驗式の一例にすぎない。 $n=1$ とした實驗式は Var der Pol 氏によつてよく用いられている關係である。左右非對象の場合特に反結合三極管特性を代表させるときは右側の再上昇の部分の全然ないものが用いられる。また動作點が中心よりずれる場合等それぞれ適當な實驗式が用いられる。



6 圖

$$\text{実験式} - \left[x - \frac{1}{S} x^5 \right]$$

$$----- (1 - x^4)$$

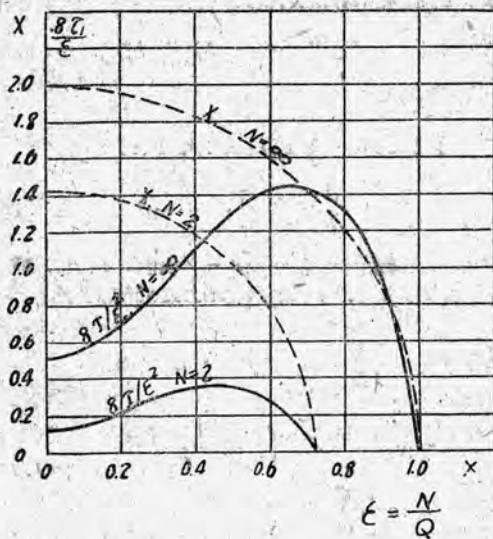
この如く實驗式が用いられると、これについて周期伸張率(周波数偏差)が容易に計算できる。(67)式で $n=1$ とし、動作點を X_0 で表わすと、

$$i = F(e) = -\frac{e_0}{\rho} \left[x + X_0 - \frac{1}{3} (x + X_0)^3 \right]$$

$$= -\frac{e_0}{\rho} \phi(x, X_0) \quad (69)$$

となり、振動電壓を $x = X_1 \sin \theta$ と置いて代入すると

$$i = F(X_1, X_0) = -\frac{e_0}{\rho} \left[(X_0 - \frac{1}{3} X_0^3) \right.$$



7

$$-\frac{1}{2} X_0 X_1^2) + (1 - X_0^2 - \frac{1}{4} X_1^2) \\ X_1 \sin \theta + \frac{1}{2} X_0 X_1^2 \cos 2\theta + \frac{1}{12} \\ X_1^3 \sin 3\theta \quad \dots \dots \dots \quad (70)$$

の如く i の波形が算出できる。よって基本波の I_1 は

$1/\rho$ と g_1 の比を N (発振硬度あるいは自動度と呼ぶ) とすれば、

$$\rho g_1 = \frac{1}{N} = \left(1 - X_0^2 - \frac{1}{4} X_1^2 \right)$$

(71) の I_1 を用い、(70) から I_n/I_1 を求めると

を得る. よつて(30)あるいは(65)の伸張率式に入れると

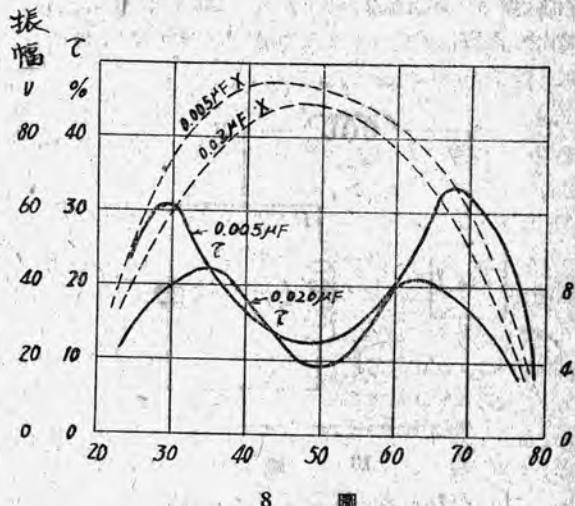
$$\tau_n = \frac{1}{8} \left(\frac{N}{Q} \right)^2 X_1^2 \left\{ \frac{4}{3} X_0^2 + \frac{1}{32} X_1^2 \right\} \quad \dots \dots \dots (74)$$

これと(72)の振幅 X_1 と組合せると X_0 の動作点が移動した場合の伸張率の変化が判る。7 図に振幅は點曲線で τ_n は $8\tau(Q/N)^2$ として實線で示してある。

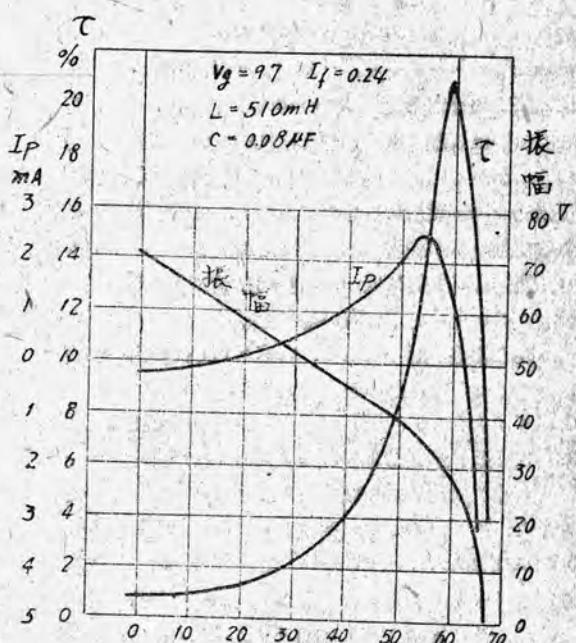
非直線特性に基づく真空管発振器の周波数変動・薄井

この場合のタンク回路は單一 $L C$ の並列回路で別に何等の細工はしていないが、 τ に最大最小値あり、この附近で動作點 X_0 の変化に對して周波數は安定している。この單一タンク回路の伸張率は第2節の積方法の計算によつても得られ、實驗結果も必ずしも $n=1$ 特性ではないがよく傾向が一致する。(8圖)

特性の非對稱の場合もある程度の計算が可能で實驗結果ともよく一致している。(9圖参照). ただ勵振度が強くなると、伸張率は X_0 に對して上昇の一途をたどり、



8



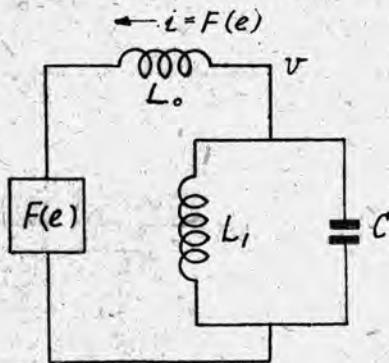
9

再下降の部分が實驗的には現われない。

このダイナトロン発振器の周波数變動に関して不完全ながらある程度の説明を與え、また同様な實驗データを與えている研究者もある。(W. C. Sears)

10. 各種周波数安定法に對する吟味

元來は周波数安定を目的としたものでないが、格子リード抵抗は安定法として第一に擧げられるものである。一は $g \approx 2/R_g$ の關係で Q に逆比例する變動で、 R_g の大なるほど周波数は安定する。他は本來の目的である。偏倚電壓を自動的に制御する事自體が間接的に高調波分の割合 I_n/I_1 を安定させる作用のある事である。共に



10 図

R_g を大とする程、効果は大となるが、發振出力を低下させ事となり、またあまり大きいと、ブロッキングを起し發振が不安定となるから自ら限度がある。

楠瀬氏等のパートレー、コルビッツ再回路組合せの安定法は高調周分の影響の小さい時の有効であろう。從つて發振器は A 級で働くを要し、せいぜい A B 級までであろう。かかる場合の偏差は $(I_n/I_1)^2$ が小さい關係上格子損失のみが現われるものであつて、 g 大きくこの項による變動のみが顯著である。またかかる場合は出力も小さく能率も必然的に低い。可變周波数とするために、連結コンデンサーを用い廣い帶域を通じて分割 L と平衡するを要し調整が厄介である。考案としては面白いが實用になつておらぬはこのためであろう。

次にダイナトロン型發振器で L 分割の周波数安定法〔(32) 式参照〕が反結合發振器に應用された事を聞かない。もち論このために比較的大きなタンク容量を用いた事となり、そのために安定度は上昇するが、特別の L 分割の効果は認められておらない。これと云うのも、高調波譜特性がものを云うのであつて、(63), (64) で見る如く結局、タンク回路のみの高調波特性は相殺されて k に対する特別な關係は出て来ないためである。

分割 L と等價回路に 10 圖の結線がある。誘導線輪 L_0

をタンク回路に直列に入れる

$$v = e + L_0 \frac{di}{dt} = e + L_0 \frac{d}{dt} F(e) \quad \dots\dots\dots(75)$$

の關係があるから

$$\int F(e) dv = \int F(e) de + \int F(e) d \left[L_0 \frac{d}{dt} F(e) \right] \dots\dots\dots(76)$$

右邊第一項は振幅特性附隨のループ面積すでに考慮すべきで普通零である。よつて第二項のみが問題となる。

$$\begin{aligned} F(e) &= \sum_n I_n \quad \text{と置くと} \\ L_0 \frac{d}{dt} F(e) &= \omega L_0 \frac{d}{d(\omega t)} F(e) \\ &= j\omega L_0 \sum_n n I_n \\ d \left[L_0 \frac{d}{dt} F(e) \right] &= d \left[j\omega L_0 \sum_n n I_n \right] = -\omega L_0 \sum_n n^2 I_n d\theta \end{aligned} \dots\dots\dots(77)$$

となる。よつて

$$\begin{aligned} \int F(e) d \left[L_0 \frac{d}{dt} F(e) \right] &= -\pi \omega L_0 \sum_n n^2 I_n^2 \\ &= -\pi \omega L_0 \left\{ I_1^2 + \sum_n n^2 I_n^2 \right\} \end{aligned} \dots\dots\dots(78)$$

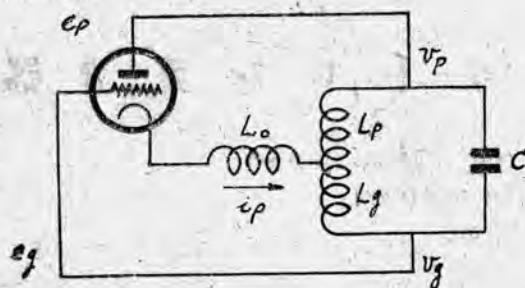
となるから (30) 及び (65) 式に關聯して L_1 及びタンク回路の高調波による伸張率は、 $k = L_0/L_1$ とした場合

$$\begin{aligned} \tau &= -\frac{1}{2} \frac{k_0}{Q^2} + \frac{1}{2} \frac{1}{Q^2} \sum_n \left(\frac{I_n}{I_1} \right)^2 \\ \left[\frac{n^2}{n^2-1} - k_0 n^2 \right] &= -\frac{1}{2} \frac{k_0}{Q^2} \\ -\frac{1}{2} \frac{1}{Q^2} \sum_n \left(\frac{I_n}{I_1} \right)^2 \frac{k_0(n^2-1)-1}{n^2-1} n^2 & \end{aligned} \dots\dots\dots(79)$$

となり、 L 分割回路の場合の (31) 式の後項を電流基準になした。

$$\begin{aligned} \tau_n &= -\frac{1}{2} \frac{1+k}{Q^2} \sum_n \left(\frac{I_n}{I_1} \right)^2 \\ \frac{k(n^2-1)-1}{n^2-1} n^2 & \end{aligned} \dots\dots\dots(80)$$

の關係と全く同一傾向になり、 L 分割の場合と同様な高調波間の相殺作用のある事を知る。



11 圖

同様反結合型発振器例えはハートレー回路の陰極側に L_o を入れた 11 圖の回路、あるいは特に L_o を入れなくとも、 L_p 、 L_q 間の相互誘導係数が等價的にこの分岐に出るものであつて、 $[L]=2M$ この回路においても、高調波間の相殺作用が存在する様である。しかし反結合発振回路では他の影響が大きいから、この相殺作用だけを分離して考える事は困難である。

Llewellyn 氏等はレアクタンス安定法を論じ相當な効果を挙げている様だが、損失項を格子回路の g のみに限定した處に難點あり、また内部容量に對する考慮は全然おらない。

11. 結 言

以上で自励発振器特に反結合型真空管発振器の周波数變動機構ならびに同安定法の吟味につき、非直線特性の立場から一應その大綱を述べたつもりである。内部静電容量の變化に對する考察には全然觸れる事はできなかつた。

元來真空管発振器の電源電壓に対する周波数の變化は更に複雑多岐に亘ると考えられるが故に簡単な處理はできない。非直線特性の外に内部容量の影響の大きい事はもち論であつて、この内部容量は空間電荷現象を究明して始めて明らかになるものと思う。この問題に對する文献も相當あり、三木氏、今井氏等この静電容量の變化を補正する方法を示している。筆者もこれに對する關心あり、いざ機會あれば發表したい考である。

非直線特性のみに關して云うと、反結合発振器では周波数偏差として變動に關係ある部分にタンク回路の Q に逆比例供するものと Q^2 に逆比例するものとがある。前者は直接格子損失に基因するもので、リード抵抗を大とするとある程度除去できる。またハートレー、コルビッジ回路で相反する特性を利用して両回路の組合せにより補償も可能であるが、周波数變動はこの原因のみでない事と補償回路が實用上不便のために利用されておらない。

Q^2 に逆比例する項は高調波の發生に伴うものであつて、非直線特性が、勧振回路に不可缺のためにまぬがれ得ないものである。 Q を大とする事及び勧振度を下げ率、出力共に低下させて使用するのも一方法であるが、タンク回路の組合せである程度の補償も可能である。

非直線特性に基因する真空管発振器の周波数變動・薄井

反結合の饋還特性は更にこの高調波の影響を強調する場合あり、ハートレーにおいては特に大きい。コルビッジは寧ろ相殺作用あり、非常に小となつており、マイスター回路はその中間にある。

複素電力 (Vector power) の平衡條件から考究するのがこの問題には最適であつた事を述べて擲筆致したい。本文を草するに當り原稿、校正の勞を取られた北垣、また内部容量變化に對する文献調査に當られた戸田の兩技師の勞を謝したい。

「追記」本文は昭和22年2月原文作製、その後學術研究會議、超短波測定研究特別委員會、電波計科會の資料として提出したものに、若干追加補筆したものである。當時の同委員會幹部木村六郎氏、その他各委員の御援助御検討を深謝致したい。

原 文 題 名

「真空管發振器における周波数變動機構と同安定問題」

文 献

- (1) F. M. Colebrook : Valve Oscillators of Stable Frequency. Radio Research Sp. Rep. No. 13
- (2) 描著. The Non-Linear Theory of Electric Oscillators. Rep. of Radio Research in Japan. Vol. V. No. 2., 1935
- (3) 同上. 負性抵抗發振器の動作原理. 信話學會誌. 昭和7年12月
- (4) 同上. ダイナトロン發振器. 電學誌. 昭和9年1月
- (5) 同上. Vector Power. 電學誌. 昭和11年4月
- (6) Van der Pol : The Non-Linear Theory of Electric Oscillators. I.R.E., Vol. 22. No. 9. 1934
- (7) Janusz Grosskowski : Constant Freq. Oscillators. I.R.E., Vol. 21., No. 7., 1933
- (8) W.C. Sears : Plio dynation. Physics. Vol. 4 July. 1933
- (9) E.B. Moullin : Dynation Generetar. J.I.E.E. Aug., 1933
- (10) Marc. Bruzan : O.E., Sept. 1932
- (11) 楠瀬・石川 : I.R.E. Vol. 20. Feb. 1932
- (12) 植村 : 電通誌. 昭和15年4月
- (13) 岡田・井上・田中 : 電通誌. 昭和16年5月
- (14) F.B. Llewellyn : I.R.E. 19. 2063 (1931) 無線工學ポケットブック. P. 349
- (15) 三木 : 発振周波数安定法に對する検討. 電通誌. 昭和23年4月
- (16) 同上 : 反結合發振器の周波数偏差率. 電通誌. 昭和24年1月
- (17) 今井・林 : 三極管發振器の陽極電壓による周波数變動. 電通誌. 昭和24年2月
- (18) E. Kettel : Raum-ladung. Telefunken Rahre Heft 9. (1937—April) 15
- (19) H. Rothe : Das verhalten von Elektronen röhren bei hohen Frequenzen. Telefunken Röhre Heft 9. (1937—April) 33.
- (20) T.I. Jones : The Dependence of Inter-electrode Capacitance. J.I.E.E. 81. (1937) 658.
- (21) B.L. Humpreys & E.G. James : Interelectrode Capacitance of Valves W.E. 26 (1949—Jan) 26
- (22) E.E. Zepler & J. Hekner : Triode Inter-electrode Capacitance W.E. 26 (1949—Feb) 53.

電 鐵 用 鐵 製 イ グ ナ イ ト ロ ン 整 流 器

今般電鐵用イグナイトロン整流器として 600V, 500KW 2組, 1500V, 1000KW 1組を製作した。本文は兩イグナイトロン整流器の本體構造、装置一覧、同主回路及び補助回路、化成方法の解説及び検討ならびに工場試験の成績を記述し、あわせてイグナイトロン整流器の特性を考察したものである。

伊丹製作所 加藤又彦

D 結 言

從來の鐵製イグナイトロン製流器は熔接機用に主として使用されていた。これは熔接時の電流制御が他方式の整流器より容易に出来る特長を利用したものである。それはイグナイトロンの特殊構造の一要素である點弧子(イグナイト)と呼ぶ負導電性の點滅極で毎サイクル各タンクを點滅せしめる新方式が發達したからである。

電力變換器としてのイグナイトロン整流器の責務は熔接機の電流制御に使用した時のものよりも一般に苛酷であり趣きを異にしている。從つて連續負荷の整流器としてのイグナイトロン本體構造は熔接機用とは異なる。

米國では單陽極型整流器が顯著な發達を示し、その高性能は化學工業部門を筆頭に電鐵用、一般工業用等で一般の認める處となり今日では他方式の電力變換装置を壓倒して實用され、その信頼性と障害の少ない點でもまた好成績を示し、最早完成器としての取扱いを受けるに到つた。

當社では熔接機用、その他の硝子製及鐵製のイグナイトロンを多數製作し、なかでもジユラルミン熔接用に鐵槽イグナイトロンを數10組も納入した。その経験と技術に基いて昭和 21 年から大容量の鐵製イグナイトロン整流器の製作に着手し、昭和 22 年 4 月研究用イグナイトロン 3 タンクを完成した。本器で 1500V, 1000KW の負荷試験を完了すると共に引續き研究を實施する一方、これが實用化に努力して來たのである。

昭和 24 年 3 月中旬京都市交通局殿納入の 600V, 500 KW イグナイトロン整流器 2組、組立完了するや順次化成を實施し短期間に終了せしめ 4 月 14 日第 1 號器の負荷試験を行い、19日正式立會試験を實施し、それに引續いて第 2 號器の試験を完了した。ついで神戸電鐵殿納入の 1500V, 1000KW イグナイトロン整流器の立會ならびに公開試験を實施し良好な成績を納めることが出來た。

前者は 600V 級電鐵用イグナイトロン整流器として日本最初のものであり、後者もまた 1500V 級として電鐵實負荷運轉に供される最初のものである。

本文は上記 2 種のイグナイトロン整流器の構造、特性ならびに工場における負荷試験の結果を記述したものである。

II) イグナイトロン整流器装置の概要

1) タンクの配列

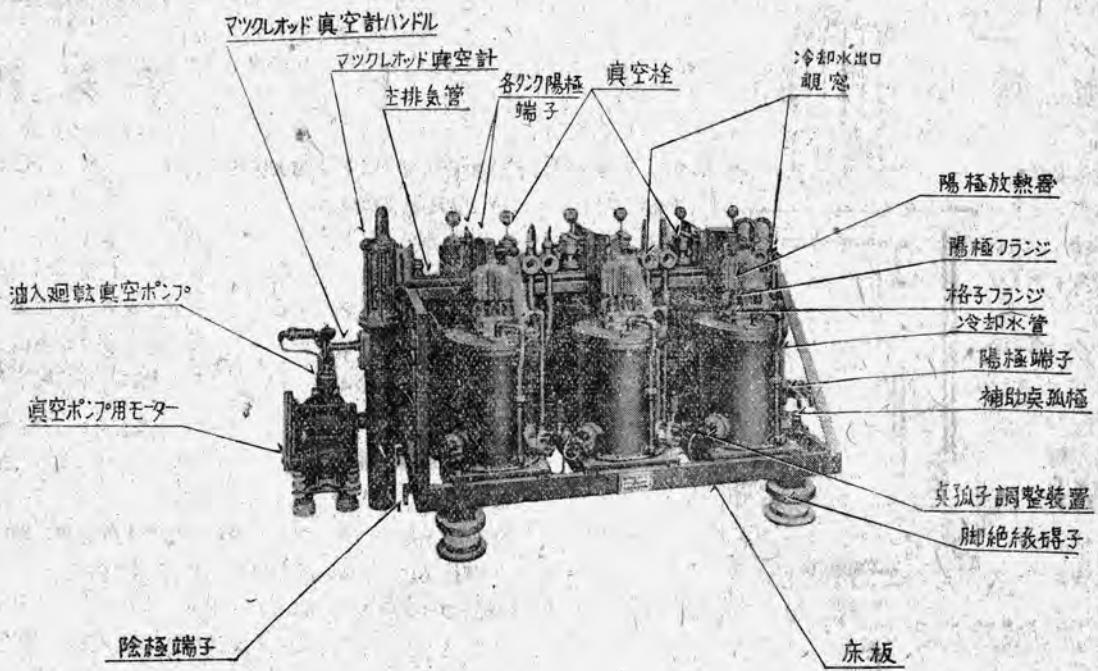
イグナイトロンの一特長としてタンク配列の自由度が高いことが挙げられる。これにより据付面積の制限を脱却することが出来る。當社では 6 タンクを 1 組とし、3 タンク宛 2 列に床板上に配置し、これに対する豫備用のタンクは状況により裝備するが一般に 1 組につき 2 タンク宛裝置し、それは別の床板上に専用の排氣裝置と共に組合せ裝置している。1 圖の寫眞は 600V, 500KW イグナイトロンのタンク配列を示したものである。

各タンクは 4 本のボルトにより床板に固定され更にタンク交換時のタンクレベル調整用として調整用ボルトを別に設けている。從つてタンクの取付、取はずしは簡単に行うことが出来る特長を有すると共に運搬または搬入時に外形寸法の制限からしてタンクと床板とを別々に輸送し後で一括して組立てることが出来る。

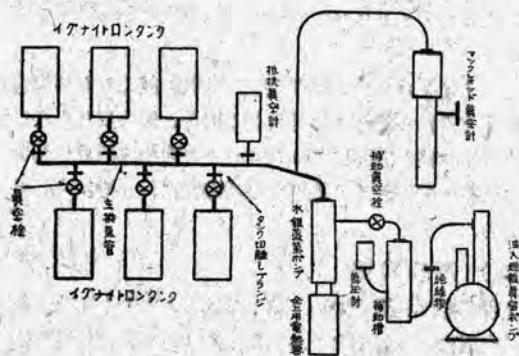
京都市交通局殿納入のイグナイトロン整流器は 2 組につき豫備タンクは合計 4 タンクであり、4 タンクを別の一つの床板上に一列に設備し専用の排氣裝置と化成裝置を具備せしめ、イグナイトロン 2 組の運轉利用率を 100% に保持せんと計畫したものである。

2) 排氣裝置

排氣裝置は水銀蒸氣ポンプ、補助真空槽、油入迴轉真空ポンプ、各 1 台よりなり更に真空度測定裝置としてマツケレ オード 真空計、抵抗真空計及氣壓計を備えている。これ等の配置關係は多陽極型水銀整流器と同様であ



1 図



1-1 図 排氣装置接続図

るが 1-1 図はこれを示したものである。

2列に列んだ3タンクの中央部に主排氣管を設けこれに各タンクが真空栓をかいして接続される。マッケレオード真空計は6タンクの真空度を示すが各タンクの真空度は測定せんとするタンク以外の真空栓を全て閉鎖すれば1つ1つ測定することが出来る。また1タンクを取はず時は各タンクの真空栓を閉鎖し主排氣管のみ真空を破れば随時取はずすことが出来る。タンクの交換が完了すれば主排氣管の排氣を実施し真空度が良好になれば各タンクの真空栓を開いてタンク内の排氣を行う。

3) 本體構造

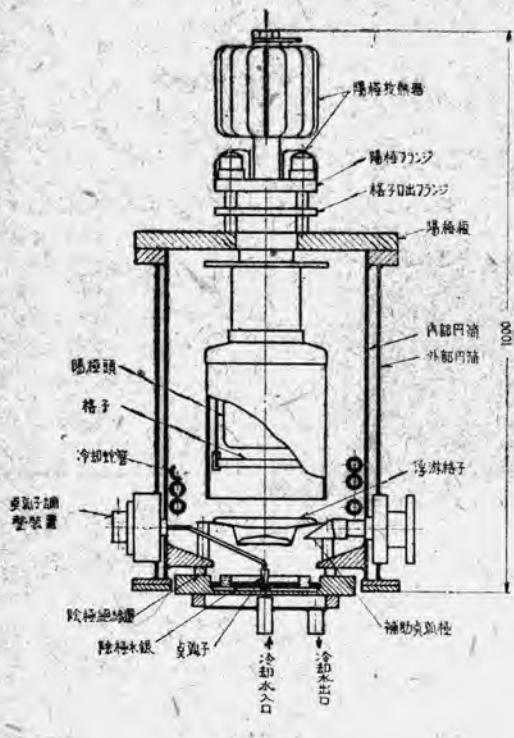
2図は 600V, 500KW イグナイトロン整流器のタンク内部構造を示したものである。單陽極型整流器のために陽極、格子、陰極、點弧極及補助點弧極とを1組宛同一タンク内に包蔵した構造であり、従来の多陽極型整流器と比較すると次の諸點が異つている。

- (i) 点弧子により毎サイクル点弧する起動方式でありその点弧子の浸漬度を外部より（真空を破ることなく）自由に調整出来る。
- (ii) 陽極-陰極間を可能の限り短縮した。
- (iii) パツフルは陰極水銀面直上に設け特殊構造をしている。防滴パツフルが設けてある。
- (iv) 電弧弧光筒は簡略な構造である。
- (v) 陰極点弧運動範囲を限定しつつ水銀面を分割するため石英環を挿入している。

上記中(i)(ii)(iii)はイグナイトロンの特殊構造でありそのため他の整流器装置では見られない特性をもつにいたつた。(iv)(v), (vi)は多陽極型整流器にもみられる處であるが内部構造と弧光の成立條件がイグナイトロンにては獨特なるため内部現象は若干異なつて来る。

4) 冷却装置

イグナイトロン冷却装置はイグナイトロン本體の特殊構造により多陽極型水銀整流器とは相違した特殊方式を採用し使用水量を節減するようにした。それは3図に示



2 図

すような循環放流併用方式であつてイグナイトロン本體冷却水系と水銀蒸氣ポンプ冷却水系とは水温の點で別系統とすることが必要條件となつた。

この方式は下部貯水槽 (W_1) に加熱器を入れ起動時のみ水温が特に低い時は、一定水温まで加熱しそれを循環せしめる。負荷が増加して冷却水温が上昇するようになれば冷水を補給して冷却水温制限値内に下げ餘剰の温水は溢脱せしめる方式である。従つて水温が上昇しなければ冷水の補給は不要であり、その點で使用水量の節減が行われるのである。循環水量は 60 ℥/分の割合で通水しその水温は $(32 \pm 5^\circ\text{C})$ の範囲が最適であることが実験により判明した。

この際の補給水は水温が低ければ低い程少量で済む。従つて水銀蒸氣ポンプの冷却水は低温であり 1 台當り 5 ℥/分の水量を使用している。これを補給水にあてれば軽負荷時の使用水を補填し得る。また四季の温度変化ならびに負荷の變動により補給水量は變化するも冷却水温にある幅があるため補給水の調整は手動にて充分と考えられる。理想的な場合としては循環冷却水温変化により自動給水が出来るような自動調整弁を設けるべきである。

停電による断水を考えて上部水槽 (W_2) を設けるのが従来の慣例である。その大きさ及び高さは大體 1 組のイグナイトロンに對して約 30 分間通水出来る貯水量で 6

米以上あればよい。今回は上部水槽は上記の目的で設備しそれを當時は水銀蒸氣ポンプの水源として使用しなおかつイグナイトロン重負荷時の補給水源とするように設計した。

下部水槽 (W_1) の大きさはイグナイトロン容量及び設備台数により異なるも 1000 KW 級にて 200 立ないし 500 立の貯水量を有すればよい。

タンクが分割されただけ分歧点やコック数が多くまた各タンクの通水量が不平衡になる惧がある。従つて通水量を確認しあつ調整出来得るように各タンクごとに覗窓と調整用コックを設けた。また断水時の警報リレーは本體系統と水銀蒸氣ポンプ系統のそれぞれに一つ宛装置した。

5) 主回路及補助回路

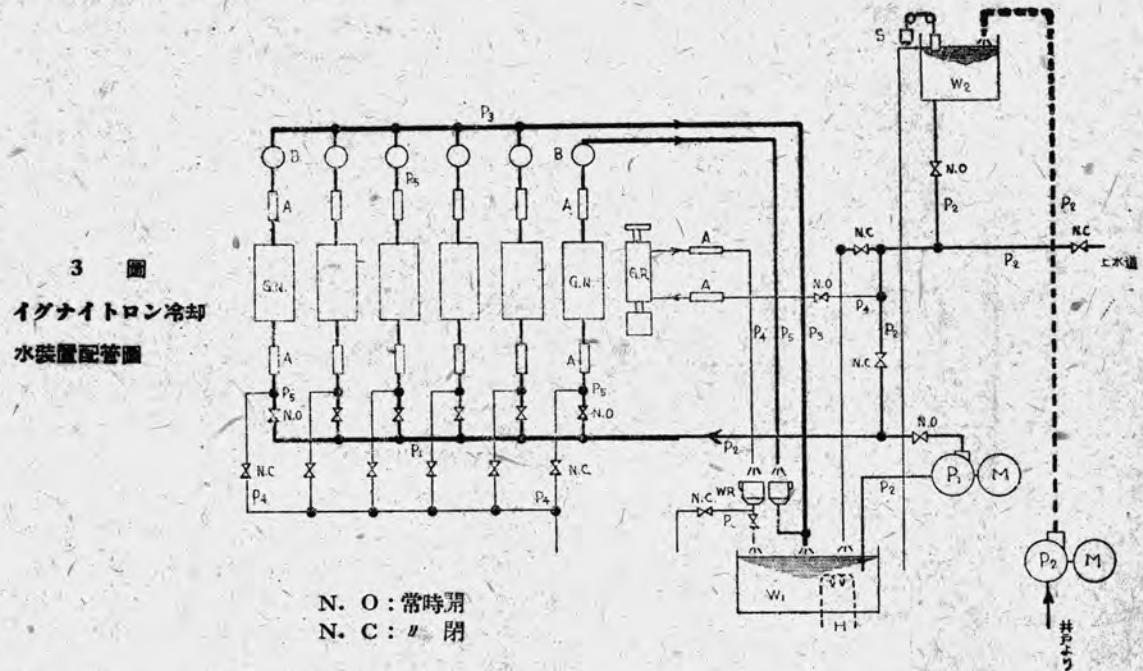
(i) 主回路

主回路は従来の多陽極型整流器の場合と何等變らない。ただ陽極数により陽極平衡線輪は不要となつた。それ故整流器のタンクの位置にイグナイトロンタンクを置き換えればその儘使用出来る。4 図は今回工場試験に使用した主回路及び補助回路を示したものであり、主回路と補助回路の位相関係はイグナイトラムと格子回路のため一定關係におかれれる。従つて制御電源用變壓器の結線方式は主回路イグナイトロン變壓器の結線方式と關連性を有する。

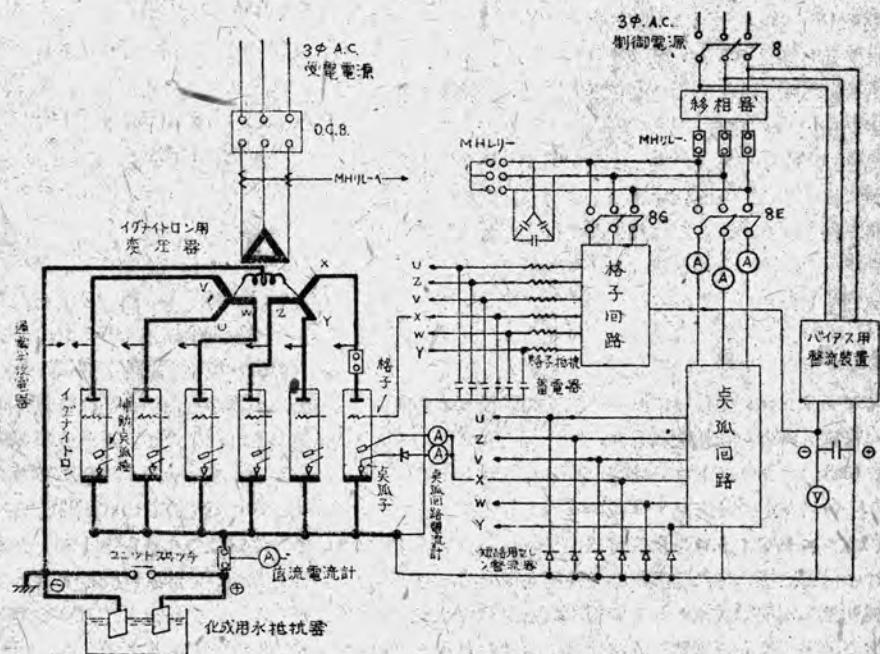
イグナイトロン自體及び直流負荷側が故障した場合の保護方式は多陽極水銀整流器の場合と何等異ならない。が點弧子回路の開路により各タンクの陰極點形成作用を消滅せしめ故障電流の遮断を迅速確實に行う點は一特長である。

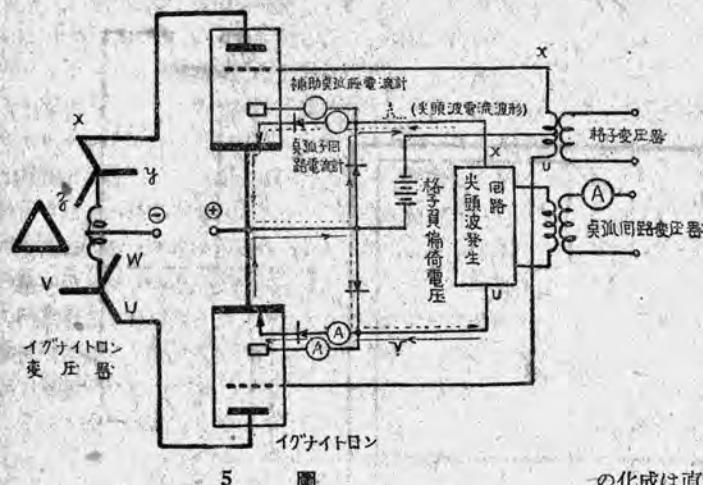
(ii) 補助回路

補助回路は點弧子回路と格子回路となり兩者の組合せ作用により毎サイクル點弧せしめると共に電壓制御を行う回路である。5 図は 180° の位相差のあるイグナイトロンタンクの補助回路動作状況を示したものである。點弧回路は點弧極と並列に補助點弧極が接続され、それと直列に尖頭波発生回路がつながっている。點弧極と補助點弧極に衝撃電流を通すと水銀に浸漬している點弧子の接觸部分に小火花を生ずる、その際の衝撃電流の一部は小火花發生に使用され残部の大部分は補助點弧極の方に轉流し點弧子の負荷を輕減し壽命延長の役を演ずると共に陽極部空間の電離作用を促進せしめる。また補助點弧極は失弧検出裝置の一要素として利用出来る。尖頭波電流發生裝置としては L-C の組合せ共振回路を採用した。この方式は放電管を使用したもの、その他の方式より保守上缺點が少ないと利點がある。點弧子回



符號	名 称	符號	名 称	符號	名 称	符號	名 称
A	絶縁パイプ	P ₁	循環水ポンプ	H	電熱器	P ₅	¾" ガス管
B	覗窓	P ₂	揚水用ポンプ	P ₁	2½" ガス管	P ₆	1½" リ
G. N.	イグナイトロン	M	電動機	P ₂	2" リ		
G. R.	水銀蒸気ポンプ	W ₁	下部水槽	P ₃	3" リ	S	水面浮動閉開器
W R	流水繼電器	W ₂	上部水槽	P ₄	½" リ		





5 圖

路、補助點弧極ならびに尖頭波電流發生回路一次側のそれぞれの電流を測定出来る様に電流計を挿入した。特に點弧子回路と補助點弧極の電流は點弧子の劣化度及び運轉状況を比較することが出来る。

格子回路は格子變壓器と格子バイアス電壓供給電源からなる。格子回路の機能としては陽極の點弧を制御し、陽極非通電期間中格子は陽極を遮蔽し消イオン作用を行う。また格子には常時負電壓を印加しておき故障電流通時に M. H. 高速度リレーの動作により格子變壓器の一次側を速かに（数ミリ秒以内）遮断しバイアス負電壓のみ残し電流阻止作用を行わしめる。格子バイアス電壓電源はセレンによる全波整流回路を使用した。

故障電流の阻止作用は上記のように格子にて行うと同時に點弧回路を M. H. 高速度リレーにて遮断してイオン供給源である陰極點の消滅を計る。よつて格子の制御作用と相俟つて遮断作用の完璧を期している。

位相制御を行う方式は點弧子制御方式と格子制御方式との二種がある。今回は4圖に示すように移相器を點弧回路と格子回路の電源側に挿入して補助電源入力側の電壓位相を主回路の位相と移相させて點弧子による電壓制御を実施した。

III 化成

イグナイトロンの化成については次の二種類の化成方法を実施し兩者を比較検討した。

- (1) エキサイトロン化成
- (2) イグナイトロン化成

(1) エキサイトロン化成方法

この化成は起動時に點弧回路を使用して點弧しその後は補助點弧極を點弧極として使用し直流電壓を印加して從来の多陽極型水銀製整流器の化成と同様な方法で化成

するのである。この方法は點弧電源を特別に設備するという缺點はあるが化成の初期に排出されるガスのために點弧子の劣化及び汚損が防止されるという利點がある。しかし化成が進歩して全負荷電流値程度になればイグナイトロン化成に切替えるもので初期の化成期間のみエキサイトロン化成を實施するものである。

(2) イグナイトロン化成方法

この化成は最初から點弧回路を使用してイグナイトロン運転をする化成方法で特別なる電源は不要であるが初期の化成期間中は真空度の低下に留意する必要がある。この化成は直流電壓が 100V 以下であるということ以外は實負荷イグナイトロン運転と少しも變らない。

今回製作した京都市交通局殿納入の第1號器はエキサイトロン化成を同第2號器及び神戸電鐵殿納入の 1000 KW イグナイトロンは共にイグナイトロン化成を實施した。その結果を比較検討したが化成所要時間の長短及び性能上に顯著なる差異は認められなかつた。

化成の内容及び化成実施の順序は次の通りである。

- (i) 排 気
- (ii) 溫水化成
- (iii) 點弧子化成
- (iv) 補助點弧極化成
- (V) 點弧子及び補助點弧極組合せ化成
- (Vi) 交流低壓化成
 - (a) 3 相エキサイトロン化成または 3 相イグナイトロン化成
 - (b) 6 相エキサイトロン化成または 6 相イグナイトロン化成
 - (c) 6 相イグナイトロン化成 (過電流化成を含む)
- (Vii) イグナイトロン高壓化成
- (i) 排 気

多陽極型水銀整流器と異つて分割型なるために各タンクの真空度及び漏洩が問題となる。イグナイトロンは内部空氣量が少ないために排氣時間が短縮されるという特色があり、またこれが化成所要時間の短縮に影響する處が大である。神戸電鐵殿納入の 1500V, 1000KW イグナイトロンの化成前の排氣時間を示したもののが 6 圖である。この記録は主排氣管と 1 タンクまたは全タンクを大氣圧としておいて油入迴轉真空ポンプと水銀蒸氣ポンプとを殆んど同時に投入して真空度 0.1 ミクロンまで到達する時間を測定したものである。水銀蒸氣ポンプの豫熱時間

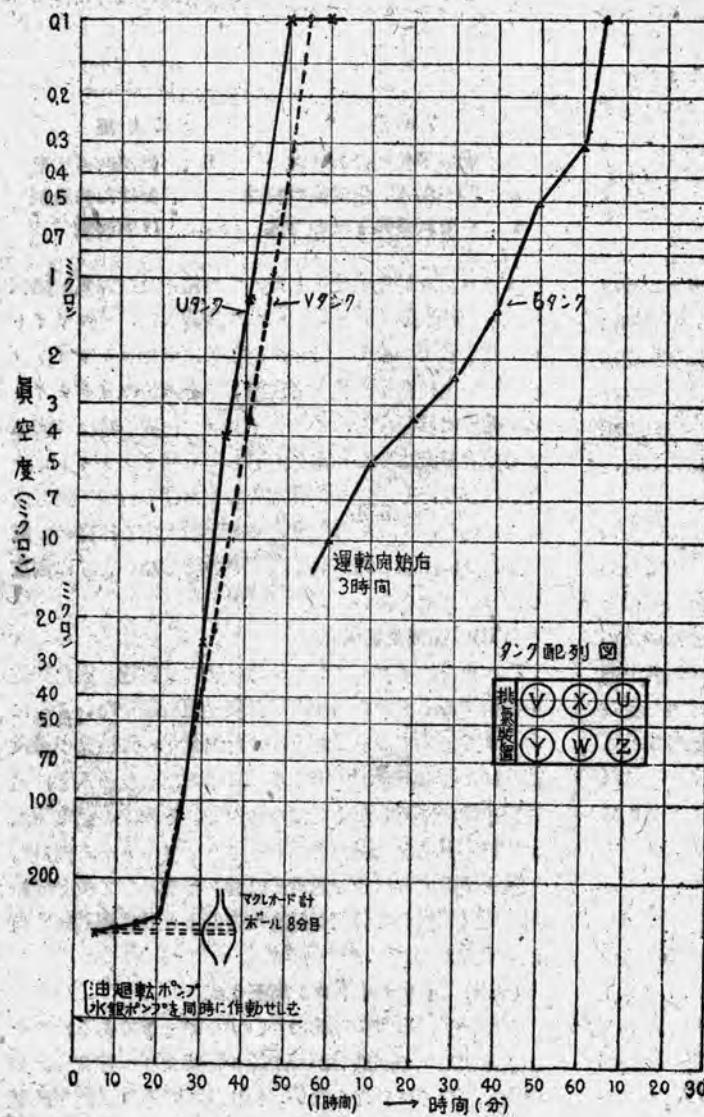
に 20 分間必要なるためその間は迴轉真空ポンプが動作している。その後 20 分以内にて急に真空度は上昇する。各タンク別に實測の結果を示すと 1 表の通りである。この數値は水銀蒸氣ポンプ、迴轉真空ポンプ及び化成進捗状況により異なるため概略の規準値を示したものに過ぎない。

各タンクの漏洩は各真空栓を 1 つ宛開閉して行けば測定することが出来る。この漏洩も化成の進捗に應じて若干變化するが 24 時間以上放置して 1 時間當り 0.5 ミクロン以下の壓力增加割合である。

(ii) 溫水化成

この化成は 50°C ないし 60°C の溫水を各タンクに通水し内部含有ガスの排氣を容易ならしめるために實施す

る化成で 1 タンク當り 4 時間の割合で通水化成し、6 タンク同時に化成した場合は 20 時間に化成を打切つた。その際のタンク内真空度は抵抗真空計にて 1 ミクロンを限界値とした。交流化成を完了せる 1 タンクが故障にて開蓋しなくてはならないような場合の温水化成は 1 タンク當り 2 時間の化成を標準とした。この化成には從来は温水槽を特別に作成するためその実施準備にかなりの時間を費したものであるが今回は冷却水系が循環放流併用の節水式としたため下部貯水槽が化成時の温水槽に直に切りかわり得る利點があり、そのため特別なる準備は不要で何時にもそのまゝの状態で加熱器の加熱時間を長くすれば温水化成が實施出来る。温水化成は開蓋後の化成には必ずしなくてはならないことが實證されている。



神戸電鐵設納入

1500V, 1000KW イグナイトロン

排氣速度試験（化成前）

Uタンク 1本 50分間

Vタンク 1本 54分間

6タンク同時 4時間5分

冷却水温 15°C 底温 9°C

ヒーター電圧電流 220V, 3.2A

測定月日 24-1-29

容 量 タクシ数	1500V, 1000KW イグナイトロン	600V, 500KW イグナイトロン
6 タンク排氣の 場合	4 時間 5 分	3 時間 20 分
2 タンク排氣の 場合	1 時間 30 分	55 分
1 タンク排氣の 場合	50分 ~ 54分	34 分

第 1 表

(iii) 點弧子化成

この化成は點弧子内に含有されているガスを放出させると共に點弧子と水銀との接觸を圓滑にするのが目的である。從つて點弧子1本ごとに數アンペアの直流を2時間ないし2.5時間流して化成を行つた。この時は點弧子よりのガス放出量が僅かであるため眞空度は1ミクロンより低下しないのが普通である。この化成完了後は必ず點弧子の靜的點弧特性試験を行う。この特性は點弧子の良否を決定しあつ劣化の経過を判定する一基準となるものである。

(iv) 補助點弧極化成

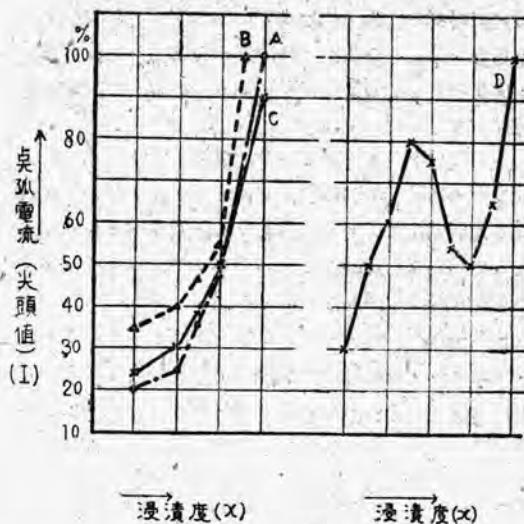
この化成は補助點弧極内に含有されているガスを放出せしめる化成である。それ故直流80V, 10Aを各極に2.5時間程度の割合で通電せしめる。この化成は3極宛かまたは6極同時に化成するかにより化成時間は短縮される。すなわち直流電源容量により左右される。この際の眞空度は抵抗眞空計にて2ミクロンを最低限界値とした。

(v) 點弧子一補助點弧極組合せ化成

この化成は上記のように特別の電源を使わずに點弧回路に規定の電圧、電流を供給して運轉したるもので所要時間は3時間ないし5時間であり眞空度最低限界値は上記と同一である。この化成の初期は點弧子電流は少ないが時間が経過すると共に點弧子温度が上昇して點弧子電流は増大する。一方補助點弧極電流は點弧子電流と反対に減少する。その變化が安定するまで化成を續行するものである。本化成の終末期の點弧特性如何によつて點弧子の良否を決定することにしている。7a図及び7b図は静的點弧特性を示したものである。

(vi) 低壓交流化成

化成の初期は排出ガスが多量であつて眞空低下が著しいためイグナイトロン用變壓器二次側二重星型の一方の3相にあたる3タンクをエキサイトロンまたはイグナイトロン化成を行つた。かくした方が化成の進捗が早いと豫想されるからである。3タンク化成は變壓器二次側二重星型の各組を交互に化成し、化成電流500Aまで歩調を合せつゝ進めた。この時の眞空度は抵抗眞空計にて



7 a 図

A : 點弧子化成後の特性

B : 50% A. C. 化成後の特性

C : 立會試験完了後の特性

7 b 図

D : 局部的劣化を受けた代表例

N 宇特性

2ミクロンを最低限度とした。また格子及び點弧回路は正規の運轉状態と同一結線にして実施した。エキサイトロン化成法で500Aまで化成終了せば6相エキサイトロン化成を全負荷電流値まで実施し、その後はイグナイトロン化成に移行する。イグナイトロン化成の時は500Aまで化成後直に點弧回路を使用して6相イグナイトロン化成に移り、そのまま化成電流値をあげて行つて過電流化成に進む。この場合化成電流値が増大するに従つて眞空度低下に注意し眞空低下限界値を超えないように留意しなければならない。

(vii) 過電流化成

この化成はイグナイトロン化成法にて実施し過負荷値を負荷するも規定の眞空度最低限界値を超えないようになるまで化成するのである。また點弧子の浸漬度の過負荷時における適否を決定する一基準となるため入念に過負荷化成を反覆しなくてはならない。その際の過電流値は定格容量により限定されるがイグナイトロンの過負荷耐量を保證するだけの過電流負荷を目標として數分間宛眞空度限界値内で負荷し眞空度の低下と共に舊基底負荷に戻すものである。

(viii) イグナイトロン高壓化成

この化成は實負荷運轉に移行する第一歩であるためその運轉は正規の回路でかつ配線の絶縁及び保護装置は萬全を期さなくてはならない。特に直流負荷抵抗側が高壓になるためその絶縁が保證されなくてはならない。負荷

は $\frac{1}{2}$ 負荷程度から徐々に増加し、30分～1時間間隔にて全負荷となし、全負荷1時間連續負荷したる後引續き150%負荷2時間負荷し、更に200%負荷1分間負荷して完了とする。

以上の化成中エキサイトロン化成法とイグナイトロン化成法を600V, 500KW イグナイトロンにてそれぞれ実施し比較したのであるが顯著なる差異は認められなかつた。ただ兩者を比較するとエキサイトロン化成は特別なる勵弧電源及び回路を必要とし更にイグナイトロン化成を追加実施しなくてはならない缺點があるが真空度低下による點弧子の劣化、汚損の害を受けることは少ない。これに反してイグナイトロン化成は特別なる電源及び回路を必要としないが化成初期の真空低下に留意する必要がある。

今回 600V 500KW 2組、1500V 1000KW 1組の化成を実施した。2表は 600V, 500KW イグナイトロン整流器のイグナイトロン化成の標準所要時間を示したもので慎重に規定真空度制限値内にて実施したもので若干の餘裕が見込まれている。更に努力工夫によつては1割ないし2割方短縮可能である。1500V, 1000KW イグナイトロンのイグナイトロン化成は2表の全所要時間の1割ないし2割方増す程度である。

600V, 500KW イグナイトロン、1タンク開蓋時の化

成状況を示したものが8図である。これはU相ターソグのみ開蓋し他のタンクは高真空中に保持した時の3タンクエキサイトロン化成法を示した。XYZ相の3タンクは化成する必要はないも各タンク温度を平衡せしめるために150%まで化成して6タンク化成に移行している。この點も今後の研究により短縮される可能性がある。

1500V, 1000KW イグナイトロン、1タンク化成時間は上記と同一状況にて18時間、2タンク化成所要時間は27時間である。工場試験完了後神戸電鐵福有橋整電所に据付する間約1ヶ月間排氣せずに放置してあつたが据付完了後の化成は3タンク宛200%電流値まで化成し、排氣開始より約30時間にて化成完了し實負荷運転に入ることが出来た。これによりイグナイトロンの化成が如何に短期間に完了するかが立証された。

IV) 負荷試験

(i) 被試験機器の定格

負荷試験時の使用機器は全て納入すべきものを使用した組合せ試験である。試験時の機器結線図は4図の通りであり、その際の負荷調整は水抵抗器の鐵板を上下して行つた。被試験機器の定格は3表の通りである。

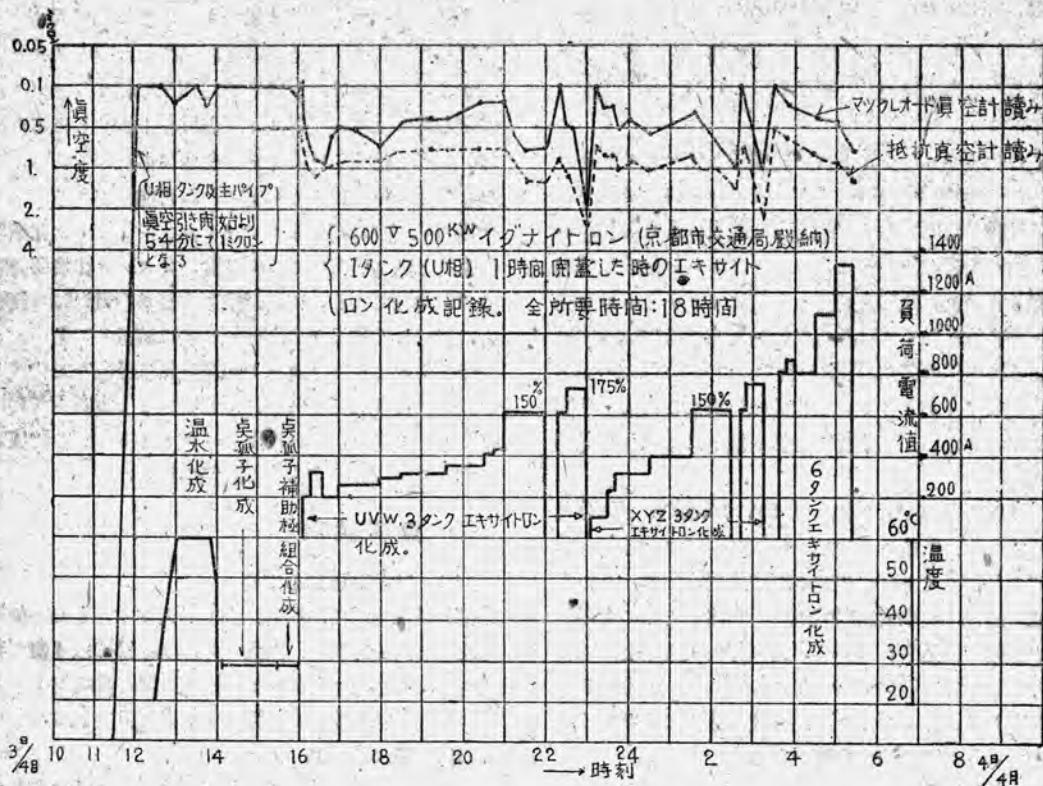
(ii) 負荷試験

イグナイトロン整流器の起動順序及び方法は最初に補

2

表

化成方法	6タンク化成時		化成方法	1タンク開蓋したる時	
主排氣管及6タンクの排氣時間	4時間～5時間	0.1ミクロンに到達する時間	取替時間	約1時間	點弧極フランジをはずし點弧子を交替挿入する時間
温水化成	20	1タンク4時間の割にて実施。20時間にて打切とする	主排氣管及び1タンクの排氣時間	0.5～1時間	0.5時間……500KW 1時間……1000KW
點弧子化成	15	1本2.5時間の割	温水化成	2	
補助點弧極化成	9	1本3時間の割合。2本宛同時化成	點弧子化成	2	
點弧子・補助點弧極組合化成	6	點弧子電流が安定するまで化成する	點弧子・補助點弧極組合化成	1	
3タンク化成	80	UVW:XYZの3タンク宛、交互に化成する	3タンク化成	7	開蓋したタンクを入れて3タンク化成をする
6タンク化成	50		未開蓋タンクの保溫化成	4	3タンク化成
過電流化成	30	3タンク又は6タンクにて実施	6タンク化成	2	過電流値まで化成する
高壓化成	20		合計	20時間	
合計	235時間		合計	20時間	



8 圖

10 時に U 相タンク開蓋點弧子取替

11 時に U 相タンク閉蓋

11 時 30 分より真空引き作業開始

助回路の開閉器(8)を閉路して油入迴轉ポンプ開閉器(8P)及び水銀蒸氣ポンプ開閉器(8H)をそれぞれ閉路して動作せしめる。また格子負偏倚電壓を確認する。(8H)を投入後 20 分以上すれば水銀蒸氣ポンプは動作を開始する。マツクレオード真空計によつて主排氣管及びタンク内真空度が許容値以上にあがれば負荷準備態勢が完了したのである。次いで點弧回路開閉器(8E)を閉路して各タンクの點弧子電流及び補助點弧極電流を一つ一つ読み動作状況を調べる。異状のものなく全て動作安定を確認した上開路し、受電側油入遮断器を投入して受電電壓印加を確認し、(8E)を閉路し更に格子回路開閉器(8G)を閉路して負荷をかける。變電所では上記の順序で(8G)を最後に閉路してイグナイトロン整流器の直流出力電壓を認知して後、逆性高速度遮断器(54P)にて負荷母線に投入して運転に入れる。

負荷の遮断方法は大體上記の逆を行えばよろしい。しかしイグナイトロンを(8G)にて停止せしめてより(54P)を開路した方が望ましい、多陽極型水銀整流器は

制御格子にて負荷の遮断を行うがイグナイトロンにては、制御格子または點弧回路の一方を遮断すればそれにて遮断は可能である。しかし故障時の大電流を遮断するには格子、點弧両回路を高速度リレーにて同時に遮断して格子に負偏倚電壓を印加すれば完全に実施することが出来かつ多陽極型の時より遮断信頼度は高い。

運転中の點弧子電流と補助點弧極電流とはそれぞれの回路に挿入した電流計により測定され動作状況を察知することが出来る。また點弧子の水銀面よりの離脱は補助回路變壓器の二次電流計の振動状況より知ることが出来る。點弧子の劣化が進行して行くにつれ點弧子電流と補助點弧極電流との読みが等しくなる。點弧子は浸漬度により點弧條件が異なるが一般的に論じて上記兩電流値の比が 1 以上になつた時は取替える必要がある。

冷却水量及び水温の調整は 3 図の冷却水系のタンク入口側コックの絞りを覗窓を見ながら調整しました水温は W の貯水槽の加熱器と補給水量により自由に加減し得る。

9図及び10図は600V, 500KW イグナイトロン及び1500V, 1000KW イグナイトロン整流器の負荷試験時の直流通電圧、真空度、陽極フランジ温度上昇、冷却水温及び水量ならびに負荷電流の変化に応じてそれぞれ記入したものである。また温度上昇は冷却水温が30°以上になつたため全體的に高くなつているのも一特長である。今回は節水式の循環放流併用方式を使用して負荷電流と補給水量との關係を實測した。その結果は1000KWイグナイトロンにて150%負荷時(1000A)に10立/分の補給水(水温 17.5°C 室温 29°C)で充分であることが判明した。更に補給水の水温が低ければ少水量で済むことは明かである。

各相の陽極電流は新點弧方式なるため不平衡が豫想されるが今回の實測は上圖に記入してある通り極く僅小であつて實用上問題にするに足らない。この各相陽極電流は挿入式測定器のミリアンメーターの読みであり平衡度を示したものに過ぎない。

過負荷試験時の規定値は公稱定格なるため200%負荷1分間であるが今回の試験には3分間または5分間負荷して何等異状ないことを確認した。これによりイグナイトロン整流器の過負荷耐量の大きいことを立證し得た。その時の低下真空度は0.4ミクロンまたは0.6ミクロンであり負荷時間が経過するに従つて真空度は上昇する傾向を示した。

以上の試験は1タンクに1點弧子回路を挿入して試験したものであるが1點弧子回路による2點弧子すなわち2タンクの並列運轉試験をも実施した。試験には豫備タンクを使用して6相中X相のみを2タンク並列となし、合計7タンクを600V, 3000KW用變壓器に接続して6相運轉した。水抵抗器負荷にて600V, 2000A, 1時間負荷したが並列タンクの平衡度もよく、點弧状況も良好であつた。

この時のX相の主回路には陽極平衡線輪を挿入して兩タンクの通流電流の平衡をはかり、また並列タンクに捕

3

表

納入先 機器名	神戸電鐵殿	京都市交通局殿
イグナイトロン變壓器	KV 3Φ 3.45-3.3-3.15-3.0-2.85	KV 3Φ 22-21-20-19
一次電壓/二次電壓	60㎐; 1360V	60㎐; 555V
變壓器結線方式	一次 三角 二次 二重星形	相間リクトル付、化成ダップ付 左 同
イグナイトロン變壓器容量(一次/二次)	1120KVA/1580	570/800KVA
同上の重量 油量	4750 kg (油なし) 3250 立	4500 kg (油なし) 2990 立
同上の大きさ寸法	幅 奥行 高さ 2370×2340×3670	幅 奥行 高さ 2050×1510×3270
イグナイトロン定格	1500V 1000KW 667A 公稱定格	600V 500KW 834A 公稱定格
イグナイトロントン数	1組(6タンク)+1タンク (豫備)	2組(6タンク×2)+4タンク (豫備)
1組の重量 (全重量)	3400 kg	1880 kg
1タンク重量	430 kg	210 kg
イグナイトロン整流器外形寸法	横 縦 高さ 3080×1500×1700	横 縦 高さ 2780×1300×1700
制御盤寸法	幅 奥行 高さ 700×1100×2300	左 同
その他	單獨運轉	B.B.C製 1000KW 600V M.R.と並列運轉

入された點弧子回路にはそれぞれ可變抵抗器を挿入し、それを調整して點弧子出力電圧を平衡せしめた。

これにより並列タンクの點弧子回路は直列抵抗の調整によって簡単に並列運転が出来得ることを立證し得た。従つて 6 相、12 タンクの運転が上記の點弧回路によつて運転可能となつた。すなわち、數千アンペア級の工業用大容量イグナイトロン整流器の 6 相運転を當社の點弧回路方式にて実施し得ることを確認した。

(iii) 耐壓試験

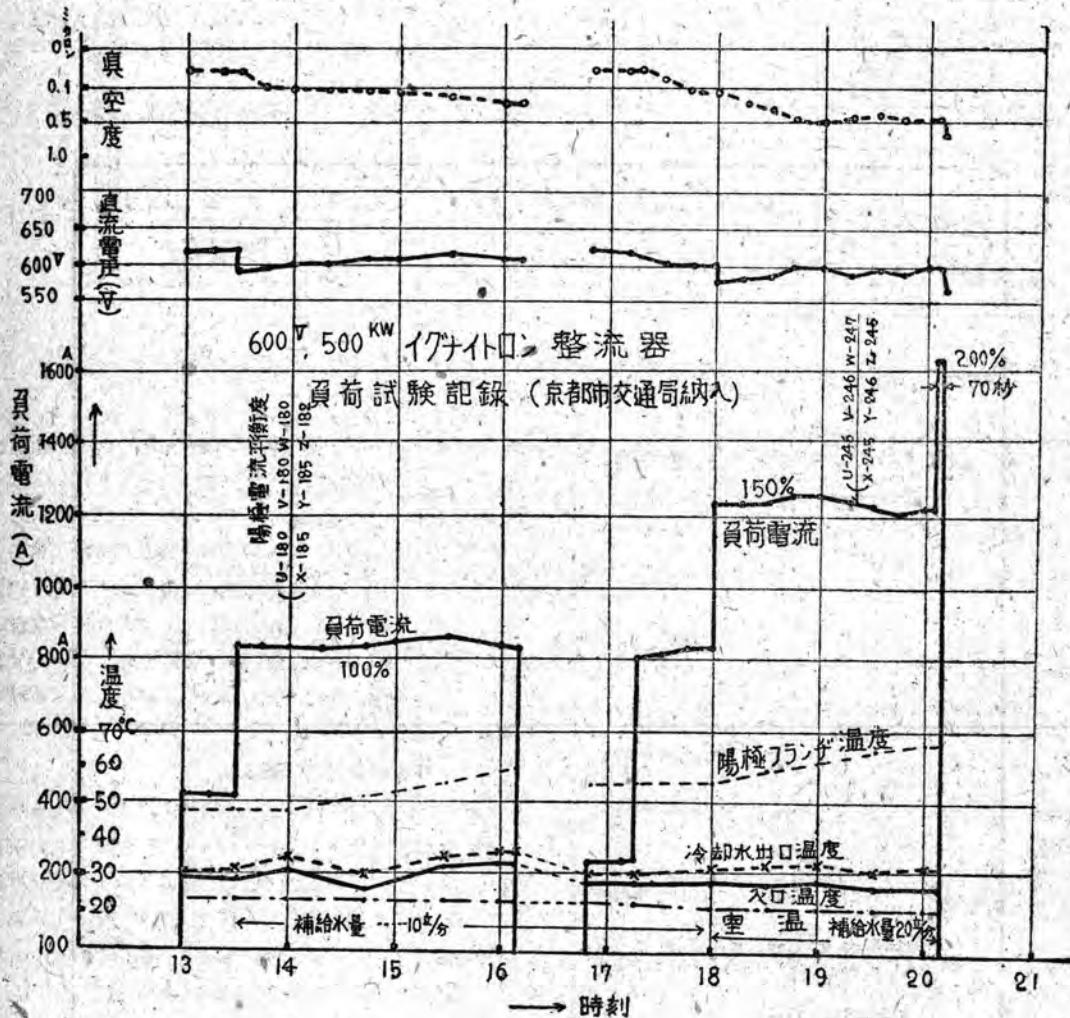
過負荷試験に引續いて耐壓試験を実施した。その試験電圧値は J. E. C.-64 に準據した電圧で各部の試験を行つた。その内點弧子一タンク間の耐壓は J. E. C. 規定には除去してあるが納入先の希望もありまた當社は點弧子を外部より動かすことが出来るので點弧極一タンク間

1500V 1 分間の加壓試験を実施した。4 表はイグナイトロン各部の組立直後と過負荷試験直後の耐壓試験値を示したものである。

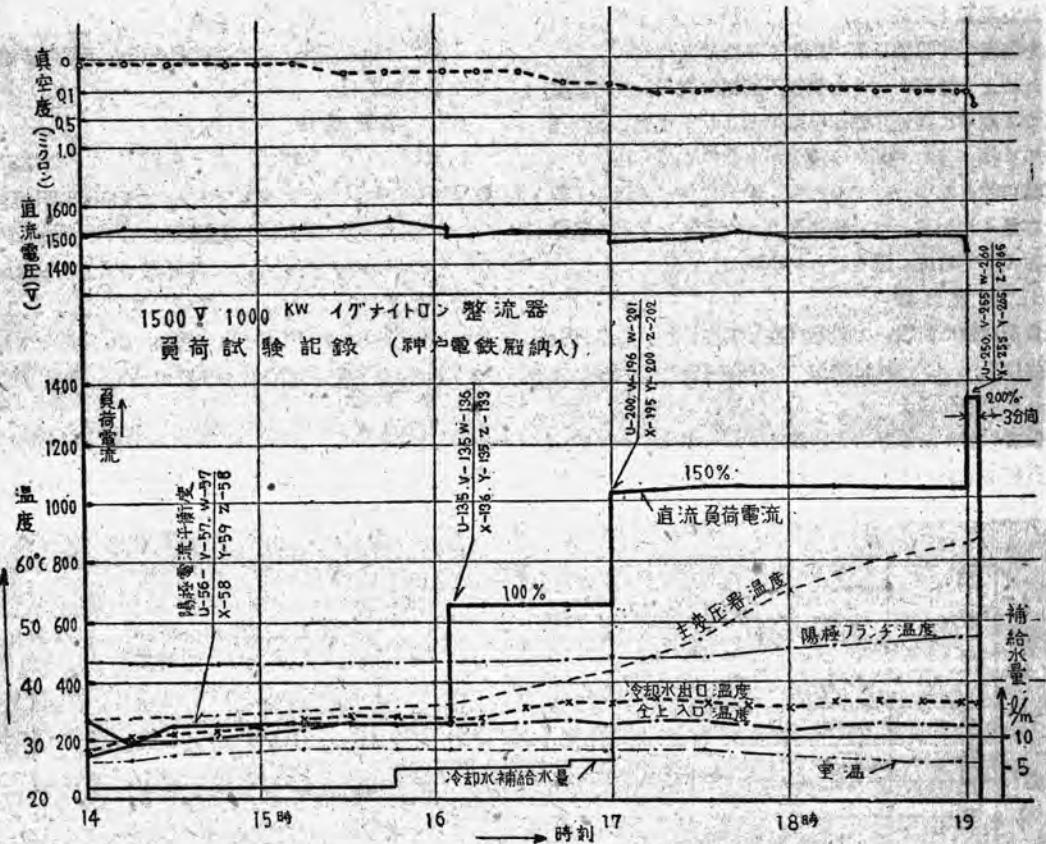
(iv) 過負荷試験

11 圖は 600V, 500KW イグナイトロンの短絡電流遮断試験時のオシログラムである。①は整流器用變壓器の一次電圧、②は點弧回路變壓器一次電圧、③は直流電圧、④は U 相格子電流、⑤は U 相點弧子電流、⑥は 500A 負荷直流電流を示している。點弧、格子両回路は M. H. 高速度リレーにより 7.5m.s. で開路され、格子には負偏倚電圧のみが残る、直流負荷電流は 500A から 15500A (最大値)、になり 15.6m.s. (0.93 サイクル) にて遮断されている。

12 圖は 1500V, 1000KW イグナイトロン整流器の短



9 圖



10 圖

試験箇所	イグナイトロン組立直後、閉蓋前に行う		負荷試験終了後行う	
	直流側電圧	600V	1.500V	600V
陽極—タンク間	7.000V	3.400V	7.000V	3.400V
陽極—格子間	7.000	3.400	2.000	2.000
陽極—(電弧弧光筒間)	7.000	3.400	—	—
格子—(電弧弧光筒間)	6.000	6.000	—	—
格子—タンク間	3.000	3.000	1.500V	1.500V
點弧極—タンク間	1.500	1.500	1.500	1.500
補助點—タンク弧極間	1.500	1.500	1.500	1.500
タンク—大地間	—	—	4.000	2.200
備考	神戸電鐵 1000KW	京都市 交通局 500KW	神戸電鐵 1000KW	京都市 交通局 500KW
加圧時間1分間				

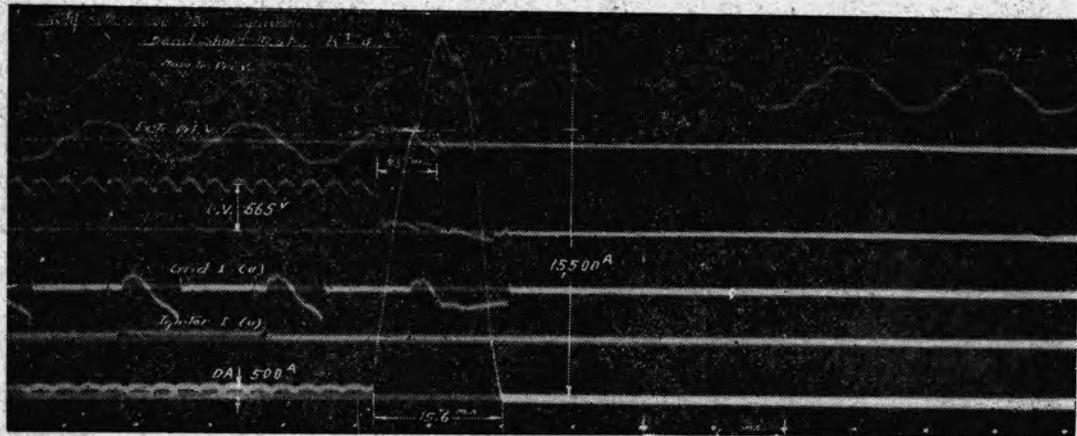
第4表

電鐵用イグナイトロン整流器・加藤

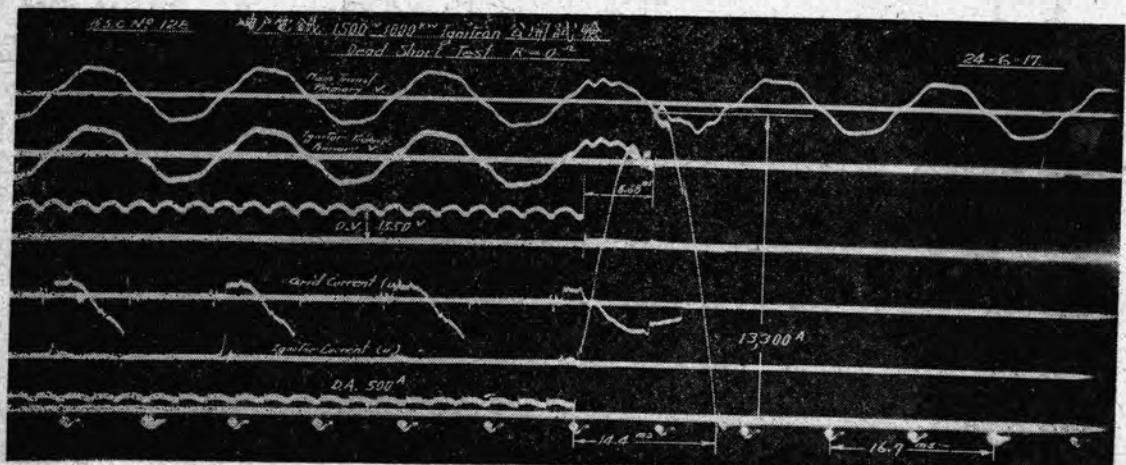
絡時のオシログラムである。前記と同一の電圧電流を示した。この際の遮断最大電流値は13300Aで14.4m.s.で遮断されている。上記のオシロにて特筆すべきことは1~以内に10000A以上の電流が容易に遮断出来る事であつて、これにより過電流にて動作する高速度遮断器は不要であることを實證している。また短絡電流流通期間でも11圖に見られるように點弧回路は完全に作動し、また12圖にてはU相の格子は13300Aの大電流を遮断していることを示している。

(V) 電弧電圧降下の測定

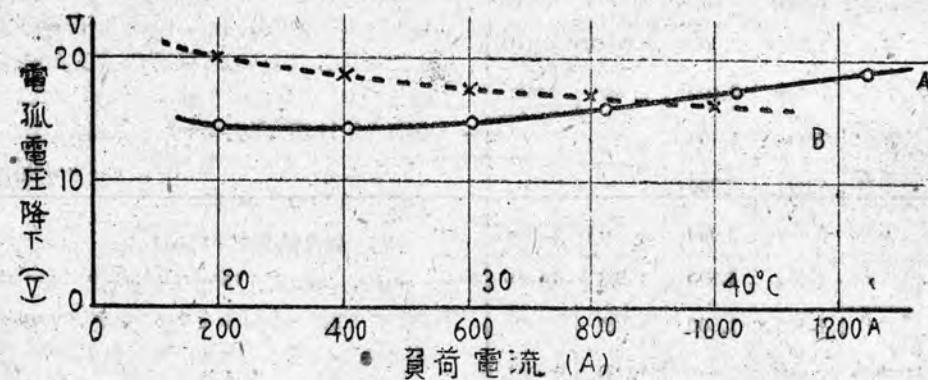
600V, 500KW, 1500V, 1000KW イグナイトロン整流器にて電弧電圧降下をオシログラフ法にてそれぞれ測定した。各負荷電流値による電弧電圧降下の変化状況ならびに冷却水温を変化して負荷電流を一定とした時の変化模様を示したのが13圖である。500KWと1000KWとは電弧電圧降下差は僅小で殆んど同一であつた。以上の電弧電圧測定値より能率を計出したものが14圖である。本圖よりしてイグナイトロンの能率が從来の多陽極



11 図



12 図



A 曲線は電弧電圧降下—負荷電流特性曲線で、冷却水出口温度を 30°C にした場合。

B 曲線は負荷電流 1000A—一定時の冷却水温を変化させた場合の電弧電圧降下の変化を示したもの。

13 図

- 主変圧器一次電圧**
 ① 600v500kw イグナイトロン
 Dead Short Test R=0
- ② 點弧回路一次電圧**
- ③ 直流出力電圧**
- ④ 格子電流**
- ⑤ 點弧子電流**
- ⑥ 直流負荷電流**
- ⑦ I ← 16.7ms → 1 時間**

- 神戸電機 1500v1000kw**
イグナイトロン整流器
- ① 主変圧器一次電圧**
- ② 點弧回路一次電圧**
- ③ 直流出力電圧**
- ④ 格子電流**
- ⑤ 點弧子電流**
- ⑥ 直流負荷電流**
- ⑦ 時 間**

を挿入して主回路に對する補助回路位相を變位させて點弧子の點弧位相を次第に遅らせることで電圧を下させしめた。

16 図 は格子率に換算して 75 % の電壓制御を行つた時のオシログラムである。電壓制御しない時の電圧 650V で、位相制御した時の電圧、電流は 490V、640A である。(1) は整流器用變壓器の一次電圧、(2) は直流電圧、(3) は格子電流、(4) は點弧子電流、(5) は負荷電流の波形を示したものである。(3) の格子電流中零線型水銀整流器に比してかなり良好なることがわかる。15図は電弧電壓降下の波形の一部を示したオシログラムである。(1) は陽極一陰極間電圧、(2)(4) は補助點弧極

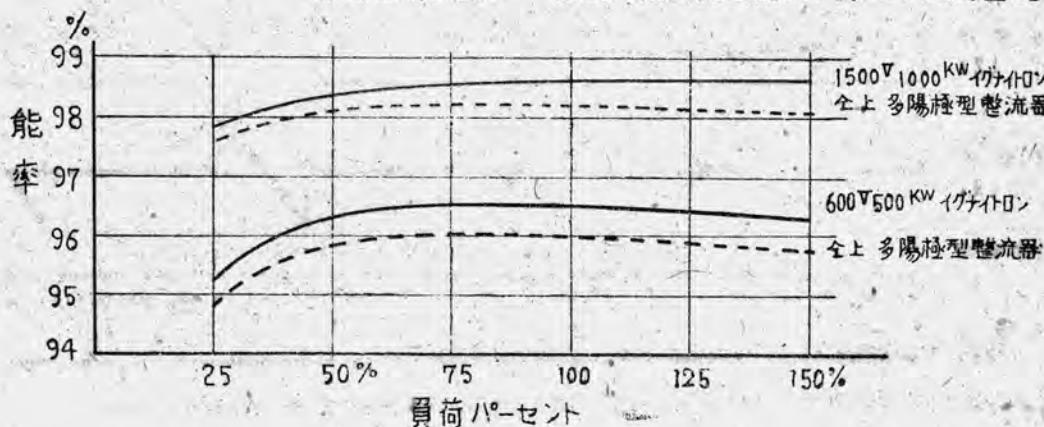
電流、(3)(5) は點弧子電流の波形を示したものである。

(Vi) 位相制御試験

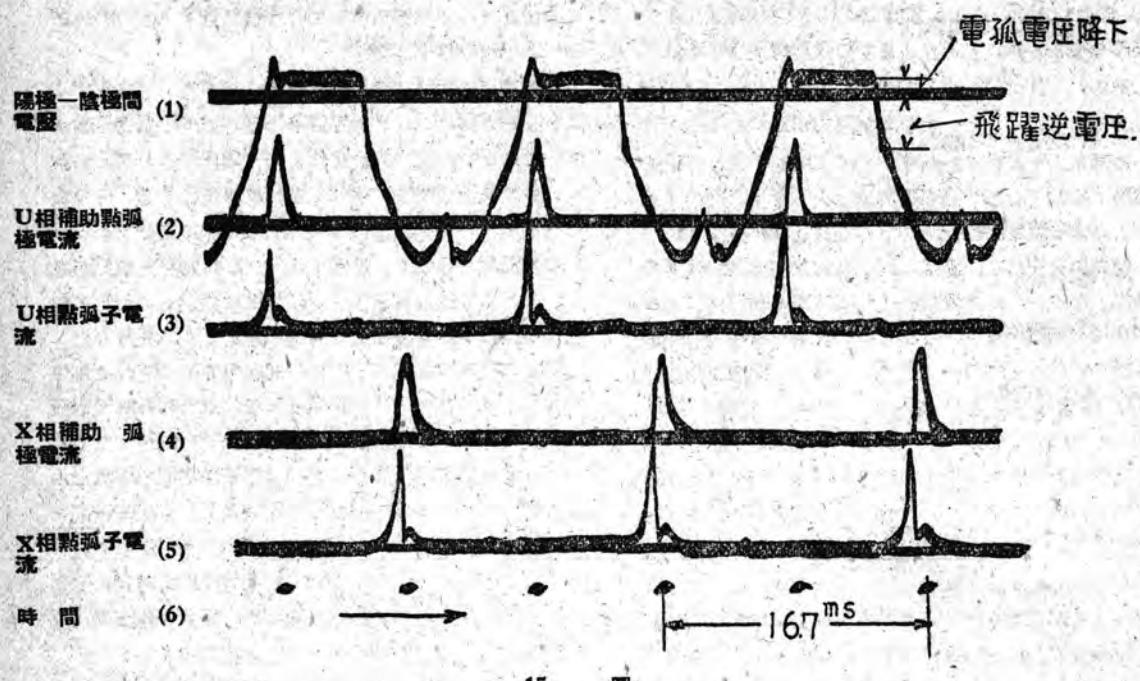
イグナイトロンの電壓制御には 2 種ありて點弧子により點弧位相を變化せしめて行う方法と格子を使つて從來の整流器と同一方式にて實施する方法がある。今回実施した方法は前者の方法であつて補助回路電源に移相器より上部は格子へ流入する電子電流で下部はイオン電流を示している。

V) 考 察

イグナイトロンは單陽極型であるため各タンクの通電は間歇的であり、従つてタンク内發生熱量は一連の脈動となる。この脈動は陽極電流通流期間及び大きさによりタンク内の水銀蒸氣密度及び温度に影響をもつことになる。しかしこれは變壓器の結線方式、陽極數等に關連する事項であつて、今回使用したイグナイトロン用變壓器の結線は一次三角、二次二重星形である。この回路では陽極電流尖頭値と平均値との比は 3 対 1 である。この比率 = $\frac{\text{陽極電流尖頭値}}{\text{平均値}} = K$ は使用回路の形式によつて左右され、K が小さいもの程内部水銀蒸氣流の變動すなわち呼吸作用は少ないか逆電壓の大きさは大となる。K の大きい時は上記の逆である。通電末期の電流による電離作用の大きさはイグナイトロン用變壓器及び電源の轉流リアクタンスにより變化するものであるがその際の飛躍逆電壓は殘留イオン密度の最大期に印加される。イグナイトロンは陽極一陰極間距離が短かくかつ電弧弧光管が特殊構造なるため陽極部一バッフル部空間の蒸氣流の流动は多陽極型の場合と著しく異なる。また冷却面の位置及び構造も相違しているため多陽極水銀整流器の場合とばかり相違てくる。電弧電壓降下による損失は一連の脈動となつて四周の冷却壁面により平均化されて冷却水により熱は持ち去られる。故にタンクが小型であり陽

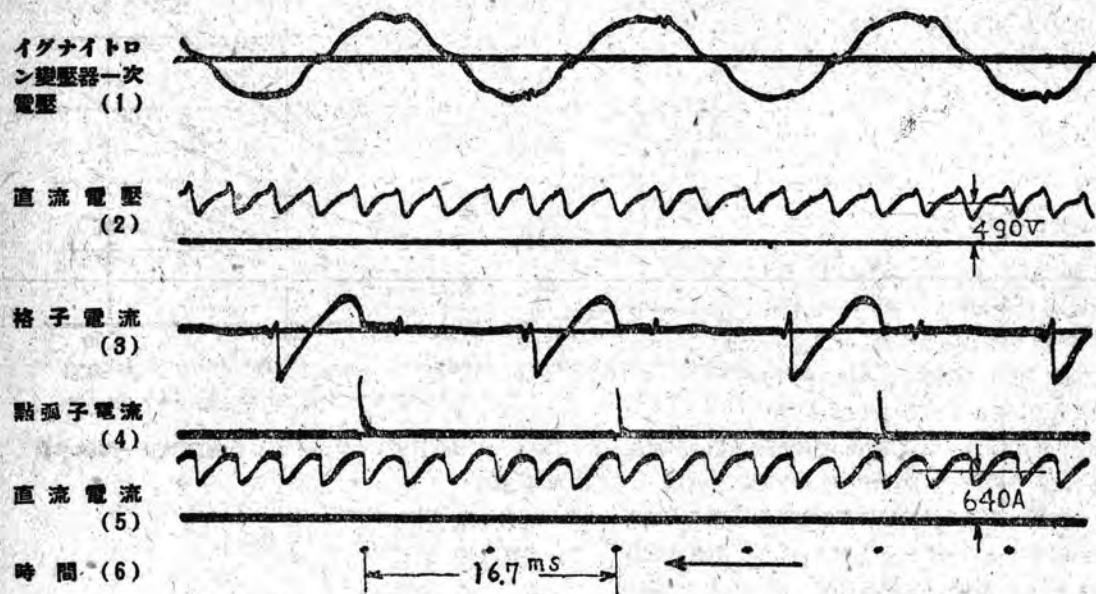


14 図



極電流のKの値が大きければ大きい程冷却水温は通電期間中の蒸気壓上昇時値の論據を與えることになる。通電時の蒸気壓は休電時のものの數倍に達するものでありかつ通電電流と蒸気壓力の最大瞬時値との間には時間的遅れがあると考えられる。従つて通電末期の残留イオンの量及び繼續時間は格子電壓と関連してかなり大かつ長いものとなる。

入口冷却水温を($32^{\circ}\pm 5^{\circ}$)程度に上昇せしめたことは陰極水銀溜温度をあげかつタンク内水銀蒸気壓をたかめたことである。これは點弧子の點弧特性に關連性あることであると共に限界電流値の低下を防止し、あわせて異状電壓及びそれに隨伴する逆弧を防止せんとするもので



16図 位相制御せる場合のオシログラム

ある。低冷却水温度による運轉(20°C以下)は點弧子の失弧条件を増すと共に1タンク當りの限界電流値をも低下せしめる。これはいわゆる電弧の“Starvation”に基因するものと考えられる。水銀蒸氣壓力が高くなるとすなわち冷却水温を次第にたかくすれば13圖のように電弧電壓降下は低下しつつ限界電流値は大となる。従つて構造上よりする溫度許容範囲内で、逆弧確率が僅少でかつ格子制御能を失わない範囲なれば冷却水温は高い程良好な條件となる。また水温をあげれば特殊冷却方式により冷却水量を節減出来ることになる。陽極—陰極間の距離が短縮されたにも拘わらず1タンク當りの陽極電流は11圖及び12圖のオシログラムにて明かなように15000A以上、流れても逆弧せずまた制御能も完全である。限界電流値は更に大きいものと考えられる。故にタンク内最小水銀蒸氣壓力はすなわち冷却水温は規定負荷電流より寧ろイグナイトロン整流回路が流すならん短絡電流によつて決定されるべきものである。

點弧子の點弧條件を左右する因子としては水銀溜の溫度、點弧子の抵抗變化及び水銀面の動搖ならびに印加電壓、電流波形等が考えられる。點弧子の浸漬度(α)と點弧子電流尖頭値(I)との間には次の關係式が考えられる。

$$I = Ax + Bx^2 \quad A, B \text{ は常数}$$

この曲線は7a圖に示すように上部へ凹形の二次曲線である。7a圖は一點弧子の靜的特性であつて點弧子浸漬度が深い程點弧子電流は大きいことすなわち浸漬度が浅ければ點弧し易いことを示している。化成前と化成中と運轉試験後ではこの靜的特性曲線が若干ことなつて来る。點弧子は $\frac{dI}{dx} = 2Bx$ が常に正であれば良質である。しかし局部的にでも劣化すれば或る浸漬度(α)にて $\frac{dI}{dx} < 0$ という條件が成立つてすなわち曲線上に上に凸部が出来る。7b圖はこれを示す。(曲線がN字に似て来る故N字特性と呼ぶ)N字特性曲線になれば局部的に損傷を受けた證左であるが使用不可能ではない。使

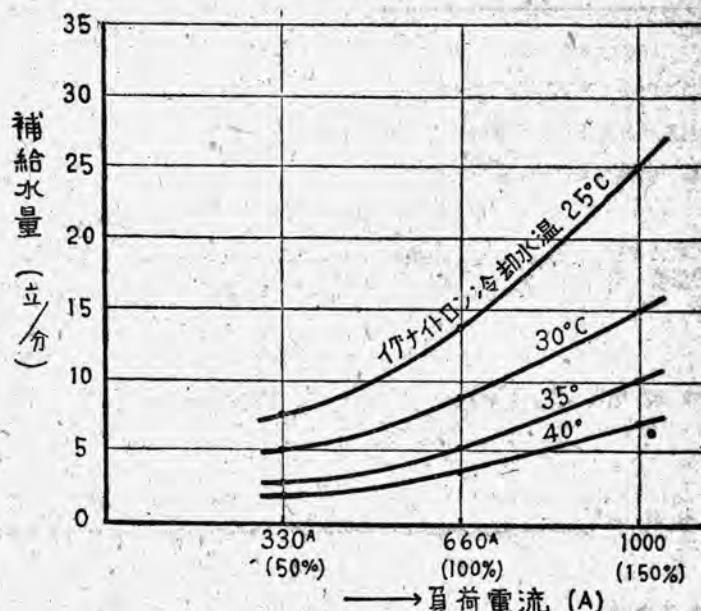
用可能や否やの限界は點弧回路の容量と失弧數と補助點弧電流と點弧子電流との比の値によつて決められる。また點弧子電壓、電流尖頭値間の靜的特性は大體直角双曲線關係が成立するようである。すなわち I_{PI} (點弧子電流尖頭値) $\times V_{PI}$ (點弧子電壓尖頭値) = C である。處が動的點弧特性は $I_{PI} = D \cdot V_{I_{PI}}$ という正比例關係にある

ようであり、これ等に付いては今後研究する必要がある。 C 及び D は常数。

水銀表面の動搖は陰極點の浮動と相呼應して休止することはある得ない。また點弧子の長さ方向の溫度分布も均一ではない、従つて抵抗値も刻々變化すると考えられる。更に負荷の變動に應じて浸漬度は變化する。そのため毎サイクル點弧子電流は變化することは當然である。この浸漬度を自動的に調整することとは實用上難點が多い。それ故今回の試験は一定浸漬度に固定しておいて如何なる過負荷、輕負荷にも對應出来るように設計した。

點弧子電流尖頭波の最初の一部は點弧子に流れて點弧せしめ、その残部は補助點弧極に流れるため點弧子電流の變動はすなわち補助點弧極電流の變動を誘起せしめるがこの補助點弧極の設置によつて格子部空間の電離作用を圓滑ならしめ、格子制御作用を助長し、各極轉流期を均一ならしめている。この方式の採用は11圖のオシログラムに示したように10000A通電時にも確實に點弧することを示した。これは點弧回路、點弧子浸漬度、及び内部構造の設計が適切であつた一證左である。

電壓制御を點弧子の點弧位相の制御によつて實施すれば點弧回路の電壓尖頭波形の立上りが問題になる。しか



1500 V, 1000 KW イグナイトロン負荷電流—補給水量
關係曲線

循環水量 60 立/分

補給水温 17.5°C

室温 28°C

しこれは上述した水銀表面の動揺その他の事項によつてその點弧位相は若干變動することを認めないわけには行かない。これに反して格子制御を行えば從來の多陽極型水銀整流器と同一である。その時は點弧子の點弧位相と格子尖頭波變壓器の位相關係が問題となるに過ぎない。この方法は前者よりも難點は少ない。

冷却水使用量の減少は整流器電源所立地條件に貢献することになつた。水抵抗負荷試験結果の補給水量と負荷電流との關係を示したもののが17圖である。これは3圖に示した冷却水循環方式にて下部水槽(W_1)の水を循環水ポンプ(P_1)にて循環させる。その時の循環水温を一定にするため、電熱器(H)を使用するかまたは水銀蒸氣ポンプ($G.R.$)よりの冷却水を補給水とする。その場合なお不足の水量は他水源例え上部水槽(W_2)より補給する。17圖は冷却水温を 25°C , 30°C , 35°C , 40°C にそれぞれした時の各負荷電流値に對する補給水量を比較したものでその時の補給水温は 17.5°C 、室温は 29°C である。循環冷却水温を高くすると補給水量は減少することを示している。

これはイグナイトロン整流器のように單陽極型にすれば多陽極型の時より放熱面積が増加しあつ循環冷却水温と外気温度との温度差の増加によりタンク内部發生熱が放熱面より逃げる率が多くなつたことを意味する。17圖の試験結果は室温 29°C の場合を示したが外気温度の變化、負荷電流の變化、タンクの大きさ寸法、構造、冷却水配管及び同構造により、補給水量は左右され、延いては加熱を必要とするようになる。本方式では起動時は一般に電熱器(H)により循環水を豫め加熱することになる。

VII 結 言

以上は 600V , 500KW , イグナイトロン2組、 1500V , 1000KW , イグナイトロン1組の一般的試験と負荷試験の結果を示したものであり、この兩者によりイグナイトロンの性格及び性能の概要を把握することが出来ると思う。なお研究、解析すべき事項は多々あるが上記の試験結果を總括すれば次の通りである。

(1) 600V , 500KW , イグナイトロン6タンク最初の化成所要日数は約235時間である。これは更に短縮することが出来る。 1500V , 1000KW イグナイトロンはこれより2割方増す。しかし備付現場への運搬後の諸條件によつては數日間以内にて完了することが神戸電鐵にて實證された。點弧子取替時のように短時間タンク内を大氣圧とした場合は1タンクの化成完了までの時間は20時間である。この點多陽極水銀整流器に對して一特長をなしている。

化成時の真空度は化成方法と關係あるがイグナイトロ

ン化成にては化成の初期は真空度低下に留意した方がよい。今回の最低真空限度は抵抗真空計にて2ミクロンにおさえた。更にこの限度を低下せしめれば化成所要日数は短縮することが出来る。

(2) 負荷試験時を通じて失弧は問題とならなかつた。また點弧子は取替えねばならぬ程劣化したものではなく試験後開蓋點検したが汚損及び劣化は僅小であつた。點弧子の浸漬度調整は一度調整した後は 200% 5分間の過負荷時はもち論のこと遮断試験時でも特別に再調整することは1回もなかつた。これにより普通運轉時には高度の安定性があることが立證された。

(3) 本體冷却水温は $(32^{\circ} \pm 5^{\circ})$ の範囲が適當であることが運轉實績より判明した。冷却水使用量及び諸経費の節減のために節水式の循環方式を採用すれば有利であることを實證し得た。 1500V , 1000KW イグナイトロン過負荷時にもその補給水量は10立/分程度であつた。補給水温は 17.5°C であるが低温なれば低温なる程少量で済む。

(4) 電弧電壓降下は負荷の増加と共に増加するまた冷却水温が高くなる程低くなり 20°C より 40°C の間にて数ボルトの差異がある。 30°C の冷却水温にて 1000A 負荷時の電弧電壓降下は18Vである。

(5) 高速度繼電器により補助回路を數ミリ秒以内に遮断し 600V , 1500V 共 15000A 程度の短絡電流を1サイクル以内にて完全に遮断することが出来る。従つて正極母線には過電流保護用高速度遮断器は必要としない。ただ逆弧時の逆流防止用の逆性の高速度遮断器が必要である。

(6) 電壓制御は點弧回路の位相を移相器により變化せしめて格子率に換算して75%まで實施し得た。

(7) 2點弧子の並列運轉するわち同一相内の2タンクの並列運轉は陽極平衡線輪と點弧子回路に直列に挿入した可變抵抗値で平衡をとり容易に實施することが出来た。

以上記載した通り 600V , 1000V イグナイトロンは共に實用に供される日本最初の電鐵用單陽極水銀整流器である。上記の負荷試験は一朝一夕に達成されたものでないことはもち論であるがイグナイトロンが今日あるは使用者側の京都市交通局及び神戸電鐵の方々の理解ある御協力が主たる背景をなしていることは特筆すべきことである。今回の新製品により戰後のわが國技術界の沈滯した空氣がたとえ一角からでも取り拂われて行つたことは誠に慶賀にたえない處である。擱筆にあたり本紙をかりて厚く御禮申し上げる次第である。

Fe 不純物が Al およびその合金に及ぼす影響(第三報)

Al 地金および返り材等に不純物としての Fe の混入はまぬがれない現状である。

そのため强度と鑄造性が甚しく低下するので、Mn, Si, Ca, S,

の四元素を各々添加して、顕微鏡組織を主題に更に

物理的性質を実験したものである。

名古屋製作所

長谷川 武男

1. 結 言

Al 地金及びその合金が Fe 不純物により鑄造性及び物理的性質の甚しく低下することは第一報に述べたように、現況としては Al 地金または返り材等に多量に不純物として Fe が介在しかつ熔解用鐵鍋を使用する際に熔融 Al に Fe が溶入するため、三種類の鐵器材質について、熔解中 Fe の溶入を防止する方法を第二報に発表した。

本報告では Al 地金に對して Mn または Mn+Si を添加し、また Al 合金に對して Mn, Si, Ca, S, を添加して Fe 不純物の析出状況を顕微鏡組織により調査し、更に抗張力試験を行いその比較をした。Mn の添加についてはその物理的性質を向上した實驗は三菱重工の渡瀬博士¹⁾、神戸製鋼の早川氏や G. Sachs 氏等の研究によりいざれも Mn の添加によつて相當効果があることが發表されている。なお添加元素中 S の影響は顕微鏡組織のみを發表したが Al 地金の脱碳も實驗中途にあるから併せて別途報告することにしたい。

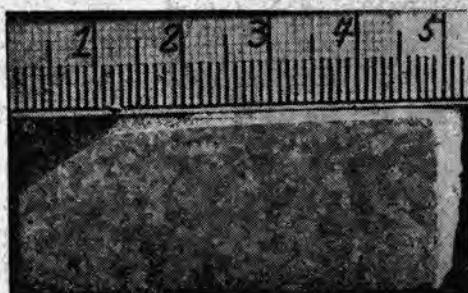
2. Al 合金鑄物の不純物として Fe による缺陷

例

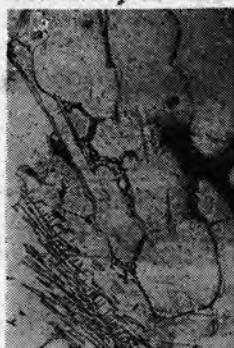
寫眞 1 は Al 合金の破面を示す。この内左上及び右下の黒い斑點は引け集である。寫眞 2 は同試料のマクロ組織を示し、引け集の生じた處ははつきりと結晶粒間に認めることができる。この引け集の部分とその境界の部分との完全な位置を顕微鏡組織で調査したものを寫眞 3, 4, 5, に示す。針状に析出しているのは $FeAl_3$ の化合物で粒間の太く黒くなつた部分は引け集である。引け集の発生した境は $FeAl_3$ が多いがこの原因は Fe 不純物が偏析したものと考察され、狀態圖から云えばこの偏析は $FeAl_3$ と



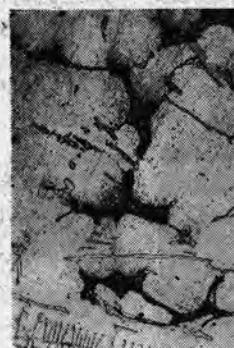
写眞 1 引け集の破面



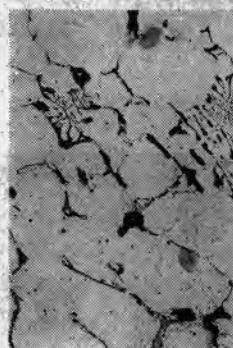
写眞 2 マクロ組織



写眞 3 引け集の部分



写眞 4 引け集の境界部



写眞 5 完全な部分

Al の共晶が Fe 1.7 %, 655°C 附近の冷却速度によるこ^ととも明かである。この點については大澤博士、大日方博士によつても研究されている。このように偏析した Fe Al_3 は針状に析出して引け巣をつくる原因となる實例を掲げたものである。

3. 實驗およびその結果

A. Al - Fe 合金に對する Mn の影響

Al - Fe 1 % 合金と Al - Fe 2 % 合金について Mn 0.3 %, 0.5 %, 0.8 %, 1.0 %, 1.5 %, 2.0 %, 3.0 %, 5.0 % を各々添加したものについて顯微鏡組織を調査した。 Al - Fe 1 % 合金に前記の Mn を添加した組織を寫真 6~13 に、 Al - Fe 2 % 合

金について Mn を添加した組織を寫真 14~21 に示す。組織にみるよう⁴⁾に針状に析出したのは Fe Al_3 で Mn の添加量が増加するにしたがつて次第に Fe - Mn を含む晶種が特有の楔状骨に發達し、 Fe Al_3 が粒状化し、 Al - Fe 1 % 合金では Mn 1.0 % 含有によつて蒼白なピンク色を呈した粒状に變化し全く針状が消滅する。 Al - Fe 2 % 合金では Mn 1.5 % 含有により前記と同様になつた。

Al - Fe 1 % 合金に Mn を添加せる顯微鏡組織

× 100

× 100

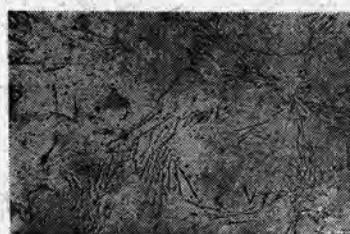


写真 6 Mn 0.3 %

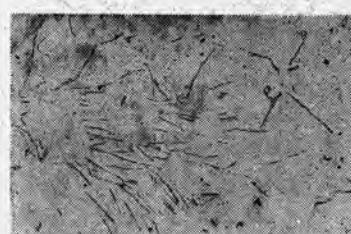


写真 7 Mn 0.5 %

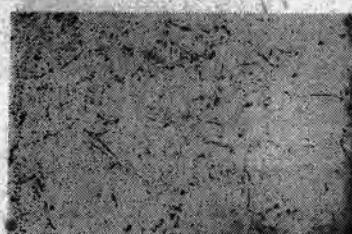


写真 8 Mn 0.8 %



写真 9 Mn 1.0 %

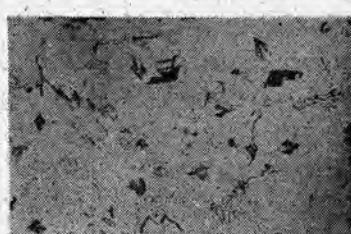


写真 10 Mn 1.5 %

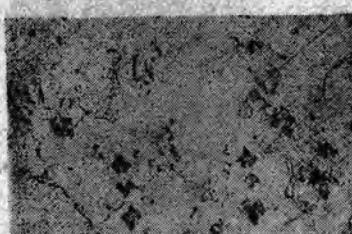


写真 11 Mn 2.0 %

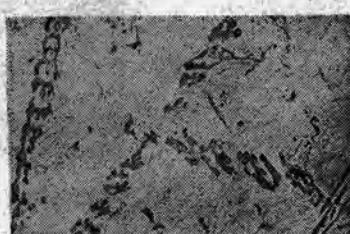


写真 12 Mn 3.0 %

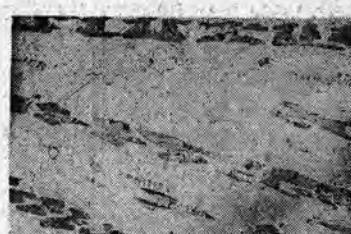


写真 13 Mn 5.0 %

Al - Fe 2 % 合金に Mn を添加せる顯微鏡組織

× 100

× 100

× 100

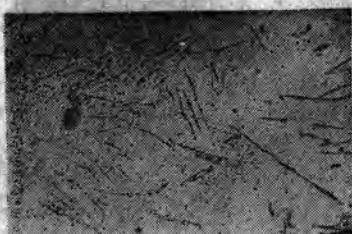


写真 14 Mn 0.3 %

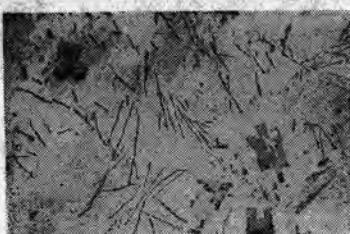


写真 15 Mn 0.5 %

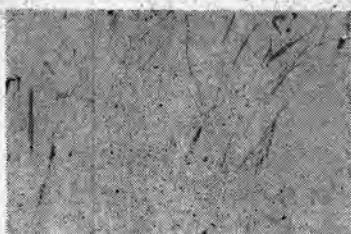


写真 16 Mn 0.8 %

またマクロ組織を $Al - Fe 1\%$ と $Al - Fe 2\%$ 合金とを比較したものを写真 22~37 に示す。 $Al - Fe 1\%$ では $Mn 1\%$ 含有したもので結晶粒の粗大となり、それ以上の Mn 含有によつて引け巣も次第に増加し $Al - Fe 2\%$ でも殆んど同じようであつた。以上は簡単な説明であるが

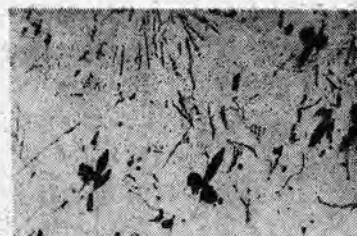


写真 17 Mn 1.0 %

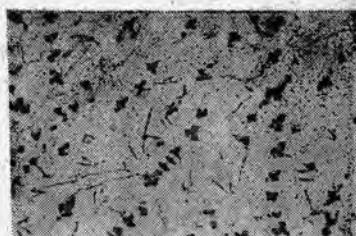


写真 18 Mn 1.5 %

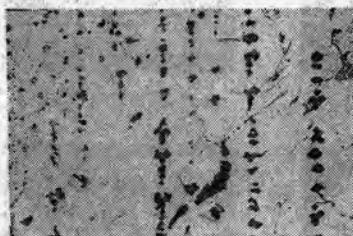


写真 19 Mn 2.0 %

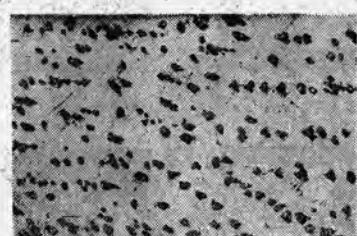


写真 20 Mn 3.0 %

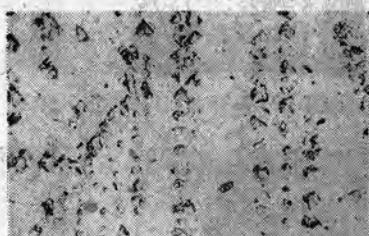


写真 21 Mn 5.0 %

$Al - Fe 1\%$ 合金に Mn を添加せるマクロ組織



写真 22 Mn 0.3 %

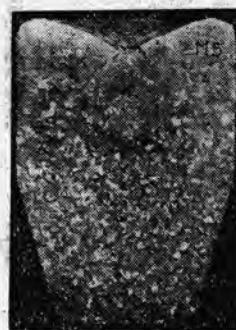


写真 23 Mn 0.5 %

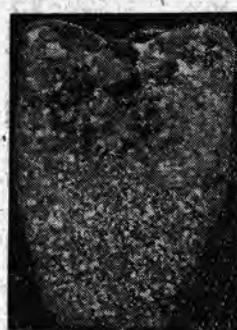


写真 24 Mn 0.8 %



写真 25 Mn 1.0 %



写真 26 Mn 1.5 %



写真 27 Mn 2.0 %



写真 28 Mn 3.0 %



写真 29 Mn 5.0 %

$Al - Fe$ 合金で針状に晶出する $Fe Al_3$ を粒状化させるには、 Al 中の Fe 含有量に對して Mn を調節して添加しなければならない。

イ. $Al - Fe 1\%$ および $Al - Fe 2\%$ 合金について
 Si を 9% 添加し、更に Mn を 0.3%~5.0% 添加した

Fe 不純物が Al およびその合金に及ぼす影響 (第三報)

ものについて顯微鏡組織を調査したが、 Si の含有により特色ある組織を認めなかつたし、また Mn の増加により針状の $Fe Al_3$ は凸型に晶出し完全に針状の $Fe Al_3$ は消滅しなかつたので本報告では發表を省略した。

ウ. $Al - Cu - Mg$ 系に對する Mn , Si , Ca の影響

Al—Fe 2%合金に Mn を添加せるマクロ組織

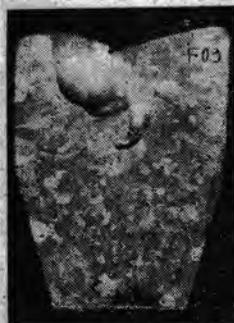


写真 30 Mn 0.3 %



写真 31 Mn 0.5 %



写真 32 Mn 0.8 %



写真 33 Mn 1.0 %



写真 34 Mn 1.5 %

$\times 100$



写真 35 Mn 2.0 %



写真 36 Mn 3.0 %



写真 37 Mn 5.0 %

$\times 100$



写真 38

Al—Cu—4% —Mg
1.5% —Fe 0.55%

顯微鏡組織



写真 39

Al—Cu—4% —Mg
1.5% —Fe 0.55%

マクロ組織

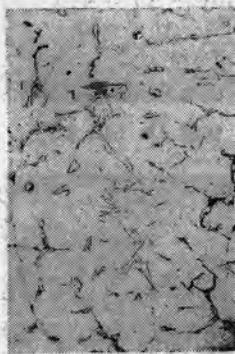


写真 40

Al—Cu—4% —Mg
1.5% —Fe 1.75%

顯微鏡組織



写真 41

Al—Cu—4% —Mg
1.5% —Fe 1.75%

マクロ組織

各元素の影響を調査するために $Al—Cu—4% —Mg$ 1.5% —Fe 0.55% (ただし Fe は分析値を示す) 合金について顯微鏡組織及びマクロ組織を調査したものを写真 38, 39 に示す。顯微鏡組織中に針状の $Fe Al_3$ が析出しているがマクロ組織では含有 Fe 量の僅少のため鑄引けは皆無である。次に上記合金中 Fe 含有量を 1.75%

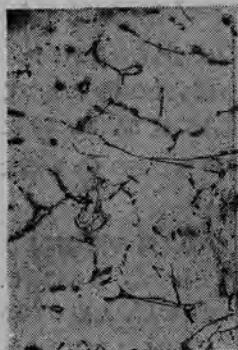
(分析値) にして本項の添加元素の影響を調査したもの の顯微鏡組織及びマクロ組織を写真 40, 41 に示す。含有 Fe 量の増加により顯微鏡組織にみるとおり $Fe Al_3$ は針状に析出し、マクロ組織では鑄引けおよび引け集が認められた。

この試料につよて次に述べる Mn, Si, Ca を添加し、

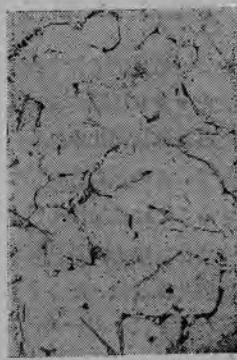
1 表

試験結果 試料成分	抗張力 kg/mm ²	伸 %	硬 度 B.H.N
Al—Cu 4% —Mg 1.5% —Fe 0.55%	21.6	1.7	86.2
Al—Cu 4% —Mg 1.5% —Fe 1.75%	23.4	2.6	84.8
同上に Mn 0.1%	21.8	3.1	86.2
同上に Mn 0.3%	23.4	2.5	90.6
同上に Mn 0.5%	24.1	2.4	90.4
同上に Si 0.5%	23.6	2.7	78.9
同上に Si 1.0%	24.0	2.4	84.8
同上に Si 2.0%	21.7	1.9	72.9
同上に Ca 0.1%	21.8	2.2	87.8
同上に Ca 0.3%	19.8	1.5	88.8
同上に Ca 0.5%	23.1	2.0	95.6

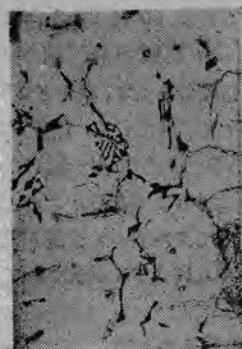
Al—Cu—4%—Mg 1.5%—Fe 1.75% 合金に對する
Mn, Si, Ca 添加の顯微鏡組織

 $\times 100$ 

寫眞 42 Mn 0.1 %

 $\times 100$ 

寫眞 43 Mn 0.3 %



寫眞 44 Mn 0.5 % 各々添加して顯微鏡組織を

顯微鏡組織および抗張力試験を行い、なおこの結果を1表にまとめた。試験片は金型に鋳造したものであり試験結果は各試料3個の平均値を示す。

(1) Mn の影響

Al—Cu 4%—Mg 1.5%—Fe 1.75% 合金について Mn 0.1%, 0.3%, 0.5% を

Al—Cu 4%—Mg 1.5%—Fe 1.75% 合金に對する
Mn, Si, Ca, 添加のマクロ組織

 $\times 100$ 

寫眞 45 Mn 0.1 %



寫眞 46 Mn 0.3 %

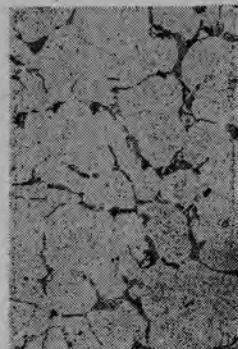


寫眞 47 Mn 0.5 %

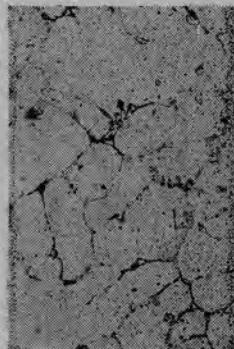
調査したものを寫眞42, 43, 44, に示す。針状 $Fe Al_3$ は Mn の含有量の増加により楔状骨になり、铸造性からいえば Mn の含有量を極力僅少にしなければならない。それは Mn は少量でも Al に固溶するから特に注意が必要である。次にマクロ組織について調査したものを写眞 45, 46, 47 に示す。この写眞から考察すると Mn の増加によつて引け巣が多くなる傾向を生じ、また抗張力試験結果からみて Mn の添加によつて強度は上昇する。この點について多くの報告がある。

(2) Si の影響

Al—Cu 4%—Mg 1.5%—Fe 1.75% 合金について Si 0.5%, 1.0%, 2.0% を各々添加して顯微鏡組織を



寫眞 48 Si 1.0 %



寫眞 49 Si 3.0 %

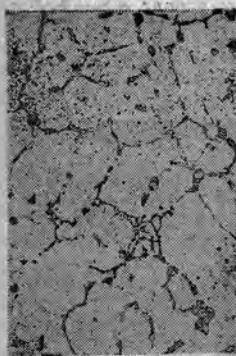


写真 50 Si 5.0 %

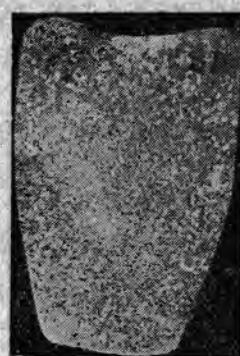


写真 51 Si 1.0 %

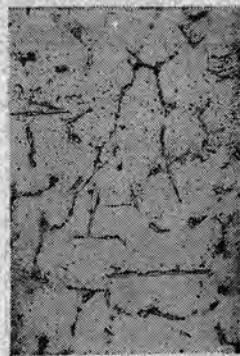


写真 56 Ca 0.5 %



写真 57 Ca 0.1 %



写真 52 Si 2.0 %



写真 53 Si 5.0 %

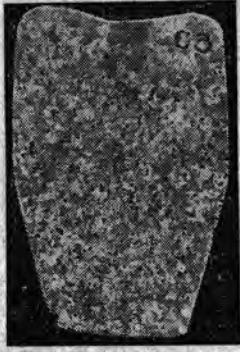


写真 58 Ca 0.3 %



写真 59 Ca 0.5 %

調査したものを写真 48, 49, 50 に示すように殆んど $Fe-Al_3$ は認められない。これは組織が複雑であつて Al_3-Si_2 Fe の針状晶が針状を呈しなかつたものと思考せられる。またマクロ組織を写真 51, 52, 53 に示したが鑄造性については何等缺陷を認めなかつた。なお抗張力試験結果は 1 表に掲げたが餘り変化はない。

(3) Ca の影響

$Al-Cu 4\% - Mg 1.5\% - Fe 1.75\%$ 合金について $Ca 0.1\%, 0.3\%, 0.5\%$ を各々添加して顕微鏡組織を調査したものを写真 54, 55, 56 に示す。 $Fe-Al_3$ の析出

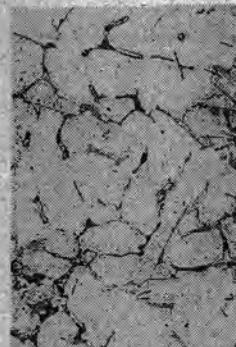


写真 54 Ca 0.1 %



写真 55 Ca 0.3 %

を調べる目的で行つたが餘り効果は認められなかつた。またマクロ組織について考察すれば少量の Cu によつて結晶粒は微細化される。この状態を写真 57, 58, 59 に示す。この系の合金については 0.3 % 以上の Ca を添加することは鑄造性も餘り良好でない。

次に抗張力試験結果からみて $Ca 0.3\%$ の添加により抗張力は最低となりそれ以上では上昇する。なお筆者は Ca を数年前 $Al-Si$ 系のモデファイに用いた際 $Ca 0.5\%$ 添加によつて $Fe-Al_3$ の針状が $Fe-Mn$ と同じような楔状骨に析出しモデファイされたので参考までにその顕微鏡組織を写真 60~62 に示す。写真 60 は Ca を含有せず $Fe-Al_3$ は針状に析出している。写真 61 は同試料を $Ca 0.5\%$ 添加して 15 分間後の組織であつて、殆んど $Fe-Al_3$ は針状を呈しないでモデファイされている。写真 62 は同試料の 30 分間後のものであるが次第に $Al-Si$ の共晶は析出しモデファイ前の組織に移りつつある。このように $Al-Si$ 系のモデファイとしてアルカリ士金属が效果のあることが Corson その他の人によつて研究されている。

二、 $Al-Fe 2.8\%$ 合金に對する S の影響

上述のように針状に析出する $Fe-Al_3$ を粒状化するには

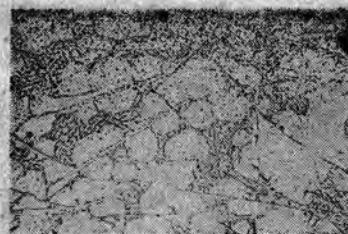


写真 60
Ca 添加せず

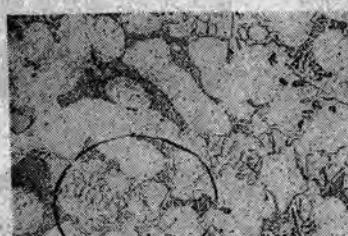


写真 61
Ca 0.5 %添加
15 分後

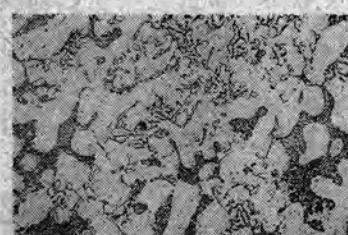


写真 62
Ca 0.5 %添加
30 分後

Mn の添加によつて行われることは明らかであるが電解マンガンの入手困難の際には S で代用することが出来る。 $Al-S$ についての研究は餘り無いが Corson によれば Al_2S_3 として存在するから有害であると述べている。大日方博士は「再生 Al およびその合金の精製に關する基礎」に Al 合金中の Mg 除去に S が使用され相當の効果がありその他 Si , Zn , Mn にも論及されている。

そのため筆者は純 Al に硫化鐵を添加して顯微鏡組織を調査したところ $Fe Al_3$ は粒状化しているため $Al-Fe 2.8\%$ 合金に S を添加し顯微鏡組織を調べたものを寫真 63~65 に示す。寫真 63 は、 $Al-Fe 2.8\%$ 合金で何等處理を施してない $Fe Al_3$ が多量に認められ、寫真 64

Al-Fe 2.8% 合金に S 添加



写真 63 Al-Fe 2.8%



写真 64 写真 63 に S
添加直後



写真 65 写真 64 の 15
分後

は S 添加直後で僅少の $Fe Al_3$ が認められる。寫真 65 は S 添加 15 分間後のもので粒状化した $Fe Al_3$ と推察する。更にサルファプリントを行つたが反応は皆無であり、 Fe 含有量の分析値は S 處理したものとしないものは餘り變らなかつたが詳細については改めて報告をする豫定である。

4. 結 言

實験をまとめるとき次の結論となる。

- (1) 針状に析出する $Fe Al_3$ は含有量に應じて Mn を添加すれば物理的性質は向上する。その含有 Fe 量と同量の Mn を添加しなければならないのであつてその量が多いときは鑄造性が甚しく悪くなる。
- (2) Si の添加によつては餘り効果はないが、含有 Fe 量と同量以上は必要である。
- (3) Ca については効果は僅少であるが入手極めて困難であるから少量の添加によつて鑄造性は良好となる。
- (4) S の添加は種々研究の餘地があり $Fe Al_3$ の粒状化については効果があるものと推察する。

現在の市販 Al 合金は成分も種々雑多である。

以上はジユラルミン系について調査をしたものであつて、ここに Al 合金に對して $Fe Al_3$ の粒状化を報告したがなお鑄造性および強度の點については添加元素の影響に支配され、またその量にもよるために Al およびその合金について脱鐵が行われるとすれば興味のあることで、この問題は別に報告することとして本題を終る。

文 献

- (1) 渡瀬 三菱重工, 名, 発, 研究報告 4 3
(昭和16年)
- (2) 早川 神戸製鋼, 日本鑄物協會誌 16 1.2
(昭和19年)
- (3) G. Sochs 應用金屬學 (熔解鑄造編) (1933)
- (4) 大澤, 村田 日本金屬學會誌 5 7
(昭和16年)
- (5) 大日方, 寺澤 日本金屬學會誌 5 10
(昭和16年)
- (6)(7) Corson Aluminum
(The Metal and Its Alloys) (1926)
- (8) 大日方 日本金屬學會誌 5 12
(昭和16年)

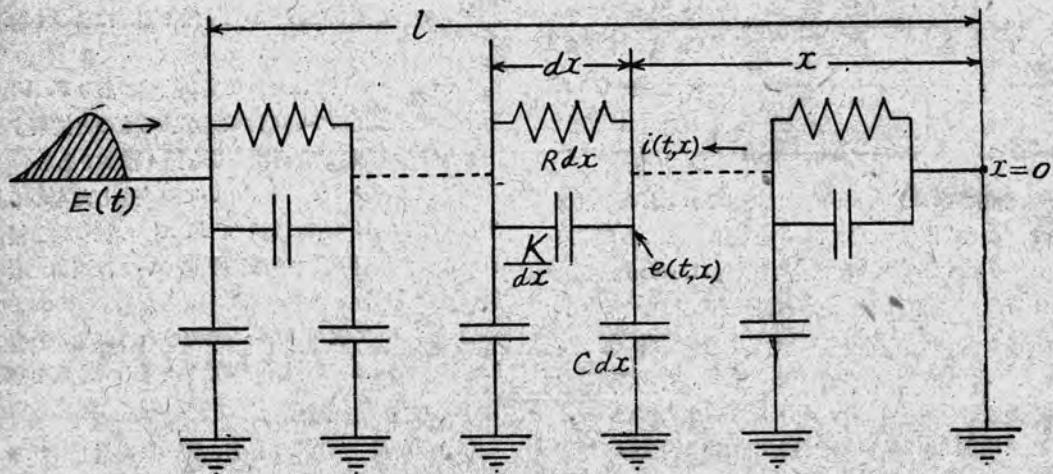
Heaviside 演算子法に對する新しい考察と その電氣回路解析における應用 (XVII)

研究所 菅野正雄

第 VI 章 抵抗—容量分壓器

(1) 抵抗分壓器

陰極線オシログラフ用抵抗分壓器は、それに到來する衝撃波に對しては簡単には第 14 圖の如き抵抗—容量分布定數回路と等價に考えられる。今、到來波 $E(t)$ に對し、分壓値 $e(t, x)$ を求めて見る。



第 14 圖

この場合回路は $t < 0$ においては受動的だから、送電線に關しての (II. 1) 式に相當して

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial e(t, x)}{\partial x} &= \left(\frac{1}{R} + KD \right)^{-1} i(t, x), \\ \frac{\partial i(t, x)}{\partial x} &= CDe(t, x), \end{aligned} \right\} \left. \begin{aligned} t &> +0, \\ 0 &< x < l \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII. } 1)$$

が得られる。また、境界條件は

$$\left. \begin{aligned} e(t, 0) &= 0, \\ e(t, l) &= E(t), \end{aligned} \right\} \quad (t > +0) \quad (\text{VII. } 2)$$

である。よつて (II. 3') 式に相當しては

$$F_e(\lambda, x) = A(\lambda) \cosh \gamma(\lambda) x + B(\lambda) \sinh \gamma(\lambda) x, \quad (0 < x < l) \quad (\text{VII. } 3)$$

が得られるが、境界条件より

$$A(\lambda) = 0,$$

$$B(\lambda) = \frac{1}{\sinh \gamma(\lambda) l} L_c(\lambda, t)^{-1} \mathbf{1}(t) E(t)$$

の如くなる。茲に

$$\gamma(\lambda) = \sqrt{\frac{CR\lambda}{1+KR\lambda}}$$

である。従つて

$$e(t, x) = \frac{\sinh \gamma(p)x}{\sinh \gamma(p)l} B(p), 1, \quad \left(\begin{array}{l} t \geq +0, \\ 0 < x < l \end{array} \right) \quad (\text{VII. 4})$$

となるが、

$$\begin{aligned} \frac{\sinh \gamma(p)x}{\sinh \gamma(p)l} \cdot 1 &\equiv \frac{2}{l} \sum_{n=1}^{\infty} (-)^{n-1} \frac{a_n \sin a_n x}{\gamma(p)^2 + a_n^2} \cdot 1 \\ &\equiv \frac{2}{l} \sum_{n=1}^{\infty} (-)^{n-1} a_n a_n \sin a_n x \frac{1+KRp}{p+a_n a_n^2} \cdot 1 \\ &\equiv \frac{x}{l} + \frac{2CR}{l} \sum_{n=1}^{\infty} (-)^n \frac{a_n \sin a_n x}{a_n} e^{-a_n a_n^2 t} \end{aligned} \quad (\text{VII. 5})$$

なる故、所要の解は

$$\begin{aligned} e(t, x) &= \frac{x}{l} E(t) \\ &+ \frac{2CR}{l} \frac{d}{dt} \left\{ \int_0^t E(t-\tau) \sum_{n=1}^{\infty} (-)^n \frac{a_n \sin a_n x}{a_n} e^{-a_n a_n^2 \tau} d\tau \right\}, \quad \left(\begin{array}{l} t \geq +0, \\ 0 < x < l \end{array} \right) \quad (\text{VII. 6}) \end{aligned}$$

となる。たゞし

$$a_n = \frac{n\pi}{l}, \quad \alpha_n = \frac{1}{R(C+K a_n^2)}$$

である。

特に直列静電容量 K を考えなくともよい場合には

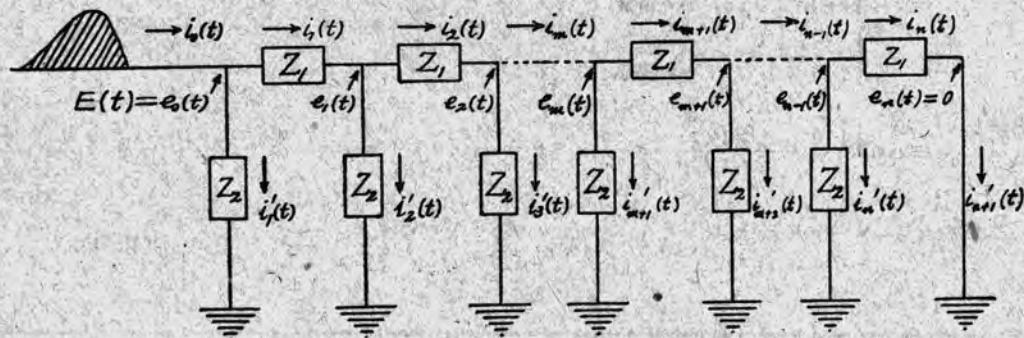
$$\begin{aligned} e(t, x) &= \frac{x}{l} E(t) \\ &+ \frac{2}{l} \frac{d}{dt} \left\{ \int_0^t E(t-\tau) \sum_{n=1}^{\infty} (-)^n \frac{\sin a_n x}{a_n} e^{-\frac{a_n^2 \tau}{C R}} d\tau \right\}, \quad \left(\begin{array}{l} t \geq +0, \\ 0 < x < l \end{array} \right) \quad (\text{VII. 7}) \end{aligned}$$

となる。また、更に $x < l$ なる場合には

$$\begin{aligned} e(t, x) &= \frac{R_t}{R_l} \left\{ E(t) + 2 \frac{d}{dt} \left(\int_0^t E(t-\tau) \sum_{n=1}^{\infty} (-)^n e^{-\frac{n^2 \pi^2 \tau}{C_l R_t}} d\tau \right) \right\}, \\ &\quad \left(\begin{array}{l} t \geq +0, \\ 0 < x < l \end{array} \right) \quad (\text{VII. 8}) \end{aligned}$$

と書いても差支えないであろう。こゝに R_L は全抵抗、 C_L は全對地靜電容量、 R_x は $x=0$ より $x=z$ までの間の抵抗である。

(2) 抵抗-容量多段分壓器



第 15 圖

これは分布定數回路ではないが、前例が、この例の極限の場合として導き得られるのでこゝにとり上げてみるわけである。勿論 $t < 0$ においては回路は受動状態にあるものとする。(第 15 圖参照)

圖から直ちに次の關係が得られる。

$$\left. \begin{array}{l} i_m(t) = i_{m+1}(t) + i'_{m+1}(t), \\ Z_1(D) i_m(t) = e_m(t) - e_{m-1}(t), \\ Z_1(D) i_{m+1}(t) = e_{m+1}(t) - e_m(t), \\ Z_2(D) i'_{m+1}(t) = e_m(t), \end{array} \right\} \begin{array}{l} t > +0, \\ m = 0, 1, 2, \dots, n-1 \end{array}, \quad (\text{VII. 9})$$

$$\left. \begin{array}{l} e_0(t) = E(t), \\ e_n(t) = 0, \end{array} \right\} (t \geq +0). \quad (\text{VII. 10})$$

而して初の 4 式から電流を消去すると、電圧間の關係式として

$$e_{m+1}(t) - 2 \left\{ 1 + \frac{Z_1(D)}{2Z_2(D)} \right\} e_m(t) + e_{m-1}(t) = 0, \quad \begin{array}{l} t > +0, \\ m = 1, 2, \dots, n-1 \end{array} \quad (\text{VII. 11})$$

が導かれる。今、

$$F_m(\lambda) \equiv \sigma_c(\lambda, t)^{-1} \Gamma(\frac{t}{\theta}) e_m(t)$$

とおけば (VII. 11) 式および (VII. 10) 式から $D - \lambda$ 變換により、

$$F_{m+1}(\lambda) - 2 \left\{ 1 + \frac{Z_1(\lambda)}{2Z_2(\lambda)} \right\} F_m(\lambda) + F_{m-1}(\lambda) = 0, \quad (m = 1, 2, \dots, n), \quad (\text{VII. 12})$$

$$\left. \begin{array}{l} F_0(\lambda) = L_c(\lambda, t)^{-1} \Gamma(\frac{t}{\theta}) E(t), \\ F_n(\lambda) = 0 \end{array} \right\} \quad (\text{VII. 13})$$

が得られる。 (VII. 12) 式を (VII. 13) なる條件の下に解けば附錄 (III) に示す如き計算により、

$$F_m(\lambda) = \frac{G(n-m, \lambda)}{G(n, \lambda)} F_0(\lambda) = \frac{\sinh(n-m)\theta}{\sinh n\theta} F_0(\lambda) \quad (\text{VII. 14})$$

なる解が得られる。茲に

$$G(m, \lambda) = (2a)^{m-1} - \frac{m-2}{1!} (2a)^{m-3} + \dots + (-)^k \frac{(m-k-1)(m-k-2)\dots(m-2k)}{k!} (2a)^{m-2k-1} + \dots$$

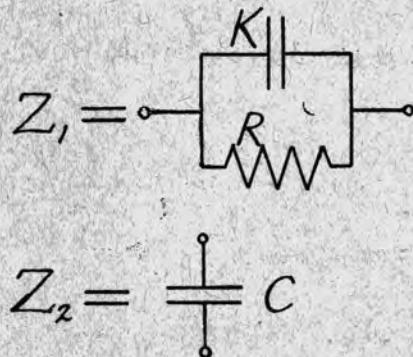
$$+ \begin{cases} (-)^{\frac{m-1}{2}}, & m = \text{奇数}, \\ (-)^{\frac{m-2}{2}}, & m = \text{偶数}, \end{cases} \quad (\text{VII. } 15)$$

$$a \equiv \cosh \theta = 1 + \frac{Z_1(\lambda)}{2Z_2(\lambda)} \quad (\text{VII. } 16)$$

である。従つて $G(n, \lambda) = 0$ の根を a_k ($k=1, 2, \dots, n-1$) とすれば

$$\left. \begin{aligned} \frac{G(n-m, p)}{G(n, p)} \cdot 1 &\equiv \sum_{k=1}^{n-1} \frac{A_k(m)}{a(p)-a_k} \cdot 1, \\ A_k(m) &= \lim_{a \rightarrow a_k} (a-a_k) \frac{G(n-m, \lambda)}{G(n, \lambda)} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII. } 17)$$

と書けるが、こゝにおいて



なることを考慮すれば、

$$Z_1(\lambda) = \frac{R}{1+KR\lambda},$$

$$Z_2(\lambda) = \frac{1}{C\lambda}$$

であるから、これを (VII. 17) 式に代入することによつて

$$\frac{G(n-m, p)}{G(n, p)} \cdot 1 \equiv \frac{\sinh(n-m)\theta(p)}{\sinh n\theta(p)} \cdot 1.$$

$$= \frac{n-m}{n} + \sum_{k=1}^{n-1} (-)^k \frac{\cot \frac{k\pi}{2n} \sin \frac{k(n-m)}{n} \pi}{n \left(1 + \frac{4K}{C} \sin^2 \frac{k\pi}{2n} \right)} e^{-\gamma k t}, \quad \dots \dots \dots \text{(VII. 18)}$$

(附録 (IV) 参照)

が導かれる。従つて求める分電壓 $e_{n-m}(t)$ は

$$e_{n-m}(t) = \frac{m}{n} E(t) + \frac{d}{dt} \left\{ \int_{+0}^t E(t-\tau) \sum_{k=1}^{n-1} (-)^k \frac{\cot \frac{k\pi}{2n} \sin \frac{km\pi}{n}}{n \left(1 + \frac{4K}{C} \sin^2 \frac{k\pi}{2n} \right)} e^{-\gamma k \tau} d\tau \right\},$$

$$\begin{cases} t \geq +0, \\ m=0, 1, 2, \dots, n \end{cases} \quad \dots \dots \dots \text{(VII. 19)}$$

となる。たゞし、

$$\gamma_k = -\frac{4 \sin^2 \frac{k\pi}{2n}}{CR \left(1 + \frac{4K}{C} \sin^2 \frac{k\pi}{2n} \right)}$$

である。

次て、ここで抵抗の全長を l とし、接地端より長さを測るものとして、 $n \rightarrow \infty$ とすれば

$$\frac{l}{n} \rightarrow dx, \quad \frac{m}{n} \rightarrow \frac{x}{l}, \quad \frac{\cot \frac{k\pi}{2n}}{n} \rightarrow \frac{2}{k\pi}, \quad \sin \frac{km\pi}{n} \rightarrow \sin \frac{k\pi x}{l},$$

$$\frac{4K}{C} \sin^2 \frac{k\pi}{2n} \rightarrow \frac{(K)}{(C)} \frac{k^2 \pi^2}{l^2}, \quad \gamma_k \rightarrow \frac{\frac{k^2 \pi^2}{l^2}}{(R) \left\{ (C) + (K) \frac{k^2 \pi^2}{l^2} \right\}} \left(= \alpha_k \frac{k^2 \pi^2}{l^2} \right)$$

$$e_{n-m}(t) \rightarrow e(t, x)$$

となるから (VI. 19) 式は

$$e(t, x) = \frac{x}{l} E(t) + \frac{2(C)(R)}{l} \frac{d}{dt} \left\{ \int_{+0}^t E(t-\tau) \sum_{k=1}^{\infty} (-)^k \frac{\alpha_k \sin \frac{k\pi x}{l}}{\frac{k\pi}{l}} e^{-\alpha_k \left(\frac{k\pi}{l} \right)^2 \tau} d\tau \right\},$$

$$\begin{cases} t \geq +0, \\ 0 < x < l \end{cases} \quad \dots \dots \dots \text{(VII. 20)}$$

となる。これすなわち前例の (VI. 6) 式に他ならない。たゞし、 (C) 、 (K) および (R) はそれぞれ、単位長當りの對地靜電容量、直列靜電容量および抵抗を示すものである。

新製品紹介

本車は弊社多年の電気バス製造技術と、需要先における使用上のレポートにより、今回新規に完成を見た最新型であつて、燃料車に優るとも劣らぬ実働力は、必ずやトラック界に寄與するところ大であると信じます。

毎日集荷、集配する小荷物運送、住宅地巡回小口運送、牛乳、新聞、その他定期運送、破損物品等輸送には経費、迅速、確実であり本車の特長を遺憾なく發揮致します。ぜひ一度最寄の営業所を御尋ね願います。



「三菱電機」 VOL. 23 NO. 6 掲載内容

- 水晶共振子に対する連續變化 薄井
周波数の勧振作用
粒度分布測定法に関する一試案 山下
自動射出成型機用制御装置 吉野
オート三輪車用新型電製品 大須賀
BK型イグニションダイナモ 宮崎
RK型自動電壓調整器
冷媒中の水分と絶縁抵抗に関する實驗 大野部
Heaviside 演算子法に対する新しい考察 井野
とその電氣回路解析における應用 (xvi)

三菱電氣トラック

仕様

ト ラ ッ ク 全 長	5,690耗
リ 全巾	2,150耗
リ 全高	2,530耗
荷臺 内全長	3,730耗
リ 全巾	2,050耗
リ 全深	400耗
荷臺 中心	後輪中心より1,135耗 前方
最 大 積 載 量	3噸
登 坡 能 力	1/8
最 高 速 度	42軒/時
最 大 馬 力	20馬力 (15KW)
最 大 イ ャ ヤ	32×6
運 転 室	2人掛 (4人掛、6人掛等特別車)
自 重	4.1噸

「三菱電機」 VOL. 23 NO. 8 内容豫定

- 變壓器の空素封入装置 岩原
FL-1型バルス式電路障害探知機 横本
電動機操作の順序開閉器 松田
Heaviside 演算子法に対する新しい考察 菅野
とその電氣回路解析における應用 (XVIII)

新製品紹介

「三 菱 電 機」 V O L . 2 3 N O . 7

昭和24年12月15日印刷

「禁無断轉載」

昭和24年12月20日發行

定價1部 金15圓 (送料共)

編輯兼發行人

小林稻城

東京都港區麻布竹谷町一番地

大橋松三郎

東京都港區麻布竹谷町一番地

博文堂印刷所

東京都千代田区丸の内2丁目2番地

三菱電機株式会社内

「三 菱 電 機」編輯部

電話丸之内闇 3344(6)

日本出版協会会員番号B213013