



三菱電機

第 17 卷

昭和 16 年 11 月

第 11 號

内 容 目 次

格子制御水銀整流器の陽イオン 擴散に依る運轉中の通弧 (1)...	257
四端子網としての結合並行線回路の理論	262
石炭酸樹脂積層板の絶縁抵抗	271

三菱電機株式会社



「科學と發明展覽會」出品物の一部

(寫眞説明は最終頁にあり)

三菱電機

第十七卷

昭和十六年十一月

第十一號

格子制御水銀整流器の陽イオン 擴散に依る運轉中の通弧⁽¹⁾

本店研究部 濱 田 時 夫
濱 田 賢

梗 概

格子制御水銀整流器に低格子率で重負荷を掛けると通弧することがある。それは電弧より陽イオンが擴散して、電弧を通さぬ期間にある陽極の格子に流入し、格子陰極間にかゝる負電圧を減少せしめ、同時に格子のイオンシースの厚みが減じて通弧に到るものである。此れを長尺カメラによつて オシログラム を撮影して確めた。又陽イオンの擴散について考察を行ひ、かゝる通弧の低格子率、重負荷の場合には容易に起り得べき事を論じてゐる。

1. 緒 言

水銀整流器の制御格子は、陽極電圧が陰極に對して正值であつても、

- (1) 所期動作瞬間迄、完全に陽極電弧の發生を抑止する事。
 - (2) 動作瞬間に於て、確實に電弧を發生せしめる事。
- 此の二つが本質的に必要である。若し(1)の機能が失つて、豫定せぬ時に電弧電流の通過を許す時は、負荷電流は著しく大となり、場合によつては定格電流を遙かに凌駕して、此れに依つて逆弧に到ることもある。此の(1)の機能を失ふ事を通弧と云ふ。又(2)の機能が失はれて、點弧すべき時に點弧しない、通弧とは逆の現象があつて、此れを失弧と云ふ。並列陽極を有する水銀整流器において、並列陽極の内いづれかが通弧或ひは失弧を繰返す時は、他の陽極の過負荷となつて、遂に逆弧となることがある。逆弧、通弧、失弧の三現象を完全に防止する事は、格子制御水銀整流器の満足なる運轉を行ふ爲に、絶對的に必要なる條件である。

通弧の原因には種々あつて、

- (1) 格子制御を行つて水銀整流器を運轉してゐる際、陽イオンの擴散によつて制御格子端の負電位が低下せしめられて通弧が起ることがあり、
- (2) 直流出力側が短絡された場合、短絡の程度によつて同じく陽イオンの擴散によつて通弧する事もあり、
- (3) 陽極、格子間の耐電圧、絶縁抵抗の如何に基因する通弧もある。
- (4) 又格子を附勢する電源例へば尖頭波變壓器の電源のスイッチを切つても、スイッチを切る直前に點弧してゐた陽極と、此れと180°位相を異にする陽極は、格子に流入する陽イオン電流に基因する尖頭波變壓器内部の振動電壓によつて點弧する事がある。此れも一種の通弧と考へてよい。

本報告は、此等の内、(1)の定常状態で起る通弧について述べてゐる。

(2),(3)及(4)の場合に就いても實驗を行つたので、目下報告を作製中である。

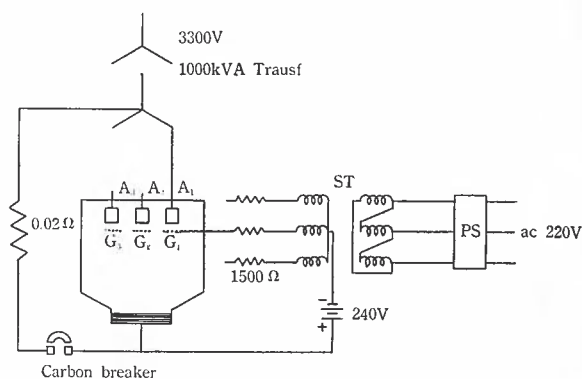
此の實驗のおこりは、研究用鐵槽水銀整流器の化成を、電力節約と、電流調整の爲負荷抵抗を其の都度取替へる勞を省く爲、直流側100Vを殆ど短絡に近い低抵抗で結んで、格子制御によつて行つた際、屢々氣中遮斷器の動作するのを經驗したことに發する。本報告は其の原因を探究する爲に行つた實驗を記述したもので、實驗の結果、此れが陽イオンの擴散による通弧である事を確めた。同時に陽イオンの擴散について少しく考察を行つてゐる。

2. 擴散陽イオンに依る運轉中の通弧。

水銀整流器に低い格子制御率（單に格子率とも云ひ、 Ed'/Ed を指す。但し Ed は格子制御せざる場合の直流電壓、 Ed' は格子制御せる場合の直流電壓）で重負荷をかける場合、高電壓では逆電壓が高くなる危険もあり、かゝる使用法は多くは避けられるが、実際の場合としては、上述の如く直流側に著しく低い負荷抵抗を結び、或ひは短絡して、格子制御に依つて化成を行ふ場合は、回路のリアクタンスが小さい時は、次の如くにして通弧に到ることがある。

負荷が低抵抗で、低格子率なる爲、陽極には電弧の持続時間短かき尖頭大電流が流れる。陽極は電弧の休止時間長く陽極筒内の水銀蒸氣壓が低い結果、休止中の陽極には、放電中の壓力高き他陽極電弧より多量の陽イオンが擴散して来る。此の陽イオンは格子に流入して、格子回路の抵抗に電壓降下を生じ、よつて格子陰極間にかゝる負電壓を減少せしめる。且陽イオンの増大は格子負電壓の減少と相待つて格子の周囲のポゼティブイオンシースの厚みを減少せしめる。この擴散陽イオンの量がある價となれば格子の孔を塞いでゐたポゼティブイオンシースに間隙を生じ、陽イオンと共に擴散して來た電子は此の間隙を通つて陽極の前の空間を電離せしめるに到る。かくして格子が附勢せられるに先だつて、陽極は其の時點より點弧する。即ち通弧を起して、負荷の低抵抗及び回路のリアクタンスによつて定まる大電流が流れる。ひとたび或る陽極にかゝる大電流が流れれば、此の電弧より擴散する多量の陽イオンにより、陽極は次々に通弧して遂に格子率100%の直流電壓に相當する大電流が流れるに到る。

他陽極電弧より擴散するかゝる陽イオンは、逆電流(2)(3)(4)における其れと全く同一のものにして、負荷をかけ始めてから時間を経るに従つて、陽極筒内の水銀蒸氣壓が増大し、電弧における水銀蒸氣壓と休止してゐる陽極の陽極筒内の壓力勾配が減少するから、擴散する陽イオンの量もへる。然し著しく低い格子率では、陽極の休止してゐる時間が長く、其の間に陽極筒内の壓力は下つてしまふから、擴散陽イオンの時間と共に減少する割合は、格子率の高い場合に比して少ないと思はれる。即ち通弧の機會は時間を経ても相變らず存するものと思はれる。此のことに就いては目下實驗中であるから、他日報告出来ることと思ふ。



第 1 圖

3. 實 驗

實驗は研究用連續定格 1.000A の鐵槽三極水銀整流器、此れの電源として 1.000KVA の整流器用變壓器の化成用タップを用ひて行つた。化成用タップを用ひれば、格子率 100% において、直流電壓 200V を得る事が出来る。第 1 圖は此れの接續圖を示す。尖頭波變壓器 ST の位相を、移相器 PS によつて最初直流電壓零の位置に置き、此の位置から移相器を直流電流の増大する方向に速かに動かして、通弧に到る迄の有様を長尺カメラに依つて撮映した。第 2 圖は其のオシログラムで、 I_{G1} 、 I_{G2} 、 I_n は夫々格子 G_1 、 G_2 の格子電流、及び負荷電流である。 I_{G1} 、 I_{G2} の波形の上方に現れてゐるのは、尖頭波變壓器による點弧電流、續いて反對側に振れてゐるのは、格子が電弧のプラズマ中にある爲に、格子の負バイアスによつて格子に流入する陽イオン電流である。其の後に間を置いて、二つ連續して現れてゐるのが、他の二陽極の電弧より擴散して來る陽イオン電流である。移相器を廻して負荷電流を増加せしめると共に、擴散陽イオン電流が増大して、隣に陽極 A_3 の電弧 I_{A3} より、格子 G_1 に流入する擴散陽イオンによつて、陽極 A_1 より通弧を始めて、續いて陽極 A_2 、 A_3 が通弧して格子率 100% の直流電壓となり、最高 12.000A に達する負荷電流が流れてゐる。其の間格子に流入する陽イオン電流が漸次減少して、4 サイクル半の後に、格子の制御率が恢復してゐる。格子に擴散して來る陽イオンが減少すれば格子が制御能を恢復するのは當然であるが、此の擴散の變化は又陽極筒内の水銀蒸氣壓の上昇に歸せられる。

第 2 圖のオシログラムに見る如く、通弧中は格子率 100% になり、陽極電流は $120^\circ + \mu$ (μ : 重複角) の間だけ



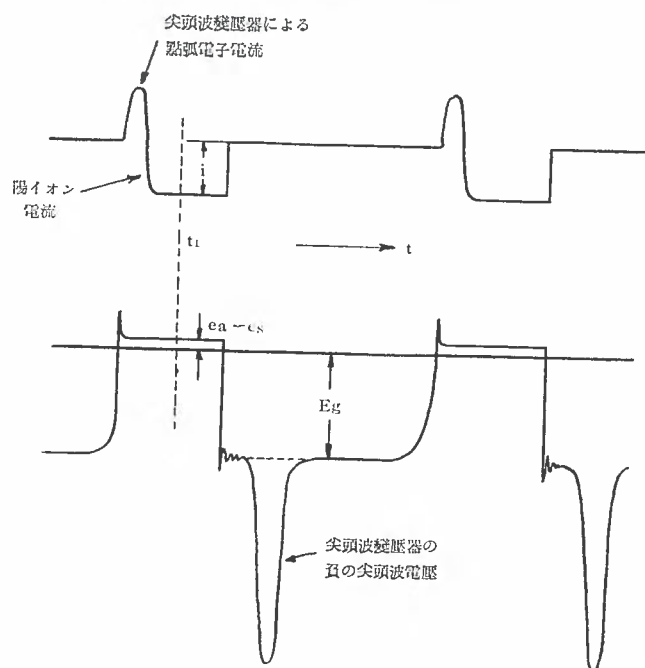
第 2 図

流れるが、此の際は直流側は殆ど短絡であるから、 μ は極めて大きい。従つて陽極の電弧を通ぜぬ休止時間は短くなり、此の期間における陽極筒内の蒸気圧は通弧を生じてより サイクル を経ると共に増大し、電弧空間との圧力差は減少して、結局擴散も減少するものと思はれる。青木氏等⁽⁶⁾は此れに對する解釋として、大電流が流れることにより、瞬時整流器内部の蒸気圧が上り、著しい水銀蒸氣の流動が起り、此の流動によつて擴散に變化を生ずるものとされてゐる。結局計算と實驗の結果より、水銀蒸氣の速度 U が減少すると共に擴散係数 D も減すると結論されてゐるが、何故此の U が減じ、 D が減するかは上記の如く考へて宜しいと思ふ。

負荷抵抗が 0.02Ω の場合は、直流電流が略 500A 、格子率 15% 位で屢々通弧を起すようになる。第2圖のオシログラムでは、通弧直前においては直流電流は略 740A 、格子率は略 20% である。負荷抵抗を更に減すれば、より少ない平均直流電流で通弧を生じ易くなり、短絡せる場合には既に 200A で頻繁に通弧する。

此の事も又、前記の考へで説明し得る。

水銀整流器の運轉状態にあつては、格子電流及び格子陰極面の電壓波形は第3圖の如く、電流の流れてゐる間の格子陰極間の電壓は、實驗上略格子の電弧電壓に等しい。即ち格子に正電位を加へて點弧せしめる時の格子の電弧電壓降下に等しい。格子が負バイアスに依つて、プラ



第 3 圖

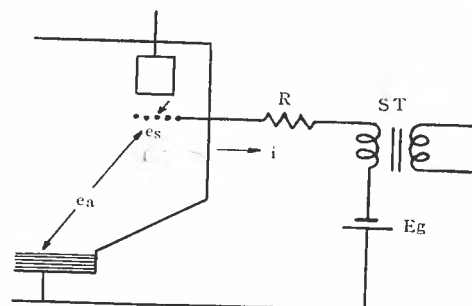
ズマ中の陽イオンを吸収してゐる間における(第3圖 t_i) 格子回路の電圧の平衡は、

$$E_g + e_a = e_s + iR$$

但し e_a は格子のイオンシースとプラズマとの境界面から陰極に到る迄の電弧電圧、 e_s はイオンシースにおける電圧降下、 i は陽イオン電流である。格子陰極間にかかる電圧 $e_a - e_s$ が格子の電弧電圧に略等しい事は、イオンシースに掛る電圧 e_s の e_a に比して極めて小さく、従つて、シースの厚みも極めて薄い状態にある事を示す。

さて、通弧に到らしめる擴散陽イオン電流の大きさは、恰かも定常状態において、上式によつて與へられる i の大きさである事が實驗上見られる。(第2圖参照) 即ち、格子が陰極に對して略電弧電圧に等しくなれば通弧する。鐵槽水銀整流器において、格子に正電位を與へて陽極を點弧せしむべき電圧は、通常格子の電弧電圧より相當大であるが、陽イオンの豊富に存在する場合には、點弧電圧は著しく低下すると考へられる。

上式に見られる如く、格子陰極間電圧即ち格子電弧電壓降下($e_a - e_s \approx e_a$)は E_g と相加つて、陽イオン電流 i を増加せしめる如く働き、普通 $e_a \approx 20V$ なるに従つて i も定まるが、かかる通弧或ひは直流側短絡の場合の如く大電流の通ずる際は、水銀蒸氣の發生に多少時間を要し、電子の空間電荷の生ずる事によつて、異常に電弧電壓降



下が増す。従つて陽イオン電流が異常に増大する事がある。此れは特に整流器槽内部の水銀蒸氣壓力の分布が正常でなく、電弧路の水銀蒸氣密度の高い、運轉開始當初に多く見うけられる。

4. 結 言

格子制御水銀整流器を低格子制御率、重負荷で運轉すると、陽イオンの擴散によつて通弧することがある。それは陽極に尖頭大電流が流れる爲、一方陽極電弧の休止時間長く、電弧休止中の陽極筒内の水銀蒸氣壓力が低い爲、電弧より多量の擴散陽イオンが格子に流入して、格子陰極間の負電圧が減少し、同時に格子のイオンシースが薄くなる事に依るものと説明し得る。かかる通弧をオシシログラムに撮影して確めた。

終りに實驗に助力された津崎、阿部兩君に深謝する。

終り

文 献

- (1) 濱田時夫、濱田 賢 第19回聯合大會豫稿
- (2) 濱田時夫 研究報告、第135號 昭和13年
- (3) 星合、山田 電學誌 56. P 1193 昭和11年
- (4) 星合、山田 電學誌 55. P 413 昭和10年
- (5) 青木、若林 第14回聯合大會豫稿 160

附言 氣體の擴散について

氣體の擴散なる現象は、氣體内の部分壓力の勾配に基

づく分子の熱運動で、温度分布が一樣なる場合は周知の如く、X方向に単位面積を通してdt時間に流動する気体分子の数 $dn = -D \frac{dn}{dx} \cdot dt$ (n: 気体分子密度、D: 擴散係数)である。(1) 即ち温度の一樣なる時は、密度の勾配のみによつて分子の流動が生ずる如き簡単な微分方程式が得られるのであつて、かゝる場合の式を以て擴散を定義するのは誤りである。例へば擴散を『此の現象は元來兩氣體夫々の濃度傾度に従つて、部分壓力の高い方から低い方へと移動する作用』(2) となすのみでは不十分である。場合によつては逆に低い濃度の所から高い方へと分子が移動することもあるのであつて、例へば本文の場

合の如く、プラズマ空間より水銀蒸氣分子が周囲の空間に擴散する場合は、プラズマ空間の水銀蒸氣密度は周囲より近い。故にかゝる場合にプラズマより擴散する水銀蒸氣分子の量を上式或ひは上式を基礎とする微分方程式によつて計算する事は出来ない。擴散は氣體の部分壓力に就いて定義すべきであつて、上式の如き特別な場合に成立する關係を以て一般の定義とする事は出来ない。

(1) 例へば J. H. Jeans. The Dynamical Theory of Gases. P 307

(2) 星 合 眞空工學 P 73 (新興電氣工學講座)

蓄電器に依る多回路引外し制御裝置

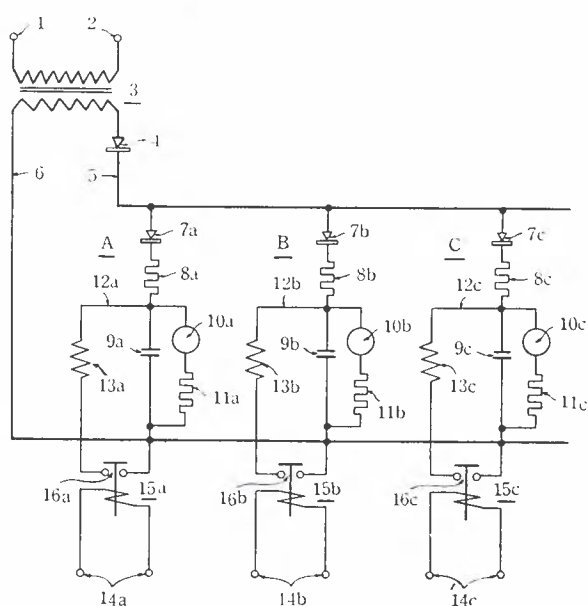
本案は一組の整流回路より、多數回路各別の蓄電器引電力電源と得べくせる裝置にして、圖はその接続を示す。(1)(2)は交流入力端子(3)は電源變壓器、(4)は單方向整流器(5)(6)は制御母線を示す。母線(5)(6)間には多數回路の引外制御を行ふべき各別の蓄電器回路(A)(B)(C)が並列に接続せられてゐる。之等回路の各機器の配列は全く同一であるよら(A)回路のみにつき説明し他は同一符號に(a)(b)(c)なる文字を附し其の所屬を區別する。

(A)回路に就いて(7a)は逆流阻止用整流器(8a)は電流制限用抵抗器(9a)は蓄電器(10a)は過電壓保護用放電管、(11a)は放電抵抗、(12a)は蓄電器(13a)は引外線輪、(14a)は負荷回路、(15a)は繼電器、(16a)はその接點である。

蓄電器(9a)は常時電源(3)から充電せられ、負荷回路(14a)に於て過負荷を生じた場合は繼電器(15a)が作動しその接點(16a)を閉ぢるから引外回路(12a)は蓄電器(9a)を短絡しその放電により引外線輪(13a)を附勢し負荷回路(14a)を遮斷する。他の回路に就ても全く同様である。

本案では蓄電器充電回路中に、夫々逆流阻止用整流器(7)を直列に接続してゐるから、一回路の蓄電器が他回路を経て放電するが如き事無く、引外回路は常に所屬蓄電器の放電のみにより附勢せられ、多回路相互間に干渉しないから誤動作の虞れなき實效がある。

(登録電用新案第 306416 號) (中野)



四端子網としての結合並行線回路の理論

研究部 工学博士 薄井 廉介

1. 緒 言

分布常数を持つ並行線回路 (Lecher wire) を組合せて結合回路を作ると結合係数も矢張り全線に亘つて分布され、特別の場合は比較的簡単な面白い関係が得られる。この結合回路は短波乃至は極超短波長の範囲で インピーダンス 整合用として亦は簡単な濾波器として應用され得るものである。これに關してはすでに森田博士の理論⁽¹⁾亦濾波器としては Andrew Alford 氏の論文⁽²⁾等があるが物足りないものがある。

筆者は先に一文⁽³⁾を發表し、更に今秋の電氣三學大會で一般的處理⁽⁴⁾に關して述べて居る。本文は前記二文を綜合し、少しく敷衍したものである。

2. 基 礎 關 係

並行線單一回路に關してはすでに公知の解法あり、數條架設の場合に對しても別宮博士等⁽⁵⁾によつて研究されて居るが、本文の如き比較的簡単に處理ができるものに對しては在來は何故か等閑に附せられて居つた。

第1圖の如き並行二回線に關して次の如き分布常数が與へられる。先ず誘導係數に對しては普通の計算で

自己誘導係數

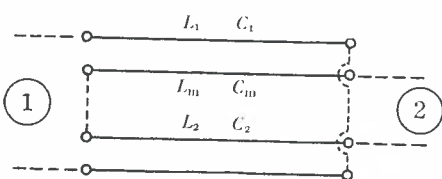
$$L_1 = 4 \log (d_1/r_1)$$

$$L_2 = 4 \log (d_2/r_2)$$

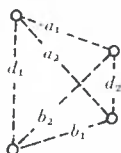
相已誘導係數

$$L_m = 2 \log (a_2 b_2 / a_1 b_1) = 4 \log (a_2 / a_1)$$

C.G.S. 電磁單位/cm (1)



第 1 圖



但し此處では r_1, r_2 は各線の半径で

$$a_1 = b_1 \text{ 及び } a_2 = b_2 \text{ (2)}$$

の對稱配線を考へ、端効果を度外視し、なほ表波作用の爲に L_1, L_2 中の μ 項を省略して居る。

次に靜電容量であるが、之は上の誘導係數に比して稍複雑である。同じく第1圖に關聯して q_1, q_2 を各1及び2回線上の單位長さの電荷とすると (2) の對稱配線の條件で各回路の線間電壓は マックスウェル の方程式からして

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= 4 q_1 \log \frac{d_1}{r_1} + 4 q_2 \log \frac{a_2}{a_1} \\ v_2 &= 4 q_1 \log \frac{a_2}{a_1} + 4 q_2 \log \frac{d_2}{r_2} \end{aligned} \right\} \text{ (3)}$$

よつて

$$q_1 = \frac{\begin{vmatrix} v_1 & 4 \log \frac{a_2}{a_1} \\ v_2 & 4 \log \frac{d_2}{r_2} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} 4 \log \frac{d_1}{r_1} & 4 \log \frac{a_2}{a_1} \\ 4 \log \frac{a_2}{a_1} & 4 \log \frac{d_2}{r_2} \end{vmatrix}}$$

即ち

$$\left. \begin{aligned} q_1 &= \frac{1}{4} \frac{v_1 \log \frac{d_2}{r_2} - v_2 \log \frac{a_2}{a_1}}{\log \frac{d_1}{r_1} \log \frac{d_2}{r_2} - \log^2 \frac{a_2}{a_1}} \\ q_2 &= \frac{1}{4} \frac{v_2 \log \frac{d_1}{r_1} - v_1 \log \frac{a_2}{a_1}}{\log \frac{d_1}{r_1} \log \frac{d_2}{r_2} - \log^2 \frac{a_2}{a_1}} \end{aligned} \right\} \text{ (4)}$$

となるから、自己靜電容量として

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= \frac{1}{4v^2} \frac{\log \frac{d_2}{r_2}}{\log \frac{d_1}{r_1} \log \frac{d_2}{r_2} - \log^2 \frac{a_2}{a_1}} \\ C_2 &= \frac{1}{4v^2} \frac{\log \frac{d_1}{r_1}}{\log \frac{d_1}{r_1} \log \frac{d_2}{r_2} - \log^2 \frac{a_2}{a_1}} \end{aligned} \right\} \text{ C.G.S. 電磁單位/cm (5)}$$

而して更に相互静電容量として

$$C_m = -\frac{1}{4v^2} \frac{\log \frac{a_2}{a_1}}{\log \frac{d_1}{r_1} \log \frac{d_2}{r_2} - \log^2 \frac{a_2}{a_1}} \quad \text{C.G.S. 電磁単位/cm} \cdots \cdots (6)$$

茲に v は電磁波の速度で

$$v = 3 \times 10^{10} \text{ cm/s} \cdots \cdots (7)$$

この場合 (2) の $a_1 = b_1$, $a_2 = b_2$ の対称配線の条件がないととても上の如き簡単な分布常数は得られない、従つて本文の如き簡単な処理はできない。なんとすれば 1, 2 各回路の往復線の電流、電荷の符號は相反するが絶對値は相等しいと云ふ假定は上の對称配線の場合の外得られないからである。この對称條件は強ち d_1 , d_2 の面が平行でなく互に中心で交る面であつてもよい。(第 2 圖) この方が相互誘導の調整に便利で二回線間の距離を極度に離して式の適用を不安にする恐れもない、勿論上式の適用は使用波長に比して各線間距離の小なる範圍に限られて居る。

なほ各回路の抵抗分は省略して處理する事にする、これは一般濾波器の計算に許される條件であつて、この省略と前述の自己誘導の略式の爲に計算が極めて簡單となり、本文に示す如き結論が容易に得られる。勿論之等の省略のない場合にもこの理論は近似的に適用される。

第 3 圖の如く動力の流の方向を左より右に取り、これと反對に x の原點を右端に取り左に向つて測ると、普通の送電線の理論をそのまま適用して

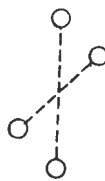
$$\frac{d\dot{E}_{1r}}{dx} = j\omega L_1 \dot{I}_{1x} + j\omega L_m \dot{I}_{2r} \cdots \cdots (8)$$

$$\frac{d\dot{I}_{1r}}{dx} = j\omega C_1 \dot{E}_{1x} + j\omega C_m \dot{E}_{2x} \cdots \cdots (9)$$

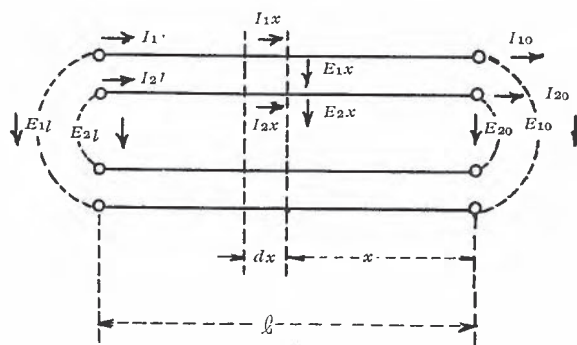
$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 \dot{E}_{1r}}{dx^2} &= j\omega L_1 \frac{d\dot{I}_{1x}}{dx} + j\omega L_m \frac{d\dot{I}_{2r}}{dx} \\ &= -w^2 \left[(L_1 C_1 + L_m C_m) \dot{E}_{1x} + (L_1 C_m + L_m C_2) \dot{E}_{2x} \right] \\ \frac{d^2 \dot{E}_{2r}}{dx^2} &= -w^2 \left[(L_2 C_2 + L_m C_m) \dot{E}_{2x} + (L_2 C_m + L_m C_1) \dot{E}_{1x} \right] \end{aligned} \right\} \cdots \cdots (12)$$

を得る。然るに $\dot{E}_{1x}$, $\dot{E}_{2x}$ の各係数は

$$L_1 C_1 + L_m C_m = \frac{1}{v^2} \frac{\log \frac{d_1}{r_1} \log \frac{d_2}{r_2} - \log^2 \frac{a_2}{a_1}}{\log \frac{d_1}{r_1} \log \frac{d_2}{r_2} - \log^2 \frac{a_2}{a_1}} = L_2 C_2 + L_m C_m = \frac{1}{v^2} \cdots (13)$$



第 2 圖



第 3 圖

$$\frac{d\dot{E}_{2r}}{dx} = j\omega L_2 \dot{I}_{2r} + j\omega L_m \dot{I}_{1x} \cdots \cdots (10)$$

$$\frac{d\dot{I}_{2r}}{dx} = j\omega C_2 \dot{E}_{2x} + j\omega C_m \dot{E}_{1x} \cdots \cdots (11)$$

なる基礎の聯立微分方程式を得る。この場合回路は地上相當の高さ (d , a に比して) にあるとし、大地の影響を度外視しなほ前述の如く抵抗分を省略して居る。之等を省略しない場合の關係は相當複雑となり重要な結果を不明瞭とする虞がある。

3. 基礎微分方程式の解法

前 (8) 及び (10) 式を x につき更に一回微分して (9) 及び (11) 式を代入すると

而して

$$L_1 C_m + L_m C_2 = \frac{1}{v_2} \left\{ \frac{-\log \frac{d_1}{r_1} \log \frac{a_2}{a_1} + \log \frac{a_2}{a_1} \log \frac{d_1}{r_1}}{\log \frac{d_1}{r_1} \log \frac{d_2}{r_2} - \log^2 \frac{a_2}{a_1}} \right\} = 0 \quad (14)$$

同様に $L_2 C_m + L_m C_1 = 0$

なるにより (12) 式は簡単に

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 \dot{E}_{1x}}{dx^2} &= -\left(\frac{w}{v}\right)^2 \dot{E}_{1x} \\ \frac{d^2 \dot{E}_{2x}}{dx^2} &= -\left(\frac{w}{v}\right)^2 \dot{E}_{2x} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

の如く各独立した二つの二次の線形微分方程式となる。
本論文の味噌は(13)(14)の係数関係即ち上(15)式の独立した $\dot{E}_{1x}$, $\dot{E}_{2x}$ の簡単な関係にある。後は機械的に数式の轉換を行へば得られるものである。

よつて上の微分方程式の一般解は周知の如く

$$\left. \begin{aligned} \dot{E}_{1x} &= \alpha_2 \cos \frac{w}{v} x + \beta_1 \sin \frac{w}{v} x \\ \dot{E}_{2x} &= \alpha_2 \cos \frac{w}{v} x + \beta_2 \sin \frac{w}{v} x \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

$$\left. \begin{aligned} x=0 \text{ に於ける端子電圧を } & E_{10} \quad E_{20} \\ x=l \text{ に於ける端子電圧を } & E_{1l} \quad E_{2l} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

とすると (16) 式は次の如き特解となる。

$$\left. \begin{aligned} E_{1x} &= E_{10} \cos \frac{w}{v} x + \frac{E_{1l} - E_{10} \cos \frac{w}{v} l}{\sin \frac{w}{v} l} \sin \frac{w}{v} x \\ E_{2x} &= E_{20} \cos \frac{w}{v} x + \frac{E_{2l} - E_{20} \cos \frac{w}{v} l}{\sin \frac{w}{v} l} \sin \frac{w}{v} x \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

更に之等を (8) (10) に入れると電流式として

$$\left. \begin{aligned} I_{1x} &= - \frac{L_2 \left\{ E_{10} \cos \frac{w}{v} (\ell - x) - E_{1l} \cos \frac{w}{v} \ell \right\} - L_m \left\{ E_{20} \cos \frac{w}{v} (\ell - x) - E_{2l} \cos \frac{w}{v} x \right\}}{j (L_1 L_2 - L_m^2) v \sin \frac{w}{v} \ell} \\ I_{2x} &= \frac{L_m \left\{ E_{10} \cos \frac{w}{v} (\ell - x) - E_{1l} \cos \frac{w}{v} \ell \right\} - L_1 \left\{ E_{20} \cos \frac{w}{v} (\ell - x) - E_{2l} \cos \frac{w}{v} x \right\}}{j (L_1 L_2 - L_m^2) v \sin \frac{w}{v} \ell} \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

を得る。負荷整合或は濾波器としては途中の電流、電圧より端子に於ける値が重要であるから、 $x=0$ 及び $x=l$ として端子の各電流値として

同じく電流に關しても

$$\left. \begin{aligned} \dot{I}_{1x} &= \alpha_1' \cos \frac{w}{v} x + \beta_1' \sin \frac{w}{v} x \\ \dot{I}_{2x} &= \alpha_2' \cos \frac{w}{v} x + \beta_2' \sin \frac{w}{v} x \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

かくの如く對稱配線で損失項を省略すると簡単な解法が得られ一種類の電波のみとなり別宮博士の論じた如き二種類の電波は現れない。之と云ふのも (14) 式が零となるため、然らざる場合は當然位相速度が v とは異なる二種類の電波が現れる筈である。この解法に従ふ場合は天下り式に電圧電流の分布を正弦波としなくとも最も自然にこの分布が得られその間に少しの無理もない。

上の α , β の積分定数は境界条件できまるものであつて第3圖の如く

$$\left. \begin{aligned} I_{10} &= - \frac{L_2 \left\{ E_{10} \cos \frac{w}{v} \ell - E_{1l} \right\} - L_m \left\{ E_{20} \cos \frac{w}{v} \ell - E_{2l} \right\}}{j (L_1 L_2 - L_m^2) v \sin \frac{w}{v} \ell} \\ I_{1l} &= - \frac{L_2 \left\{ E_{10} - E_{1l} \cos \frac{w}{v} \ell \right\} - L_m \left\{ E_{20} - E_{2l} \cos \frac{w}{v} \ell \right\}}{j (L_1 L_2 - L_m^2) v \sin \frac{w}{v} \ell} \\ I_{20} &= \frac{L_m \left\{ E_{10} \cos \frac{w}{v} \ell - E_{1l} \right\} - L_1 \left\{ E_{20} \cos \frac{w}{v} \ell - E_{2l} \right\}}{j (L_1 L_2 - L_m^2) v \sin \frac{w}{v} \ell} \\ I_{2l} &= \frac{L_m \left\{ E_{10} - E_{1l} \cos \frac{w}{v} \ell \right\} - L_1 \left\{ E_{20} - E_{2l} \cos \frac{w}{v} \ell \right\}}{j (L_1 L_2 - L_m^2) v \sin \frac{w}{v} \ell} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (21)$$

之等は端子電壓を基準として端子電流を與へる一般式であるが、逆に端子電流の方を基準として同様な形で端子電壓を與へる事もできる。

4. 各端子 インピーダンス 間の關係

回路網の理論として必要なのは電壓電流でなく寧ろインピーダンスの關係である。よつて各端子 インピーダンスを Z_{10} , Z_{1l} , Z_{20} , Z_{2l} と置き各電壓は

$$\left. \begin{aligned} E_{10} &= Z_{10} I_{10} & E_{1l} &= Z_{1l} I_{1l} \\ E_{20} &= Z_{20} I_{20} & E_{2l} &= Z_{2l} I_{2l} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (22)$$

と表す事ができる。茲に注意すべきは上の Z_{10} , Z_{20} は夫々出力 インピーダンス であるに反し Z_{1l} , Z_{2l} は入力 インピーダンス であつて之等を逆方向に見る場合には夫々負號を附す事を要する。

(22) の電壓を (21) に入れると電流のみの關係を得て之等の電流値は不定となり消去され各 インピーダンス 間に一定の關係が生ずる。即ち インピーダンス のみで作る行列式を得てこの行列式が零となる。

今簡単のために

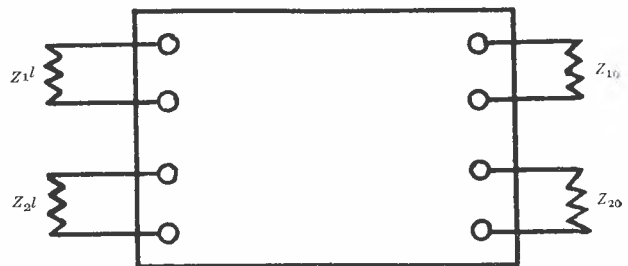
$$L_1 = L_2 = L \text{ の對稱回路を取り} \dots\dots\dots (23)$$

$$k = L_m / L, \quad W = 1 / \sqrt{LC}, \quad v = 1 / \sqrt{CL} \dots\dots\dots (24)$$

と置き更に

$$\left. \begin{aligned} a &= \cos \frac{w}{v} \ell, & b &= \sin \frac{w}{v} \ell \\ V &= j b W (1 - k^2) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (25)$$

とすると、次の行列式で表はれる インピーダンス 間の基本式を得る。



第 4 圖

$$\begin{vmatrix} (-a Z_{10} - V) & Z_{1l} & a k Z_{20} & -k Z_{2l} \\ -Z_{10} & (a Z_{1l} - V) & k Z_{20} & -a k Z_{2l} \\ a k Z_{10} & -k Z_{1l} & (-a Z_{20} - V) & Z_{2l} \\ k Z_{10} & -a k Z_{1l} & -Z_{20} & (a Z_{2l} - V) \end{vmatrix} = 0 \dots\dots\dots (26)$$

(24) 式に用ひた C は夫々單獨回路の cm 當りの靜電容量であつて

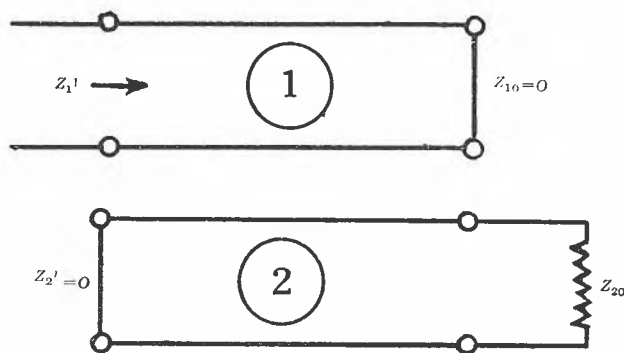
$$C = \frac{1}{4v^2 \log d/r} \dots\dots\dots (27)$$

で表はされるもの、従つて W は單獨回路の波動 インピーダンス を示して居る。

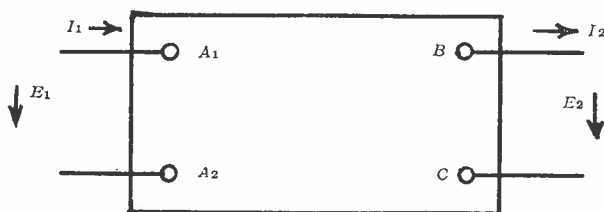
上の行列式は第 4 圖の如き八端子網回路の インピーダンス 間の關係を表すものであつて適宜四端子を取り、他の四端子に定 インピーダンス を挿入して置くと普通の四端子網となる。この挿入 インピーダンス は零即ち端子を短絡するか、或は無限大即ち開放する場合は簡単であり容易に普通の四端子網回路が得られる。

5. 帶域濾波器としての結合回路網

第 5 圖の短絡端子結合の場合は



第 5 図



第 6 図

$$Z_{1o}=0 \quad Z_{2l}=0 \quad \dots\dots\dots(28)$$

なる故は (26) 式は簡単に

$$\begin{vmatrix} (aZ_{1l}-V) & kZ_{2o} \\ -kZ_{1l} & -(aZ_{2o}+V) \end{vmatrix} = 0 \quad \dots\dots\dots(29)$$

となり之を解きて

$$Z_{1l} = \frac{jabW(1-k^2)Z_{2o} - b^2W^2(1-k^2)^2}{jabW(1-k^2) - (k^2-a^2)Z_{2o}} \quad (30)$$

處が第 6 圖の一般四端子網回路に於いては

$$\begin{cases} E_1 = A_1 E_2 + B I_2 \\ I_1 = A_2 I_2 + C E_2 \end{cases} \quad \dots\dots\dots(31)$$

$$Z_1 = \frac{E_1}{I_1} = \frac{A_1 E_2 + B I_2}{A_2 I_2 + C E_2} = \frac{A_1 Z_2 + B}{A_2 + C Z_2} \quad \dots\dots\dots(32)$$

内 $Z_2 = E_2 / I_2$

となるべきであるから (30) と (32) 式で $A_1 A_2 BC$ の対応を考えると

$$\begin{cases} A_1 = A_2 = jKabW(1-k^2) \\ B = -Kb^2W^2(1-k^2)^2, \quad C = -K(k^2-a^2) \end{cases} \quad (33)$$

そして亦

$$A_1 A_2 - BC = 1 \quad \dots\dots\dots(34)$$

の関係ある筈であるから上の K なる係数は

$$-K^2 a^2 b^2 W^2 (1-k^2)^2 - K^2 b^2 W^2 (1-k^2)^2 (k^2-a^2) = 1$$

$$K^2 \{b^2 W^2 (1-k^2)^2 [a^2+k^2-a^2]\} = -1$$

$$\therefore K = \pm j \frac{1}{bkW(1-k^2)} \quad \dots\dots\dots(35)$$

よつて

$$\begin{cases} A_1 = A_2 = -ak = -k \cos \frac{w}{v} \ell \\ B = -jbW(1-k^2), \quad C = -j \frac{bkW(1-k^2)}{k^2-a^2} \end{cases} \quad (36)$$

而してこの回路の影像インピーダンスは

$$Z_o = \pm \sqrt{\frac{A_1}{A_2} \frac{B}{C}} = \pm bW \frac{1-k^2}{\sqrt{k^2-a^2}} \quad \dots\dots\dots(37)$$

之は (30) 式からも直接導かれ帯域濾波器を形成し、その通過帯は

$$k^2 - a^2 = k^2 - \cos^2 \frac{w}{v} \ell > 0$$

$$\therefore \cos^2 \frac{w}{v} \ell < k^2 = \left(\frac{L_m}{L}\right)^2 \quad \dots\dots\dots(38)$$

$$[\text{或は } \cosh^2 \theta = A_1 A_2 = \left(\frac{1}{k} \cos \frac{w}{v} \ell\right)^2 < 1]$$

即ち

$$\frac{w}{v} \ell = \frac{\pi}{2} (1+2n)$$

或は

$$\ell = \frac{\pi}{2} \frac{v}{w} (1+2n) = \frac{\lambda}{4} (1+2n) \quad \dots\dots\dots(39)$$

を中心に複帯域濾波器 (Multi-band filter) となる事がわかる。(第 7 図)

次に第 8 圖の開放端子結合の場合は $Z_{1o} \rightarrow \infty \cdot Z_{2l} \rightarrow \infty$ なる故に先ず (26) の行列式の第 1 行を Z_{1o} で、第 4 行 Z_{2l} で除し、 Z_{1o}, Z_{2l} 共に無限大とすると

$$\begin{vmatrix} -a & Z_{1l} & akZ_{2o} & -k \\ -1 & (aZ_{1l}-V) & kZ_{2o} & -ak \\ ak & -kZ_{1l} & -(aZ_{2o}+V) & 1 \\ a & -akZ_{1l} & Z_{2o} & a \end{vmatrix} = 0 \quad (40)$$

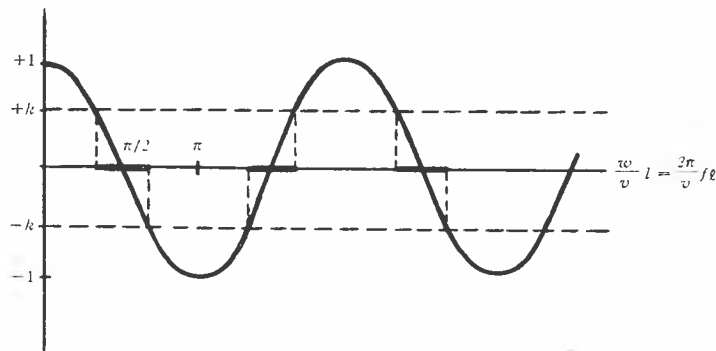
となり。これを解きて

$$Z_{1l} = \frac{jabWZ_{2o} - W^2(k^2-a^2)}{jabW - b^2Z_{2o}} \quad \dots\dots\dots(41)$$

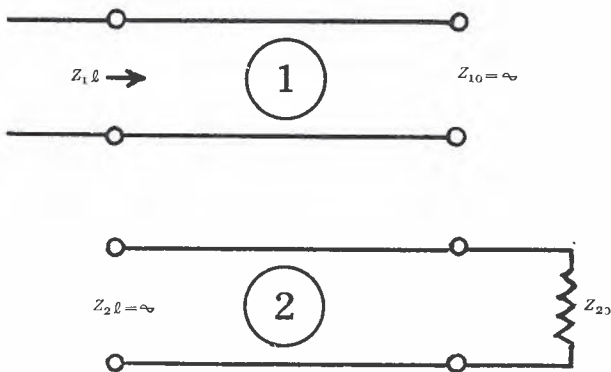
の関係が得られ、影像インピーダンスとして

$$Z_o = \frac{W}{b} \sqrt{k^2-a^2} \quad \dots\dots\dots(42)$$

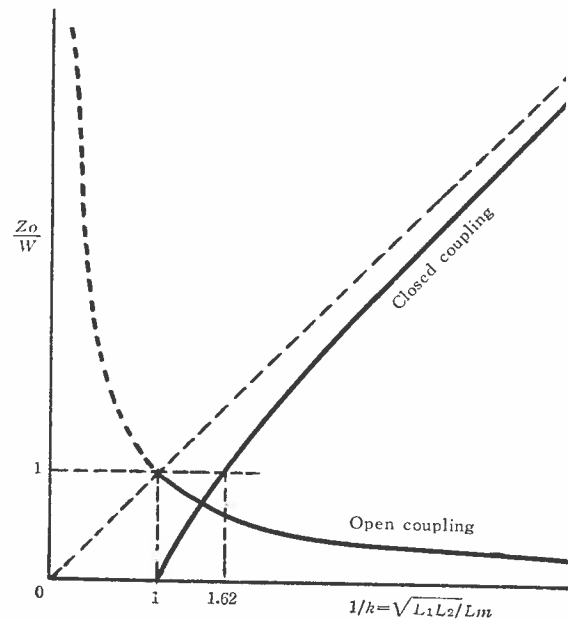
を得、同じく對稱型であつて通過帯は (28) 式で與へられ、この中心 $a=0, b=1$ に於ける上の影像インピーダンスは前第 5 圖の短絡型では (37) 式よりして



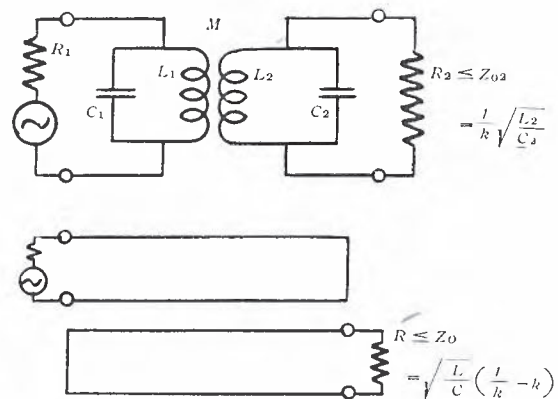
第 7 圖



第 8 圖



第 9 圖



第 10 圖

$$Z_{00} = (1/k - k) W \dots\dots\dots (43)$$

亦開放型の第 8 圖では (42) よりして

$$Z_{00} = k W \dots\dots\dots (44)$$

で與へられる。之等二式の $1/k$ に対する關係を第 9 圖に示す。

上の關係で見ると短絡型は第 10 圖に示す RCL の並列回路を、亦開放型は第 11 圖の rCL の直列回路を誘導結合した濾波器と類似であつて更に第 12 圖の如く入力側が並列で出力側の直列な回路に相當した第 13 圖の如き回路も考へられ、之は (26) 式で $Z_{10} = 0, Z_{20} = \infty$ とした。

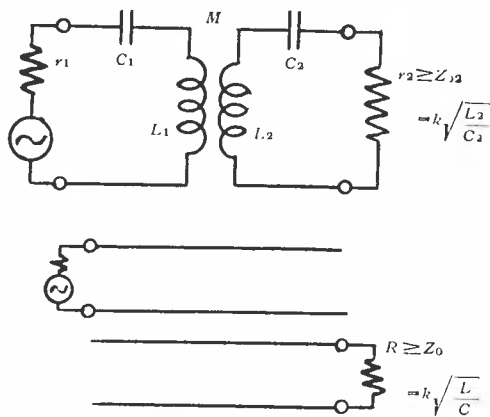
$$\begin{vmatrix} (aZ_{1l} - V) & k & -akZ_{2l} \\ -kZ_{1l} & -a & Z_{2l} \\ -akZ_{1l} & -1 & (aZ_{2l} - V) \end{vmatrix} = 0 \dots\dots (45)$$

より

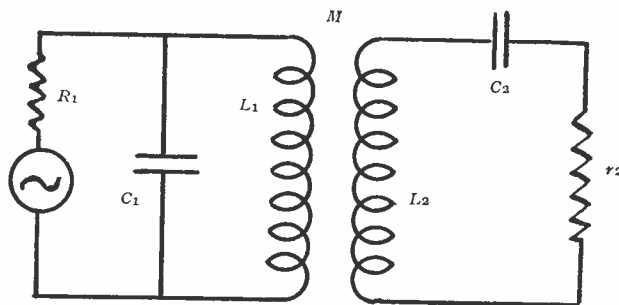
$$Z_{1l} = \frac{j b^2 W Z_{2l} - a b W^2 (1 - k^2)}{j (a^2 - k^2) W + a b Z_{2l}} \dots\dots\dots (46)$$

を得て、入力側は

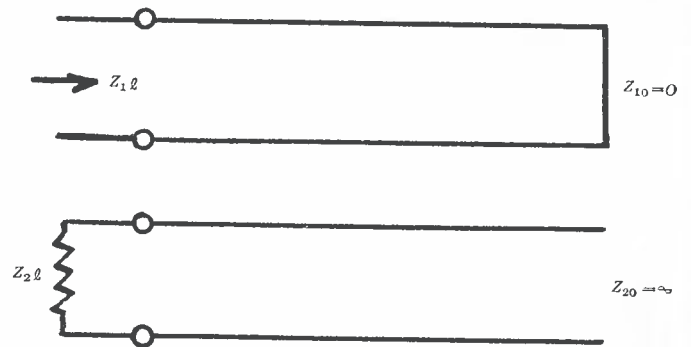
$$\left. \begin{aligned} Z_{01} &= b W \sqrt{(1 - k^2) / (k^2 - a^2)} \\ \text{出力側は} \\ Z_{02} &= \frac{W}{b} \sqrt{(1 - k^2) (k^2 - a^2)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (47)$$



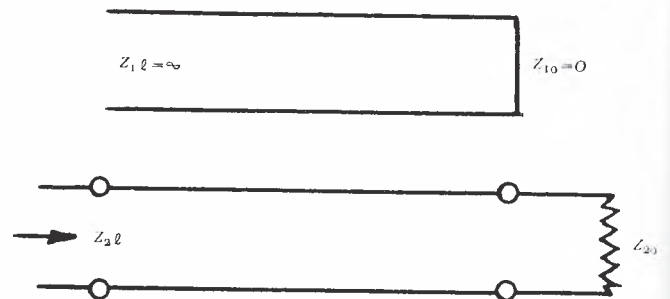
第 11 図



第 12 図



第 13 図



第 14 図

の影像 インピーダンス を得て同じく (38) 式の通過帯を持ち中心に於ける値は夫々

$$\left. \begin{aligned} Z_{010} &= \frac{1}{k} W \sqrt{1-k^2} \\ Z_{020} &= kW \sqrt{1-k^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (48)$$

で表される事を知る。負荷の抵抗値によつてはこの結合の便利な事もあらう。

6. 側回路としての結合並行線部の影響

変成器としての結合回路網には前述の外二三の組合せが考へられるが、いずれもそのままでは動力傳達には用ひ得ない。適宜に外部回路を追加せば濾波器ともなり得るものであるが茲では述べない。なほ一次の出力側を二次の入力側にカスケードに連絡せしめた回路も考へられるが、計算が複雑な割に面白い結果は得られない様である。只変成器として二次側を使用せずに單なる側回路として用ふる場合には比較的簡單であり應用の途も考へられる。

第 14 圖に於ては $Z_{10}=0$ $Z_{1l}=\infty$ なるにより

$$Z_{2l} = \frac{(a^2 - k^2) Z_{20} + j ab W (1 - k^2)}{a^2 (1 - k^2) + j \frac{ab}{W} Z_{20}} \dots\dots\dots (49)$$

となり入力及び出力側の影像 インピーダンス は夫々

$$\left. \begin{aligned} Z_{0l} &= \frac{W}{a} \sqrt{a^2 - k^2} = W \sqrt{1 - k^2} \sec^2 \frac{w}{v} \ell \\ Z_{00} &= a W \frac{1 - k^2}{\sqrt{a^2 - k^2}} = W (1 - k^2) \sqrt{1 - k^2} \sec^2 \frac{w}{v} \ell \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (50)$$

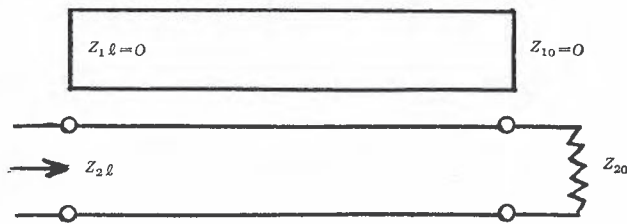
即ちこの回路の通過帯は

$$k^2 \leq a^2 = \cos^2 \frac{w}{v} \ell \dots\dots\dots (51)$$

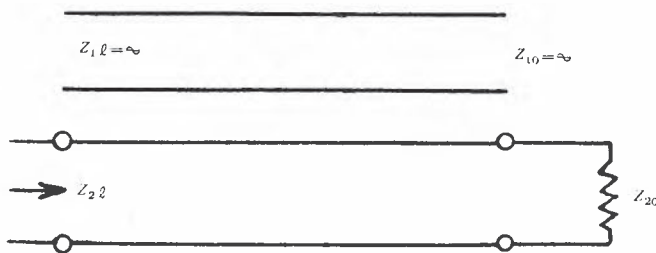
これは第 5 節の通過帯が $a^2 = \cos^2 \frac{w}{v} \ell = 0$ を中心とせるに反して $a^2 = \cos^2 \frac{w}{v} \ell = 1$ を中心とせる事が異なる。

次に第 15 圖に於いては (21) の後 2 式につき

$$\left. \begin{aligned} I_{20} &= \frac{k (a E_{10} - E_{1l}) - (a E_{20} - E_{2l})}{V} \\ I_{2l} &= \frac{k (E_{10} - a E_{1l}) - (E_{20} - a E_{2l})}{V} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (52)$$



第 15 図



第 16 図

$E_{10} = E_{1l} = 0$ を入れて

$$\left. \begin{aligned} E_{2l} &= a E_{20} + V I_{20} \\ I_{2l} &= a I_{20} + \frac{a^2 - 1}{V} E_{20} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (53)$$

となり、影像 インピーダンス として

$$Z_0 = \sqrt{\frac{V^2}{a^2 - 1}} = W (1 - k^2) \dots\dots\dots (54)$$

となり重り部分 l の長さに関係なく一定の値を得る。尤も重り部分に関係がないと云つてもあまり l が短い場合は短絡片の長さ即ち線間距離が問題となり誤差が入つて来るが面白い関係である。この誤差はこの種結合回路の如何なる場合にも入るが $d/l \ll 1$ の假定を入れれば無視してよいと思ふ。

上 (53) 式は更に

$$\left. \begin{aligned} E_{2l} &= E_{20} \cos \frac{w}{v} l \\ &\quad + j \sin \frac{w}{v} l (1 - k^2) W I_{20} \\ I_{2l} &= I_{20} \cos \frac{w}{v} l \\ &\quad + j \sin \frac{w}{v} l \frac{1}{(1 - k^2) W} E_{20} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (55)$$

となり影像 インピーダンス 以外の Z_{20} で負荷すると $a = \cos \frac{w}{v} l = 0$ 即ち $\lambda/4$ 奇数倍の長さの重りで

$$Z_{2l} = \frac{W^2 (1 - k^2)^2}{Z_{20}} \dots\dots\dots (56)$$

$Z_{20} < W$ に對して容易に $Z_{2l} = W$ として饋電線に整合する事ができる。之は實際の場合有効に應用できるものと思ふ。特に Z_{20} が W に近い場合好都合である。

更に第 16 圖に於ては $Z_{1l} = Z_{10} = \infty$ として

$$Z_{2l} = \frac{Z_{20} \cos \frac{w}{v} l + j W \sin \frac{w}{v} l}{\cos \frac{w}{v} l + j \frac{Z_{20}}{W} \sin \frac{w}{v} l} \dots\dots (57)$$

の關係が得られ普通の單回路に全く一致し側回路の影響は全然なくなつてしまふ、即ち $Z_0 = W$ である。

7. 結合回路網の應用例及び

Andrew Alford 氏論文の検討

この種結合回路の應用として次の三つの場合が考へられる。

- a) 濾波器
- b) 饋電線整合用
- c) 發振器負荷調整用

前 5 節に述べた如くこの回路の濾波器としての通過帯は (38) (39) 兩式に示す如く複帶域となる事であつて構造が簡單であるから案外有效のものと思ふ。後述の Andrew Alford 氏は短絡端子結合の場合のみにつき論じて居る。

饋電線整合用としては負荷と饋電線との間にこの結合回路を入れる。 $a = \cos \frac{w}{v} l = 0$ に對しては

$$Z_1 = Z_0^2 / Z_2 \dots\dots\dots (58)$$

の關係で Z_2 の値によつて Z_0 を適當に取ると、 Z_1 を饋電線の波動 インピーダンス W に容易に整合する事ができる。

非對稱回路の場合は

$$Z_1 = \frac{Z_{01} Z_{02}}{Z_2} \dots\dots\dots (59)$$

なほ第 1 と第 2 の波動 インピーダンス の異なる場合は Z_{01} には W_1 Z_{02} には W_2 の波動 インピーダンス を用ひ係數には異なる處がない。

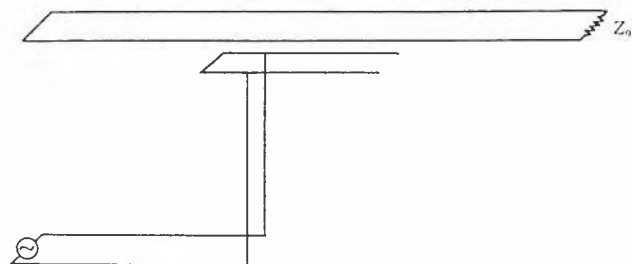
(c) の發振器の負荷調整用としてはこの發振器出力端子に現れる最も適當 (最大出力或は最大能率) の驅動抵抗 (負性抵抗なり) に整合する如く負荷抵抗を變成するのを目的とし、同じ負荷整合でも一般の濾波器或は饋電線に對するものと趣を異にする。

例へば 80 オーム 近くの半波長 ダイポール 空中線を直接 発振器に負荷しようとしても普通は負荷が大き過ぎて 発振しない。この抵抗より小なる影像 インピーダンス の結合 回路（開放端子結合）を用ふれば発振管に適當した値迄 端子抵抗を下降せしめる事ができる。この場合負荷抵抗 が大きければ短絡端子結合を用ひ更に大きな端子抵抗と して直接発振器の タンク 回路に並列に入れる事もできる。 勿論 インピーダンス 變成器として普通の $\frac{1}{4}$ 波長の並行線を 適宜組合せれば負荷の整合は容易である。

只この場合注意すべきは短絡、開放結合共に抵抗の大 きいものは益々大きく小なるものは益々小に變成しても 周波数の不安定（即ち発振周波数の跳躍現象）は起らぬ が大きなものを小さく、小さいものを大きく變成せんと する場合に無理が生ずる。濾波器或は饋電線整合の場合 にも之を考へねばならぬ事が起り得よう。之は第 10 圖 及び第 11 圖の等價集中常數回路を参考とせば理解ので きる事である。

Alford 氏は第 17 圖に示す如き濾波器を用ひ異なる三つ の周波数を同一空中線に饋電したと云つて居るが、之は 第 13 圖に相當した結合法であつて短絡端子片にむき合 つた部分が開放端になる如く即ちこの點に電壓の腹の來 る如く延長線を伸してその端を短絡して置けばよい。各 異なる波長に對して常にこの腹を短絡片の向側に取れば多 くの波長を全く獨立して同一饋電線に送り込む事ができ る。同氏は 6% 迄の波長差を二段のこの種濾波器で分離 できると云つて居る。

なほ發振器饋電線を $\lambda/4$ 近くの結合部の中途より出し て居るのはこの部分の インピーダンス 整合のためで、短絡 端子に對しては (16) 式に示す如き正弦波狀の電壓分布 を得るから端子を短絡片に近く取ると發振器抵抗を下げ 或はこれに至る饋電線に整合せしめる事もできる。



第 17 圖

但し Alford 氏の建てた理論はあやしいもので一般的 處理には不都合を來すものである。

8. 結 言

以上で結合並行線回路の基礎的特性を四端子網として 論じたが、かかる簡単な組合せでも案外に面白い関係の ある事がわかる。短波乃至は極超短波範圍に於ける濾波 器とし亦饋電線及び發振器への負荷整合用として優秀な 回路となるものである。

本回路の計算は阪大岡部教授の御指示によつて行つた もので同教授に謝意を表して筆を止めたい。

文 獻

- (1) 森 田：超短波負荷法の一例、信學誌第 198 號 463 (昭 14)
- (2) Andrew Alford: Coupled Networks in Radio-Frequency Circuits I,R,E, Feb, 1941
- (3) 薄 井：結合並行線回路網の理論 電學誌論文集 第一卷 第二號 (昭 15 年 2 月)
- (4) 薄 井：四端子網としての結合並行線回路の理論 電氣聯合大會 (昭 16 年 9 月)
- (5) 別宮、大庭：分布結合を有する二線間の漏話に就いて 電學誌 55, 706 (昭 10)

石炭酸樹脂積層板の絶縁抵抗

神戸製作所 原 次 郎 市

1 緒 言

石炭酸樹脂積層板は成型に際して、その加熱硬化条件によつて、成型後の絶縁抵抗が著しく異なるものである。

この原因が奈邊に存するかを明かにする爲、積層板及び純粹樹脂の硬化途中における絶縁抵抗を測定し、原因をほぼ確むる事が出来たので、こゝに報告に及ぶ次第である。

2 硬化条件が積層板の絶縁抵抗に及ぼす影響

硬化条件としては加熱温度、加熱時間、加圧力が主要なものであるが、加熱温度と時間は互に相關連したものであるから、或る温度まで上昇せしめて直ちに冷却して

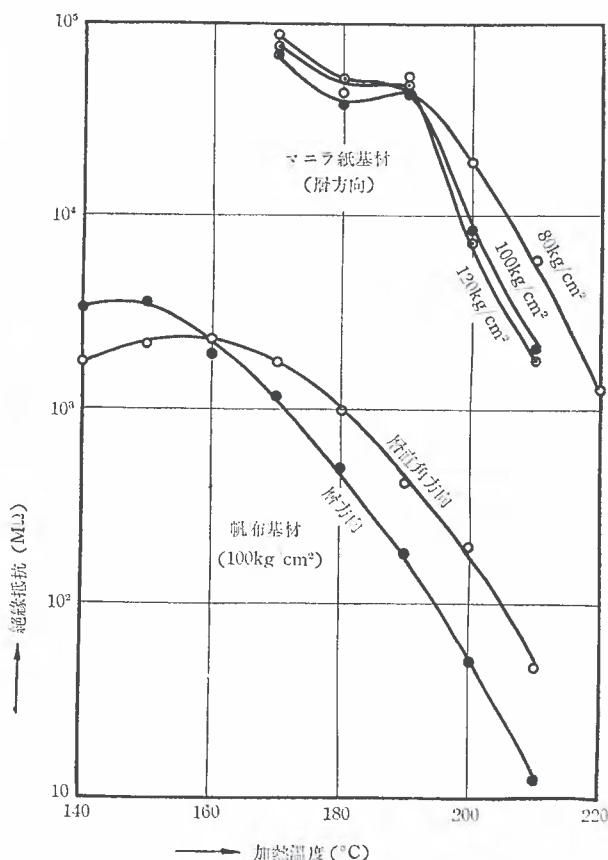
加熱条件を變へ、加圧力は 80 kg/cm^2 、 100 kg/cm^2 、 120 kg/cm^2 とし マニラ 紙を基材とし試験を行つた。帆布基材のものに就ては 100 kg/cm^2 の加圧の下に加熱硬化せしめた。

試験片は厚さ 5 mm とし、層直角方向は $30 \text{ mm}\phi$ の圓板にて 1 kg の壓力の下に押へ兩極間をメガにて絶縁抵抗を測定し、層方向は 15 mm の距離に $5 \text{ mm}\phi$ 、深さ 4 mm の孔を穿ち、この中に水銀を入れメガにて絶縁抵抗を測定した。

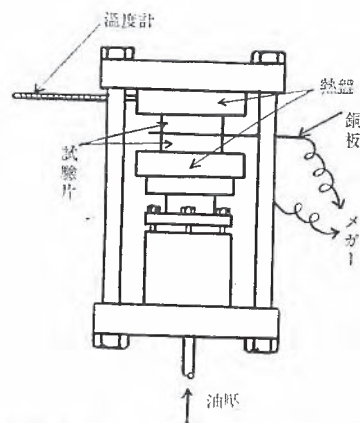
この結果は第 1 圖に示す如くなり、マニラ 紙基材のものでは 190°C 以上に加熱成型したものは絶縁抵抗が悪く、帆布基材のものでは $150\sim 160^\circ\text{C}$ 以上に加熱成型したものがよくない。加圧力の影響は少いが、加圧力の大きなものほど絶縁抵抗が少い。

3 積層板の加熱硬化中に於ける絶縁抵抗

前項における高温加熱硬化による積層板の絶縁抵抗の劣化原因を確むる爲に、第 2 圖に示す如き装置を用ひて加熱硬化中における絶縁抵抗を測定してみた。即ち試験用水壓機の加熱定盤の間に、マニラ 紙を基材とし石炭酸樹脂にて處理した材料を試験片として積重ね中間に銅板を押入し、銅板と水壓機との間の絶縁抵抗を $1,000\text{V}$ 及



第 1 圖 積層板絶縁抵抗

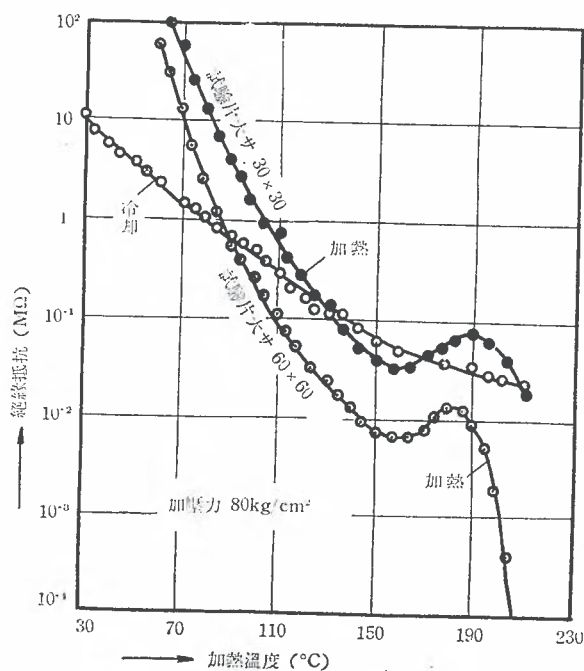


第 2 圖 積層板絶縁抵抗測定装置

び 500V ユーザー (500V のものは $10\text{ M}\Omega$ 以下の測定用でトリップメーターを使用した) にて絶えず測定を行つた。表面漏洩電流による誤差を除く爲に、電極である銅板を試験片より小さくしてみたが、内部絶縁抵抗が甚だ小である爲に表面漏洩電流の影響は認められず、従つて以下実験は大きな銅板を使用した。加圧力は常に 80 kg/cm^2 に保ち、温度は加熱盤に押入せる温度計を使用し、試験片よりの熱の放散を防止する目的で試験片を石綿で遠巻に圍つた。

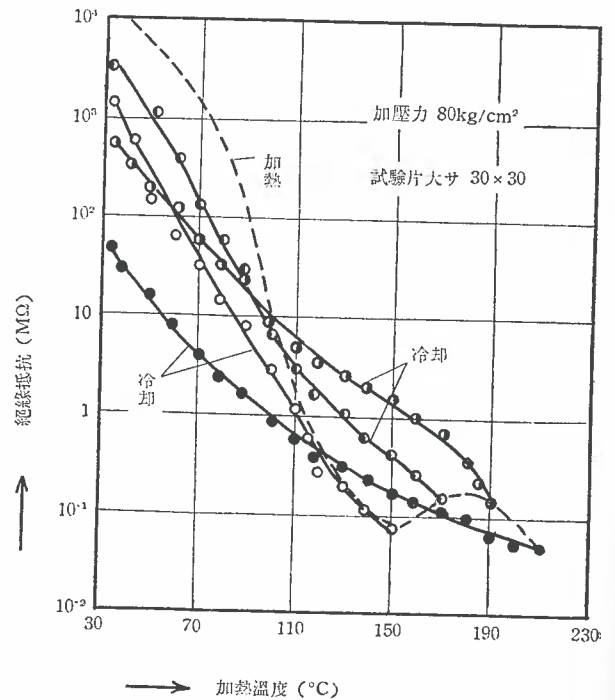
試験片の大きさは $30\times 30\text{ mm}$ を標準とし成型後の厚さは 5 mm である。加熱温度と絶縁抵抗との関係は第 3 圖の如くなつた。

即ち温度上昇と共に内部イオンの移動容易となる爲絶縁抵抗は急激に降下する。然し 160°C 附近より樹脂の硬化が始り、分子結合が行はれイオンの移動を妨げる爲に温度上昇と共に反つて絶縁抵抗は増加して来る。更に温度を上昇し 190°C 以上に加熱すると再び絶縁抵抗は降下する。この温度は第 1 圖の場合とよく一致する。第 3 圖の如く試験片の大きさを變へても、この變化温度は 160°C 、及び 190°C で全く同一である。 210°C まで加熱しこれを冷却すれば次第に絶縁抵抗は上昇するが加熱の場合の降下割合に比すれば、上昇割合は遙かに少い。即ち、加熱冷却兩曲線の傾度が著しく異なるから、この間の關

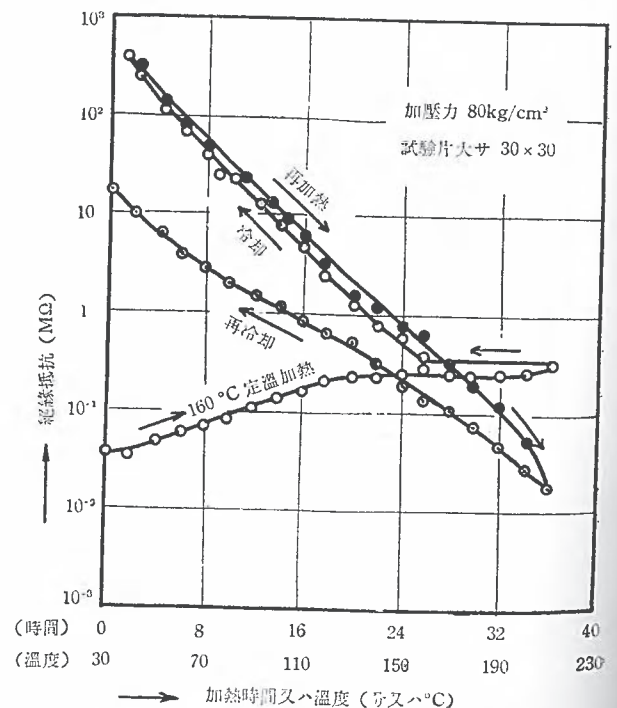


第 3 圖 硬化中に於ける絶縁抵抗の變化

係を知る爲に、同一大きさ、同一材質の試験片にて 150°C 乃至 210°C の種々の温度より冷却せるに第 4 圖の如くなつた。圖中點線は加熱中の絶縁抵抗値の平均値を示す。第 4 圖より明かなる如く加熱程度の大なるもの程、冷却による絶縁抵抗上昇の割合が小であつて 190°C 以上に加熱されたものは特にこの傾向が甚だしい。



第 4 圖 冷却による絶縁抵抗の變化

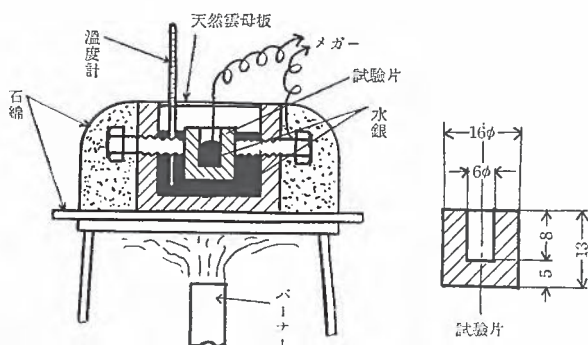


第 5 圖 定温並に再加熱による絶縁抵抗の變化

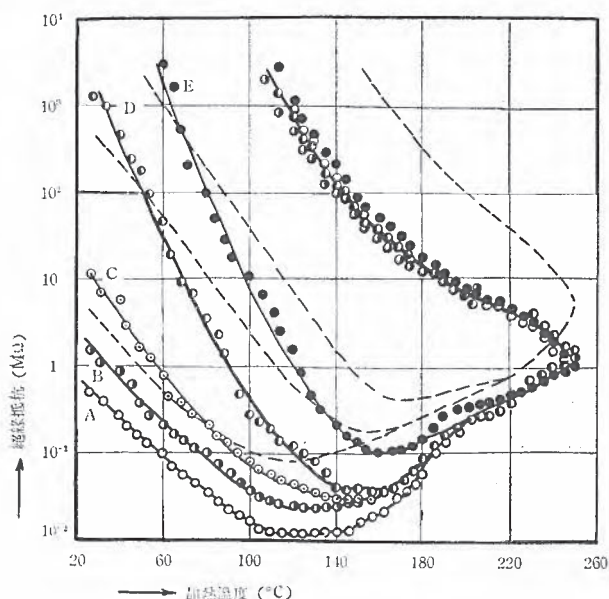
即ち第1圖の場合に 190°C 以上に加熱したマニラ紙基材のものが絶縁抵抗の低いのは、 190°C 以上における絶縁抵抗の劣化と、冷却による絶縁抵抗上昇の少い爲である。

次に 160°C の一定温度にて加熱せる場合は第5圖の如くなり、20分までは加熱により徐々に絶縁抵抗の上昇を見るが、以後殆ど一定となつた。これを冷却、再加熱、再冷却を行つた處第5圖の様になつた。即ち冷却、再加熱の曲線は殆ど一致するが、一度 190°C 以上に加熱されると絶縁抵抗の劣化を生ずると共に冷却による絶縁抵抗の上昇割合も少くなる。

この事から一度成型した積層板でも或る温度以上に（マニラ紙基材の場合は 190°C ）加熱されることによつて著しい絶縁抵抗の劣化を生ずることが明かである。



第6圖 樹脂絶縁抵抗測定装置



第7圖 硬化程度を異にする樹脂の絶縁抵抗

4 純粹樹脂の加熱硬化中における絶縁抵抗の變化

前節の様な積層板の加熱中における 190°C 附近の絶縁抵抗の劣化の原因が充填物に起因するか、石炭酸樹脂そのものの性質によるかを確むる爲第6圖の如き装置にて純粹樹脂の加熱硬化中における絶縁抵抗の變化状態を試験した。

石炭酸樹脂純粹縮合物（純粹と云ふのは充填物を含みぬ意味である）を第6圖の大きさに加工し試験片の下面から10mmまでを水銀槽の水銀中に浸し、中央の孔に深さ5mmまで水銀を入れて第6圖の如く装置した。石綿及雲母板は保温用であつて、試験片は浮き上らぬ様に側壁からボルトで押へた。内部絶縁抵抗が低い爲に試験片の表面漏洩電流及び雲母板の絶縁抵抗の影響等は無視出来る。

水銀槽に押入した温度計により測定せる加熱温度と、試験片の内外の水銀間の絶縁抵抗（1,000V 及 500V メガーを使用せる事は積層板の場合と同様）との関係を示せば第7圖の通りである。この場合温度の上昇及冷却は毎分 5°C とした。第7圖に於て A-E は加熱程度を異にした試験片で、下記の様な加熱を行つたものである。

		加熱程度		
		70°C	100°C	130°C
試験片	A	50 時間	—	—
"	B	50 "	4 時間	—
"	C	50 "	8 "	—
"	D	50 "	12 "	—
"	E	50 "	12 "	1 時間

第7圖より明かなる如く 150°C 以上に加熱せる場合に絶縁抵抗の劣化は全く認められない。又 190°C 以上になると試験片の硬化程度如何に關らず總て同一の絶縁抵抗を有する様になり、冷却による絶縁抵抗の上昇割合も全く同一になる。一般に積層板に於ては成型前の處理材料の加熱程度によつて製品の絶縁抵抗に差異を生ずるものであるが、これは樹脂の性質によるものではなく全く處理材料の吸湿によるものであることが明かである。

他の樹脂に就て同様の試験を行ひたる結果は第7圖に點線で示した様になり、絶縁抵抗の變化温度は全く同一

であるが、絶縁抵抗の値が異なる。このことから樹脂の製造条件にも絶縁抵抗が重大な影響を有してゐることが明かである。

次に冷却による絶縁抵抗の上昇を吟味する爲に、同一加熱硬化程度の純粹樹脂を加熱し 180°C 乃至 250°C より冷却したる處第 8 圖の如くなつた。

即ち冷却による絶縁抵抗の上昇割合は、いずれの場合も殆ど同一であり、加熱による絶縁抵抗の降下割合より反つて大である。

即ち高温加熱を行つた場合にも冷却による絶縁抵抗上昇割合の減少は認められぬ。

次に 160°C 一定温度にて、純粹樹脂を加熱した場合の絶縁抵抗の變化は第 9 圖の様になつた。即ち加熱によつて徐々に絶縁抵抗は上昇し 32 分後冷却すれば結局 180°C に加熱直ちに冷却したものと殆ど同一の絶縁抵抗のものが得られた。

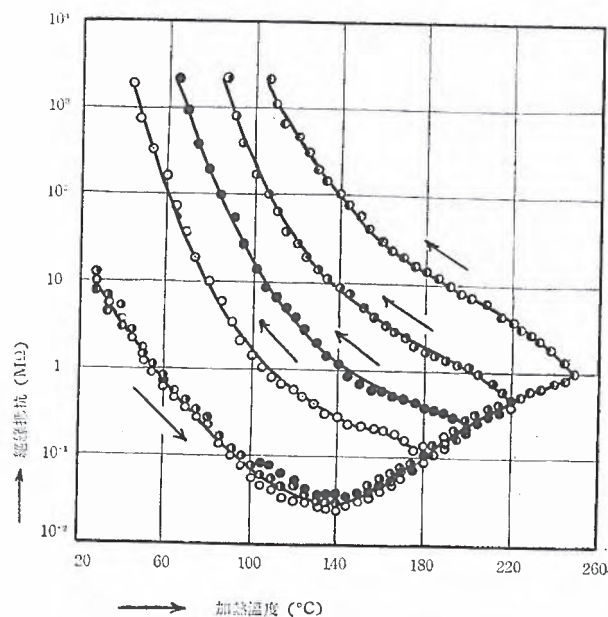
5 積層板の硬化中における絶縁抵抗劣化の原因

前記の二種の實驗から次のことが判明した。

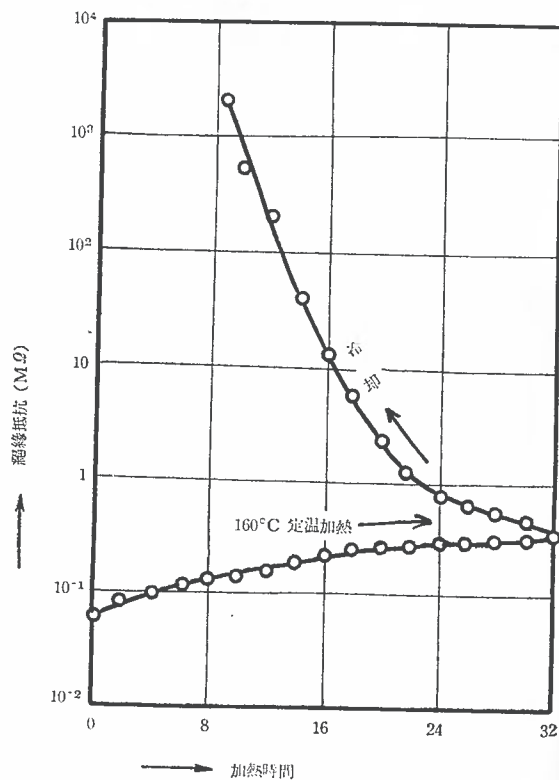
- (1) マニラ 紙基材の積層板の成型中における 190°C 以上の温度による絶縁抵抗劣化の原因は充填物の熱的劣化に原因する。この劣化温度は布基材のものでは 150°C 乃至 160°C であるが、この温度は木綿の熱による抗張力の低下温度⁽¹⁾と大体一致してゐる。
- (2) 冷却による絶縁抵抗の上昇割合が、加熱温度の高きもの、加熱時間の長きもの程少くなるのも充填物の熱的劣化の影響である。
- (3) 160°C にて 30 分間の加熱は 180°C に加熱し直ちに冷却せる場合と大体同一であるから、160°C にては樹脂を完全に硬化するには相当長時間を要する。

即ち樹脂のみから考へると加熱硬化温度を高くし充分硬化せしめる必要があるが、充填物の熱劣化を考慮すると高温加熱硬化は出来ない。故に有機質充填材使用の場合は低温にて硬化せしむる必要があり、こゝに硬化促進剤の研究が問題となる。

6 積層板の加熱乾燥

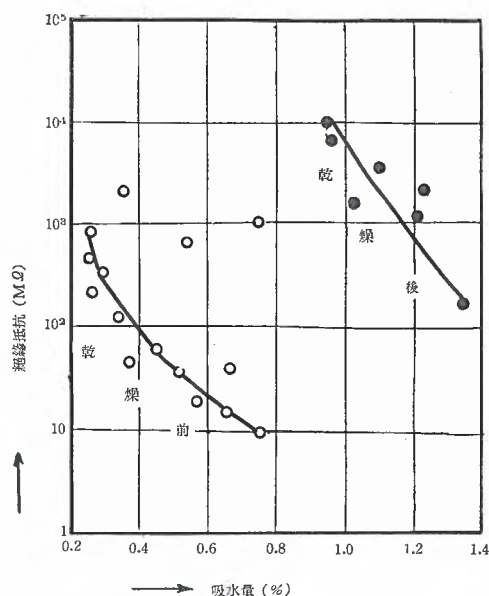


第 8 圖 冷却による樹脂の絶縁抵抗の上昇



第 9 圖 樹脂の定温加熱による變化

以上の結果より積層板の加熱硬化は 160°C 乃至 180°C に加熱した場合が最も良好なる絶縁抵抗を有し成型後更に低温にて一定時間加熱乾燥する事が望ましい。一般積層板は硬化不十分で、成型後における収縮現象もこの爲であるが⁽²⁾、成型後の低温加熱は収縮による寸法變化も防止出来るのである⁽²⁾。



第 10 圖 乾燥前後に於ける吸水量と絶縁抵抗

帆布基材の積層板を種々の条件で加熱硬化せしめたものの、乾燥前と乾燥後(100°Cにて25時間)における吸水量と絶縁抵抗との関係を示せば第10圖の通りである。

即ち乾燥後のものは吸水量が多くても良好なる絶縁抵抗を有するのである。

然し、成型後の加熱乾燥に際しては加熱の不均一並に

樹脂の硬化程度の差異による膨脹係数の相違の爲に起る形状の變化、即ち歪に對しては深甚の注意を必要とし、又色相の劣化も考慮せねばならぬ。

7 結 言

石炭酸樹脂積層板の加熱硬化中の絶縁抵抗は非常に少いものであつて、硬化開始と共に絶縁抵抗は増加するが160°C乃至190°Cに加熱すると有機質充填物の場合には熱的劣化を起し絶縁抵抗を悪くする原因となる。

純粹樹脂の絶縁抵抗は充分硬化を行ふときは硬化方法如何に關らず同一絶縁抵抗を有する様になるが、硬化不充分なる場合は絶縁抵抗が低い。

一般積層板は樹脂の硬化不充分で、硬化途中にあるものと推察され、絶縁抵抗並に収縮による寸法變化を防ぐ目的で低温度にて長時間加熱することはよい結果が得られるが歪及び色相の變化には注意を要する。

参 考 文 献

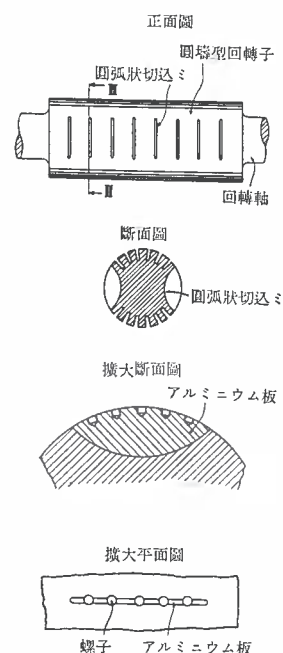
- (1) 福住 電氣材料としてのステープルファイバー
電氣評論 27 卷 第 1 號
- (2) 原 石炭酸樹脂積層板の収縮に就て
第 18 回聯合大會豫稿
三菱電機 17 卷 第 5 號

圓 堦 型 回 轉 子

大型高速度「タービン」發電機等の回轉子は、その直径と長さとの間に、或限度の割合が有り、大に過ぐれば撓力が大となり其の断面に就き考ふれば、極中心の方向と之に直角の方向とでは、回轉子の慣性力率が著しく異なり、此の二種の慣性力率により二種の自己振動を生じ、極めて不安定となり、激振を起すことがあるから、従來は極中心部に圓弧狀の切込みを設け、慣性力率を出来るだけ同一にせんとする提案があるが、極面に數條の幅狭き溝を形成させるので、風損を増し騒音を發する缺點がある。

本考案は圖に示す如く切込内に熱傳導率良き「アルミニウム」板を補填して、回轉子表面を可及的平滑にし螺子により補填板の脱出を防止すべくせるもので風損及音響の發生を防止し得るものである。

(登録實用新案第 306421 號) (中野)



水銀整流器の出力調整方式

水銀整流器の出力を一定に保持せしむるには、格子電極に印加すべき尖頭波形電圧の移相を、出来るだけ迅速にせねばならぬ。然し大容量器に於いては制御格子電力が相當大いから、移相装置に機械的部分を介入せしむる必要を生じ、到底迅速なる制御は望まれない。

本方式は格子電極に對し常に負性偏倚電圧を加へて、放電を制御し、適當の位相を有する尖頭波形制御電圧を格子電極に印加して、整流作用を行はせる多相水銀整流器に於いて、その尖頭波形電圧の位相を、一定の遅れ位相に固定し、該尖頭波形制御電圧發生装置と並列に、主器の陽極電壓と同相の正弦波電圧若しは近似の波形電圧又は直流制御電圧を、印加させる装置とを設け、該装置をして主器の出力に應動せしめ、主器の全域整流を行はせる事の特徴とするものである。

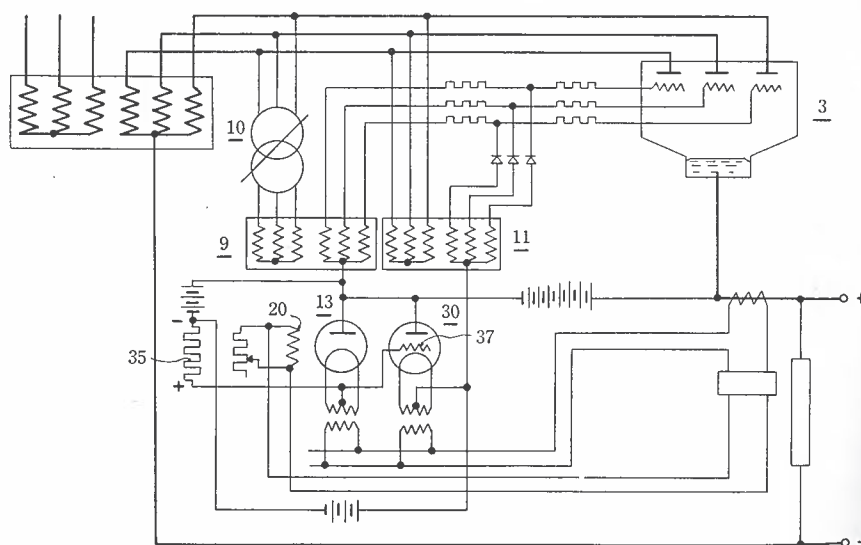
圖は本方式の一實施例を示すもので、水銀整流器(3)の常態では、移相装置(10)の調整位置により尖頭波形變壓器(9)の尖頭波形電圧は、主器の陽極電壓波形の中點に於て、格子電極に印加せられ、負荷電流は一定である。然るに若し、負荷電流が何等かの原因により、不足を生じた場合は、「マグネトロン」(13)の界磁(20)が弱勢となり、瞬時的に通電するから、抵抗(35)の電壓降下が「サイラトロン」(30)の格子電極(37)に印加され、之を通電状態とする。即ち變壓器(11)による同相の正弦波電圧が、主器格子電極に印加される事となる。

即ち正常状態に於ては、移相装置(10)により決定された尖頭波形變壓器(9)のみにより主器(3)を制御して、所定の出力を生ぜしむるが、出力に変化ある時は、「マグネトロン」(13)により變壓器(11)による正弦波電圧を、前記尖頭波形電圧の印加點より進んだ位相に於いて印加せしめ、負荷電流を補償する。斯くして尖頭波形電圧の印加點は、豫め決定せらるゝが、正弦波電圧の印加は上記印加點よりも先んじて行はるゝから、印加點の位置設定如何によつて、主器は陽極電流波の全域に於いて整流を行はしむる事が出来る。

尙正弦波印加電圧の代りに直流電圧を、尖頭波形印加電圧に先んじて印加させてもよい。

之を要するに尖頭波形電圧の印加點の位置即ちその時間的積分と「マグネトロン」による第二格子制御装置を動作せしむる時間的積分との割合を調整する事により任意の負荷電流が得られる。而して位相制御は全て静止装置のみで行はれ、その制御は「マグネトロン」の瞬時作動によるから、作動迅速で亂調に陥入る心配がないのである。

(特許第 145798 號) (中野)



科學と發明展覽會出品物 (表紙裏寫眞説明)

帝國發明協會兵庫縣支部主催上記展覽會が去る 10 月 23 日より一週間神戸市にて開催された。

上掲寫眞は當社出品物の一部たる WH 型 230 kVA 遠方操作斷路器及方向探知機である。該斷路器の特徴は下記の如くである。

1. 接觸主要部の構造は楔合式（三菱特許）で接觸良好、地震其他天災時に於ける自然開放の懼がない。
2. 主接部は雨雪塵埃の浸入を防ぐ密閉式構造である。（三菱新案）
3. 主要觸部の閉合状態は表示装置（三菱新案出願中）により、遠方からも認識可能なる様表示する。
4. 主接觸部を支持する架橋金具の外体は鋼板製で、導電用銅帶は之の内側に支持せしめて居るから（三菱新案）、最少限度の資材で充分なる機械的強度と電流容量とを合せ持った合理的設計である。

編輯兼發行者		印刷者		印刷所		發行所		配給元	
三菱電機株式會社 神戸製作所内		中 台		大阪市東區北久太郎町一丁目一六		神戸市兵庫區和田崎町三丁目		東京市神田町談路町二丁目	
		久 保 專 治		株式會社 日本寫眞工業社		三菱電機株式會社神戸製作所		日本出版配給株式會社	
						會員番號 一三二五〇六號		昭和十六年十二月三日 印刷	
								昭和十六年十二月七日 發行	
〔本誌代價〕									
壹部 付 金 貳 拾 錢									
(郵 税 不 要)									