

人造黒鉛電極製造用電気爐に関する研究

林 範 二*

STUDY ON THE ELECTRIC FURNACE FOR MANUFACTURING SYNTHETIC GRAPHITE ELECTRODES.

Hanji Hayashi.

SYNOPSIS.—The electric characteristics of the electric furnace for manufacturing synthetic graphite electrodes were generally studied as the presupposition of the possibility of the efficient mass production of the electrodes. The result was as follows:—

(1) The specific resistance of the pulverized resistance-heating-element filling the space between electrodes, which have not been graphitized yet, becomes lower in accordance with the higher compression, the larger grain size and the more elevated temperature.

(2) The apparent specific resistance within the electric furnace stands in proportion to the ratio of the clearance between two cylindrical electrodes to the electrode diameter, and becomes lower as the clearance narrows. The distribution of the specific resistance within the electric furnace is not uniform due to the difference of weights of pulverized heating-element and other substances, due to the cylindrical form of electrodes, and due to the different type of arranging electrodes.

(3) When alternative current is applied to the furnace, an effect of mechanical stress on the current of the magnetic field becomes slightly visible.

As for the reactance, that due to electro-magnetic induction alone is visible. Besides, the surface action is not so much visible in the heretofore used I-type furnace, but fairly remarkable in the case of the special U-type furnace, and the current concentrates to inside.

(4) The total impedance during loading of the electric furnace may be estimated as the D. C. resistance value as to the resistance factor; and as to the reactance factor, it may be estimated by calculating the total of the furnace as if it were reciprocating two cylinders with different diameters.

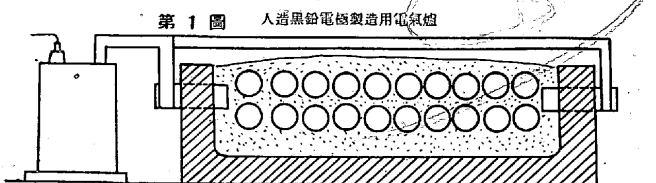
(5) Finally the actual loading characteristic curves were obtained as shown in the text.

目 次

1. ブリーズの抵抗特性
 - (1) 接触抵抗と壓力との關係 (2) ブリーズ抵抗と粒子の大きさとの關係 (3) 黒鉛抵抗と温度との關係
2. 電気爐内抵抗分布
 - (1) 爐長に直交する横断面の抵抗分布 (2) 爐長に沿う抵抗分布
3. 負荷時の諸現象(又は諸効果)
 - (1) 電磁的機械力 (2) 静電的及び静磁的機械力 (3) 電気容量 (4) 電磁誘導(又は電流の表皮作用)
4. 負荷時の爐のイムピーダンス計算
5. 負荷時特性曲線

1. ブリーズの抵抗特性

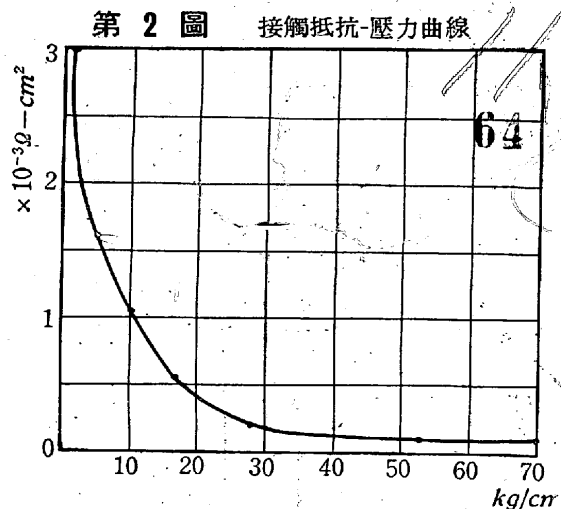
第1圖でみる如く、直接式抵抗爐であるから、發熱體は



* 昭和電極株式會社

爐内容自身、即ち、之より黒鉛化せんとする炭素電極及びその間に充填されたるブリーズ——黒鉛化したコークス粒

註 實際爐に使用されるブリーズは何回も反覆使用されて充分黒鉛化するコークス粒子である。もつとも不純物として(時々消耗分に對して補充される未黒鉛化)コークス粒子、(耐熱爐壁を作るため用ひられる)砂、その他 Si, Fe, Al, Ca, Mg, S, P 等



の酸化物、炭化物(シロキシオン粒、カーボランダム粒等)煉瓦屑、水分等を含む。一體人造黒鉛電極の體內比抵抗(固有抵抗)といふものは室温で 0.0008~0.0012 Ω-cm である。之に對し接觸比抵抗といはれるものは、(第2圖をみれば判る如く)壓力が餘程大ならぬ限り固有比抵抗に比し相當大である。

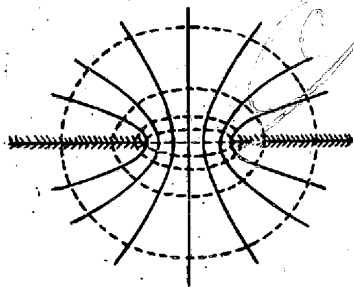
子——である。

併しながら炭素電極自身の比抵抗は、室温で $0.0025 \sim 0.005 \Omega\text{-cm}$ であるから、後述する如く、ブリーズの比抵抗に比し著しく小さく、従て發熱は實際はブリーズ部に於て生ずると考へられる。従て先づ、ブリーズの比抵抗特性について考へることとする。

(1) 接觸抵抗と壓力との關係 扱、接觸抵抗であるが、一因は接觸面に於る原子配列の不連続性(従て、接觸面に於る微粒子による質量的及電氣的力の場の不均等性)或は物質表面に於る他物質の吸着、或は他物質との化合などに依る抵抗増加と考へられるが、もつとも本質的なものは、黒鉛の場合等は相當壓力が加はれる限り電流が接觸點附近に集中することに依り生ずる所謂“集中抵抗”にあると考へられる。(第3圖參照)而してかゝる集中抵抗の大きさは——接觸が小圓面に於てなされ、その附近の等電位面が橢圓體を構成すると假定される限り理論的に——

第3圖

接觸面に於ける電流及電位面
(實線——電流線
點線——等電位面)

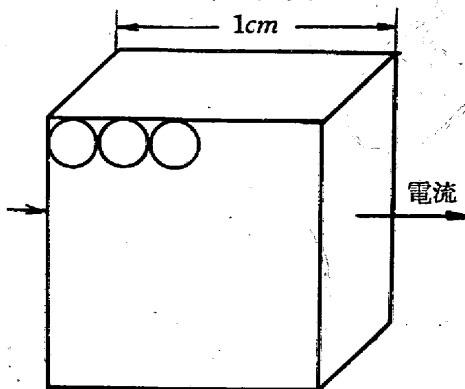


所謂“集中抵抗”にあると考へられる。(第3圖參照)而してかゝる集中抵抗の大きさは——接觸が小圓面に於てなされ、その附近の等電位面が橢圓體を構成すると假定される限り理論的に——

$$\left. \begin{aligned} R &\propto \frac{\rho}{\sqrt{A}} \\ &\propto \frac{\rho}{\sqrt{F}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

となる、但し R 、 ρ 、 A 、 F は夫々集中抵抗、固有抵抗、接觸面積及加えた壓力である。即ち接觸抵抗は接觸する物質の固有抵抗に比例し、外部から加へる壓力の平方根に逆比例すると考へられる。そして、實測値も之と大差ないやうである。(第2圖參照)

第4圖



(2) ブリーズ抵抗と粒子の大きさとの關係

扱粉末に近い黒鉛粒子よりなる充填物の比抵抗であるが——こゝではもはや接觸抵抗だけが問題である。

今粒子の大きさと見掛比抵抗との關係を考へてみるに第4圖にて、單位體積内の粒子数を n とす。但し各粒子は大體同様の形狀及び大きさと假定す。しかるときは各粒子の平均徑(大きさ)は $n^{-1/3}$ に比例す。又電流方向の各粒子の接觸面積は $n^{-2/3}$ に比例す。ところで單位面積には $n^{2/3}$ の接觸面があるから、單位面積當りの全接觸面従て全接觸抵抗は $n^{-2/3} \cdot n^{2/3} = 1$ に逆比例する。即ち粒子の大きさに關らず、不變である。しかるに斯る接觸抵抗が單位體積當り $n^{1/3}$ 直列になるわけであるから、全體として比抵抗は $n^{1/3}$ に比例することになる。即ち粒子が小さくなる程比抵抗は増大する。

註 このことは實際爐に使用するに當て大切な點である。即ち抵抗を増す必要のためには、出来る限り微粒子を用ふべきこと、又爐内發熱分布を均等ならしむる爲には(不純物の不均等をさける他に)粒子の大きさの不均等を避けるべきこと等があげられる。

もつとも實際使用されるブリーズは粒子の大きさが遙かに不揃であり、又、粒子の大きさの相異と共に形狀、質等も變るのが普通だから、上述の理論通りにはならぬ。

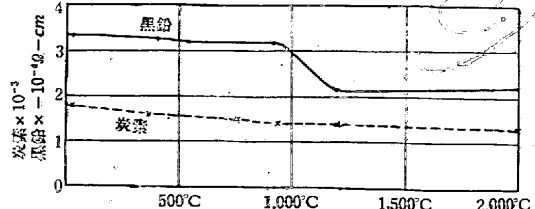
因みに實際用ひられるブリーズの比抵抗は外壓なしで約 $2 \Omega\text{-cm}$ 程度である。(第7圖參照)

ところで比抵抗は條件が變れば變化するものである。物理的條件のうち、壓力により變化することは既に述べた。それが内部力(例へば自重)によるのであれ、外壓によるのであれ(例へば直接機械力に依るのであれ、或は電磁氣的作用によるのであれ)同じである。但し壓力の形式が靜的のものと、振動的のものとは少し異なる。特に粒子状のものでは振動により、並べかへられ従てよくしまり、抵抗が低下する。

その他、電場又は一般にそれと不可分なる磁場による直接的抵抗變化、光によるそれ等も考へられるが、最も問題となるのは熱現象、即ち溫度、との關係である。由來、電子の各方向に同一の確率をもつ如き運動は熱に關係し、その特殊方向への特に大なる確率をもつ運動が電流に係はるのを考へれば、溫度と電氣現象との密接性は容易に領ける。

(3) 黒鉛(及炭素)の固有抵抗と溫度との關係 扱そ

第5圖 黒鉛及炭素の抵抗-溫度曲線



の實驗結果であるが、向山博士に依れば第5圖の如くである。

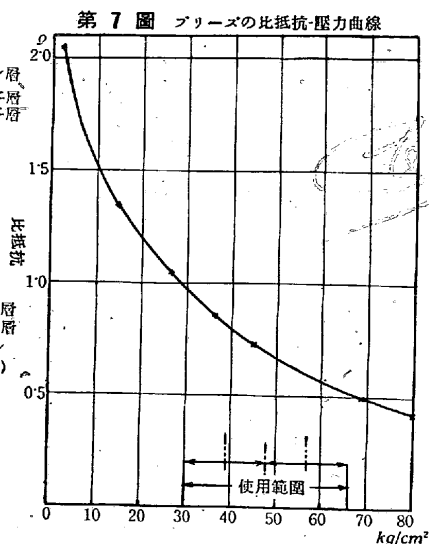
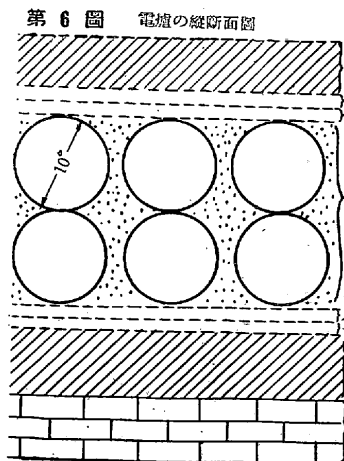
註 第5圖は體內比抵抗であるが、ブリーズのになると少し變てくる。詳細は尙判らぬが、溫度上昇は化學變化に密接に關係するからブリーズでは其の影響も仲々見逃せぬ。

例へば 100°C 以上になれば含有水分を旺んに蒸發する。600°C~700°C 邊りより酸化燃焼が始まる。但しそれが何處まで何の程度に續くかは、酸素 O₂ の供給條件如何に係はる。1,400°C 邊りで、金屬不純物は熔融する。と同時に、之等の金屬、土金屬又はそれらの化合物（特に砂）等はブリーズと複雑な化合物を作り熔融する。（一般に之等の化合物は低温では電氣の絶縁物だが、この邊りの溫度では相當の良導體になつてゐる。）そして色々の變換をへて、2,000°C 以上では再び分解、金屬（珪素）等を揮發してしまふ。（それと共に無定形炭素分の黒鉛化が始まる。）尙かゝる過程の抵抗に及ぶ大きな影響は粒子を互に熔着させて、粒が大となり、ブリーズ比抵抗を著しく低下させる點である。（もつとも、之は爐内に入れられた場合は生電極の含有する殘留有機揮發分の影響にもよるやうである。——但し純炭素が直接熔融して粒を大にするとは、一般に考へられてゐない。）尙又、高温では熱電子による抵抗低下も考へられる。こんな譯にて質的に考へただけでも仲々複雑で、ブリーズの抵抗-溫度曲線は第5圖とは違てくる。

2. 爐内抵抗分布

次に炭素電極及粒子を實際に爐内に装填した場合の抵抗分布を考察する。

(1) 爐長に直交する横断面に於る抵抗分布状態 まづ、爐長に沿う縦断面圖の一例は第6圖にある。電流は、周波數が餘り高くない限り、大體生電極の存在する層を流れる。さて、この層（假りに充填層と名付ける）のブリーズの抵抗であるが、その上部に載る層の重量及自らの重量のために下へゆく程壓縮されて抵抗は低下す。第7圖は常



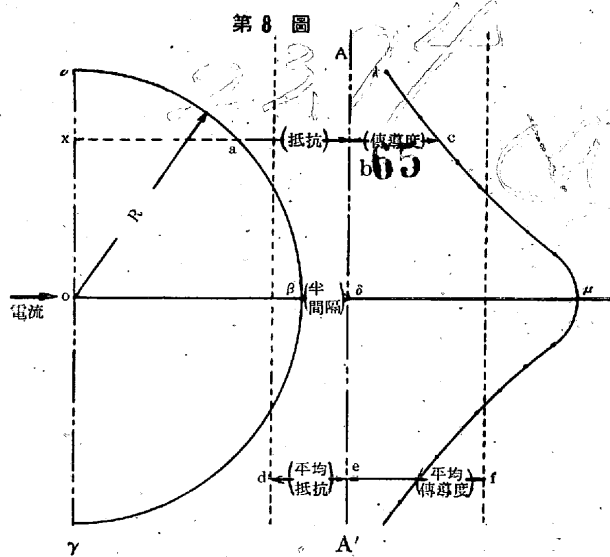
温に於る實測値である。

註 實際使用せる範圍は、壓力が 30g/cm² 乃至 66g/cm² である。（但し比重は 0.6g/cm³）。

この上下による抵抗の相違は望ましくない。之を減ずるには壓力に關して言へば、成るべく大きな壓力を上からかけることであるが、そして之は上部の層を厚くすること、例へば耐火煉瓦を並べたりすることに依り達せられるが、（且つ、それは爐の熱損失を防ぐ利點もあるが、）工業的にはそれだけ人手を要するのみならず、高温に於て塊状シリコニオンの斷熱層が互に熔着して、冷却後取壊すのに非常な手数を要する。又斷熱層が厚いときは、高温時、内部は層厚く良導體化し、爐能率を低下さす。

尙、ローラーをかける方法もあるが、この際は壓縮がブリーズの内部摩擦抵抗により下部には達し難いから却て都合がいゝ。（實際現在はローラーの代りに足で踏み固めてゐる）。

1.A. 圓筒型電極の影響 第8圖に於て、半圓 $\alpha\beta\gamma$ は中心 O、半徑 R なる生電極の切断面圖、 $\overline{A\delta A'}$ は二つの電極間の中心線である。（但し圖は間隔が直徑の 20% の例である。）



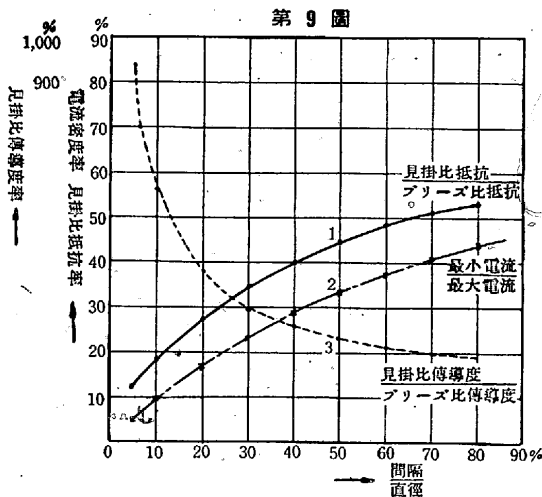
今爐に直流を通した場合、嚴密には無論電流線は互に平行にはならぬが、近似的に爐長に沿て平行だと假定する。次にブリーズの比抵抗は全體に均等だと假定する。

すると横断面 $\alpha\beta\gamma$ 上の任意の點 x の單位面積を流れる電流の抵抗は——計尺を適當に定むれば——半圓周 $\widehat{\alpha\beta\gamma}$ と電極間中心線 $\overline{A\delta A'}$ との距離 \overline{ab} となる。従てその傳導度はその逆數 \overline{bc} となる。

因みに電極は等電位面を形成してゐるから、傳導度 \overline{bc} はそのまま電流密度を従て亦發熱量を示す。

電極充填部の平均傳導度は從て \overline{ef} , 平均抵抗は \overline{de} となる。

かくして計算された生電極間の間隔に對する直徑の比が變化した場合の(見掛比傳導度/ブリーズの比傳導度), (見掛比抵抗/ブリーズの比抵抗) 及 (最小電流/最大電流) 又は(最小發生熱量/最大發生熱量) の各比との關係は第9圖の如くなる。



註 1. 使用状態ではブリーズの比抵抗は大體第1表の数値をとると考へらる。

第 1 表

	室 温	1,200°C~2,000°C
中央部比抵抗	0.67 Ω-cm	0.435 Ω-cm
上半層中央の比抵抗	0.82 Ω-cm	0.535 Ω-cm
下半層中央の比抵抗	0.60 Ω-cm	0.39 Ω-cm

之らの數値を第9圖の見掛比抵抗率その他に入れれば實際の値が得られる。もつとも實際には間隔板を用ひて先づ電極を並べ後からブリーズを上より投込んで、更にその上を足で踏みしめるから、隅の部分(第8圖のα又はγ)は壓縮率少くそれだけ抵抗は高くなる。

註 2. 間隔が狭くなれば、生電極部容積のブリーズ部の容積に對する比が大きくなる。從て同一形式に從て温度を上げた場合の生電極のみに要する全熱量と、ブリーズ及爐壁をも含めての全爐體を昇温するために要する全熱量との比は大きくなる。

即ち黒鉛化に要する生電極噸當りの消費電力は減少するわけである。從て能率はよくなり生産能力も亦増す。

もつとも上の歸結は爐内が一様に昇温することを前提としてのこと、實際の熱發生は、第9圖で見る如く、一樣ではない。今、ブリーズ内部で發生した熱が何處へも傳導せぬと假定すれば、最大電流の流れる部(電流方向に於る最短間隔部)は、そのブリーズの量の(電流に逆比例して)少きことに依り、最小電流部(最大間隔部)の温度に比し、遙かに高くなる。(電流比率の二乗になる)。——實際は無論傳導が行はれるから、温度分布は遙かに均等化される。

そして、その程度は電極及ブリーズの密度、比熱(つまり比熱容量)比熱傳導度それから昇温(又は加熱)過程により定まる。

詳説は止めるが、要するに比熱容量の大なる部分又は比熱傳導度の小なる部分では傳導が遅れ温度傾斜は大となる。又昇温過程が急なる程、温度傾斜は大となる、即ち不平均となる。尙電極に關しては兩側から對稱的に加熱する場合、傳導熱が中心に達する迄は温度傾斜は相當大だが、それ以後は著しく小さくなる。

從て間隔は相當狭くとも著しい温度分布の不平均は生じない——それにしても生ずることは避けられず。從て平均に昇温するものとして計算せる所要電力よりは、低温部を飽和するまで黒鉛化するために、少し餘計に電力を要する。即ち能率その他は幾分低下する。

更に温度分布の不均等からくる、電極の割れが、熱膨脹の不均等によるのでも——熱膨脹が固體膨脹によるのでも、或は内部發生揮發分の氣壓によるのでも——或は亦昇温過程の急激すぎるための内部の、揮發分壓による、歪力の増大によるのでも何れにしる、間隔の狭い場合は、かゝる割れを避けるために、温度上昇を緩くする要がある。——それだけ爐壁へ及び更に爐壁外へ失はれる熱量は増すことになり。(或はそれだけ見掛爐體熱容量は増すことになり) 所要全熱量は増し從て能率の低下は免れぬ。

次に間隔を狭くすればそれだけ平均抵抗は低下し、もしも變壓器その他の構造が定まつてゐるなら(從てリアクタンスが一定なら)電氣力率の悪化を來す。——之は變壓器容量が充分大きくないときには、黒鉛化不能又は不充分になる。それでなくとも少くとも温度上昇が遅れ、爐の能率及び生産能力は低下す。

もし充分容量があるなら爐の能率、能力は不變に保てるが、無効電力に相當する分だけ固定資本を澤山食ひ、又送電々力料も高くなる。

かくて、一概に間隔が狭いといふとは言へず、何んな間隔が最適かは(技術的には生電極の質——例へば揮發分量、機械的強度、膨脹係數等々の温度による變化——を考慮して昇温過程を定めた上)更に能率及生産能力を考慮して實驗的に定めるより他はない。

因みに、生電極が強ければ早く昇温する程得策である。

註 3. 生電極の充填部の深さを何れ位にしたが一番いゝかも同様の考慮を要する。由來爐能率は球型に近い程良く、亦、爐壁は概して厚い程良い。その點を考慮すれば爐の深さも幅も大きくする程良い筈であるが、共に抵抗を低下せしめすぎて能率よく(電氣力率よく)外部構造を作ることが困難になる。又、深さ又は幅を大にすれば、既述或は後述の諸原因その他偶因により抵抗從て電流分布の不均等を生じ易い。從てさう無闇に深く或は廣くなす譯にはゆかぬ。

因みに爐の深さは生電極の徑が定まれば種重ねの段數に當る。從て、問題は相異せる段目に當る電極層間の電流、黒鉛化等々の不均等如何になるわけである。

(2) 爐長に沿う抵抗分布 次に爐長に沿う抵抗分布を簡単に考へておこうと思ふ。

註 もしも製造すべき品が充分に澤山あれば、一爐に詰める生電極の型(直徑及長さ)及積重ね段數、間隔は一樣にすることが出來、全爐長に沿う抵抗分布は均等になる。從て、爐の兩端を別にして、大體一樣に黒鉛化される。

併し實際は型の統一を得難く、色々の徑、長さのものを同一爐に詰める要を生ずる。

扱充填電極の長さを l , 直径を D , 詰め段数を n , 電極間の間隔を d , プリーズの平均比抵抗を ρ_0 とすれば、この部分での平均見掛比抵抗 ρ は ρ_0 及 d/D の函數となる。(第9圖参照) 即ち

$$\rho = \rho_0 f(d/D)$$

但し $f(d/D)$ は d/D の値が大となる程大となる。

故にこの部の爐長に沿う單位 cm 當りの電氣抵抗 R_1 は近似的に

$$R_1 = \rho_0 \cdot f(d/D) / (l \cdot n \cdot D) \dots \dots \dots (2)$$

となる。

爐長に沿う電流は何の断面に於ても同一であるから、從て各断面(單位爐長當りの)發生熱量はこの R_1 に比例する。

ところで爐の單位長當りの全熱容量であるが、まづ爐内容(充填部)の見掛比熱容量は(證明は略すが)餘り昇温過程に關係しないで、まづ d/D に關係する。生電極の比熱容量はプリーズの約 2.5 倍であるから、 d/D を小にする程、平均比熱容量は大となる。次に内容の斷面積 $l \cdot n \cdot D$ に比例する。内容物の比熱容量(及其の温度による變化)に比例的に關係するのは言う迄もない。

次に爐壁への熱損失を爐内容の熱容量に換算したものは(詳説は略すが、その爐内容の達した最高温度及上昇過程に關係し、例へば既述の如く同一温度まで直線的に昇温する場合は、昇温速度が小さい程爐壁換算熱容量は大となり、又同一速度で直線的に昇温する場合は、最終温度が高くなる程大となる等仲々複雑であるが、尙こゝでは)斷面の形及大きさに關係する、大雑把に言へば斷面が大となる程、それだけ爐壁換算熱容量も大となる。

かくて之等のことを考慮して、各部の單位長當りの見掛全熱容量と抵抗との比を同一ならしむる如くなすを要する。が實際問題としては成るべく斷面積を均等にし d/D を一定にするやう努める程度である。

註 プリーズの抵抗は 1.-(3) により大體温度が高くなる程低下すると考へてよい。從て爐長に直交する横斷面に於る抵抗の分布不均等は、何れかと言へば終り迄續く傾向がある。即ち抵抗の低い部分には電流が餘計に流れ從て發熱も大に昇温も早く益々抵抗を低め分布不均等を大にすると言ふ工合にである。

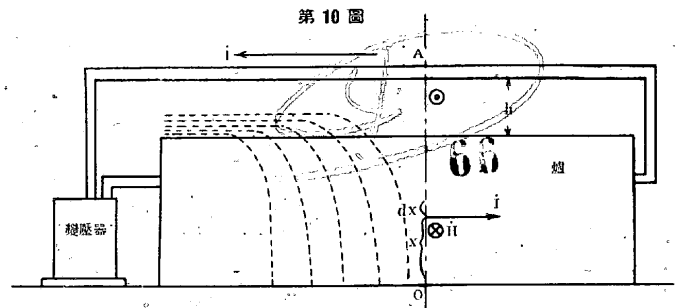
之に反し爐長に沿ふ分布不均等は何れかといへば一樣にならうとす。即ち高抵抗部は發熱大に昇温早く、從て抵抗も低下が相對的に早くなるからである。(事實、始めは爐長に沿ふ各部の實測温度値が相當ひらいてゐても、高温(1,800°C以上)になると殆ど差がなくなる)。

3. 負荷時の諸現象

(又は諸効果)

次に實際の使用状態に於る諸効果を抽象的に取扱てみることにする。まづ、負荷時には、當然電磁場を生じ、その結果として色々の電磁氣的機械力を生ずる。即ち電場と電荷の存在に依る靜電氣的機械力、磁場と磁荷の存在による靜磁氣的機械力、それから磁場と電流の存在による動電磁氣的機械力である。まづもつとも大なる作用をもつと考へられる第三の力より計算する。

(1) 電流の存在する物體に及す磁場の機械力 今、第10圖の如く導電帯が爐上にある場合を考へる。取扱を簡



單になす爲、爐も導體も(紙面に垂直な方向及爐長方向に)無限に擴がるとする。又抵抗分布も一樣とす。[3.-(3) 及(4) 参照]

任意の垂直面 OA と爐底との交線を O , 爐内の任意高 x の電流密度を I , 磁力を H とすれば

$$dH = 0.4\pi I dx \dots \dots \dots (3)$$

なること容易に領ける。但し H は電磁單位, I は實用單位。尙以下英字の上に點をうつたのは交流ベクトル。近似的に I は一定なれば

$$H = 0.4\pi I x \dots \dots \dots (4)$$

因みに爐底では $H=0$ であるから、

從て單位體積のプリーズに加はる平均機械力: F は底に向て

$$F = H \times 0.1 I \text{ ダイン} \\ = (0.04\pi/980) I^2 x \text{ 瓦重} \dots \dots \dots (5)$$

實例を示せば全電流 15,000 アンペア, 爐斷面 60cm x 170cm として、爐の上部で 0.017 瓦重, 即ち自重(プリーズ比重)の約 3%. 爐底で 0.43 瓦重の壓力増加となる。第7圖を参照して底部では比抵抗が 6% 減少することになる。即ち電流分布は變てくる。

次に上述の定常機械力の他に振動力としての作用も見逃



せぬ。詳しい実験表はもたぬが、ともかくも其れが抵抗を (特に尙充分ブリーズがしまつてゐないとき、或は燃焼により密度が低下せるとき、ブリーズを落着かせることに役立ち) 相當低下させることは異論ない。

註 かくてピンチ効果は、僅かながら兎も角も全抵抗を低下せしめリアクタンスを増して電氣力率を低下させる。

(2) 靜電氣的及靜磁氣的機械力 實は之らの力は電壓低く、又、磁性體の存在せぬ本爐では問題にならぬ。従て概略を述べるに止める。

即ち電場の強さを \mathcal{E} (以下獨逸文字は總て空間ベクトル) 誘電率を ϵ 、ブリーズの密度を σ 、電荷密度を ρ 、電場による力の密度を \mathcal{R}_e とすれば—— ϵ が σ の一意的函数と考へられる場合には

$$\mathcal{R}_e = \rho \mathcal{E} - (1/8\pi) \mathcal{E}^2 \text{grad} \epsilon + (1/8\pi) \text{grad} \{ \mathcal{E}^2 (d\epsilon/d\sigma) \cdot \sigma \}$$

第1項は電場の眞電荷に及す力であり、第2項は誘電率が場所と共に變る場所で (例へば絶縁體が眞空中に面する面では、其の面に直角に絶縁體を眞空中に引込まうと) 作用する力であり第3項は密度變化を伴ふやうな特殊作用力 (絶縁體が彈性體ならばエレクトロ・ストリクシヨンの現象を生ずる力) である。

ところが \mathcal{E} 又は b ($=\epsilon \mathcal{E}$) (電氣變位ベクトル) は電流が通てゐる層では、端電壓最大 200V として電流方向に 0.004/cm (e.s.u.) である。又シロキシコン斷熱層 (爐表) では變壓器端で大體垂直方向に 0.02/cm (e.s.u.) である。 ϵ の値が 0~100 と假定しても第2項及第3項は互重に換算して、 10^{-7} より小さく問題にならぬ。尙又、第1項は 3.-(3) で計算される如く、爐表面電荷密度が $10^{-4} \epsilon$ (e.s.u.) ならば、之亦、互重に換算して、 10^{-8} 以下で、ブリーズの比重に比し問題にならぬ。

次に磁場の強さを \mathcal{H} 、導磁率を μ 、ブリーズ密度を σ 、磁場による力の密度を \mathcal{R}_m とすれば、 μ が σ の一意函数と考へられる場合には

$$\mathcal{R}_m = -(1/8\pi) \mathcal{H}^2 \text{grad} \mu + (1/8\pi) \text{grad} \{ \mathcal{H}^2 (d\mu/d\sigma) \cdot \sigma \}$$

となる。第1項は導磁率が場所と共に變化する場所で作用する力であり。第2項はマグネト・ストリクシヨン現象に關係する力である。

ところで \mathcal{H} の値は 15,000 A のとき爐表面 (最大部) で約 10^3 程度であるが μ が 10^{-6} 程度であるため互重で 10^{-6} 程度となり問題にならぬ。

(3) 電氣容量 次に電磁場の存在は、電爐をインダクタンス及キャパシターをもちものとして考へすべきを要求する。しかも之らは定常状態と共にそれに至る迄の過渡現象をも考へることを求める。が今は (直接關係がないから) 略して定常状態に考へを止める。まづ電氣容量について、今第 10 圖に於て、變位電流を考へれば等電位面は近似的に點線の如くなるのが豫想される。

爐體内部では

$$\mathcal{E} = i + 1/4\pi \cdot \partial b / \partial t \dots \dots \dots (6)$$

$$\text{及 } \text{div } \mathcal{E} = 0 \dots \dots \dots (7)$$

但し \mathcal{E} , i , $1/4\pi \cdot \partial b / \partial t$ は夫々全電流、傳導電流及變位電流である。

或は (6) は

$$\mathcal{E} = \sigma \mathcal{E} + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\epsilon}{4\pi} \mathcal{E} \right) \dots \dots \dots (8)$$

但し σ , ϵ は夫々傳導率及誘電率である。

ところでブリーズでは $\sigma = 10^{12}$ (e.s.u.) ϵ はよくは知られてゐないが 10^2 以下。従て (8) の第2項は商用周波數では問題にならぬ。故に (7), (8) [又は (6)] から

$$\text{div } i = 0 \dots \dots \dots (9)$$

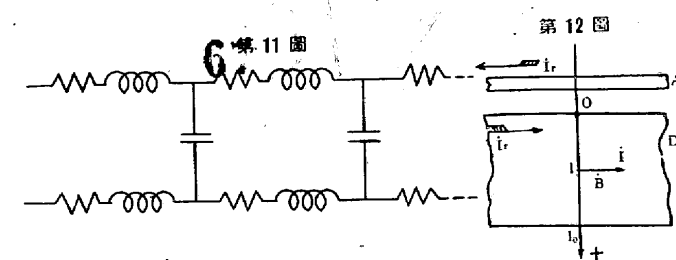
しかるに

$$\text{div } i = -\partial \rho / \partial t \dots \dots \dots (10)$$

但し ρ は電荷密度。従て爐内では傳導電流は聯續で、且つ電荷變化は考へなくてよいことになる。即ち、唯爐表面に集積する電荷變化のみを考へればよいことになる。或は電氣容量は爐表面と導電帶表面との間にあると考へてよくなる。ところで爐の單位長當りの電氣容量 C は、近似的に爐表面と導電帶とが相對向する平面と考へて

$$C = \epsilon D / (4\pi h) \dots \dots \dots (11)$$

但し D , h は夫々爐幅及爐表面と導電帶表面との間の距離である。(第 11 圖)



$D=170\text{cm}$, $h=100\text{cm}$ を代入すると、 C は $10^{-13} \epsilon$ フアラッドの桁となる。従てリアクタンス $1/(\omega C)$ は大體 $10^{10} \epsilon \Omega$ の桁となる。之は後に計算される單位爐長當りのイムピーダンス ($\approx 10^{-5} \Omega$) に比し問題にならぬ。(之は C

を流れる變位電流と爐内傳導電流とを比較しても判る。前者の $10^{-8} \epsilon A$ の桁に對し、後者は $10^{+3} A$ の桁である) かくて爐内電流は比抵抗が均等に分布する限り爐長に沿って平行になる。

註 尙、單位面積當の電荷は

$$Q = C V/D$$

より V を爐體と導電體間の最大電壓(變壓器側) $200 V$ とを以て $10^{-4} \epsilon$ (e.s.u) 又は $10^{-13} \epsilon$ クーロンの桁となる、

(4) 電磁誘導 次に電場のエネルギーに關係する電気容量に對應して、磁場のエネルギーに關する自己誘導、從て又交流による表皮作用を考へてみることにする。

第 12 圖にて D を爐體、 A を導電帶とする。簡單のため、各は均等な物質よりなり、水平方向に無限に擴がると假定す。3-(3) により電流は爐長に平行であるから、從て磁束は爐長及垂線に直角になり從て亦磁束の時間的變化による反抗起電力は軸に平行になり。そこで爐内等電位面は爐長に直角になるのが容易に證明される。

今電流方向に直角な垂直面との交はりを $\overline{O}l_0$ とす。 l_0 は爐の深さである。又、爐長に沿う單位長當りの外から加へた全電壓を E_1 同しく A, D 間の磁束による反抗起電力を E_2 とすれば

$$\dot{E}_0 = \dot{E}_1 - \dot{E}_2 \dots \dots \dots (13)$$

は、爐内の磁束變化による反抗起電力及抵抗に打克つために外から加へた電壓となる。

扱、深さ l に於る電流密度を \dot{I} 、磁力を \dot{H} 、磁氣感應度を \dot{B} とすれば、

$$d\dot{H}/dl = 0.4 \pi \dot{I} \dots \dots \dots (14)$$

$$\text{又 } \dot{B} = \mu \dot{H} \dots \dots \dots (15)$$

但し μ は導磁率である。

爐體內磁束變化により生ずる反抗起電力を \dot{E} とすれば

$$d\dot{E}/dl = -j 2\pi f \dot{B} 10^{-8} \dots \dots \dots (16)$$

$$\text{但し } j = \sqrt{-1}$$

(13) により

$$\dot{E}_0 = \dot{E} + \dot{I}/\lambda \dots \dots \dots (17)$$

但し λ は爐體の平均比平氣傳導度。

$$\dots \partial \dot{E}/\partial l = -1/\lambda \partial \dot{I}/\partial l \dots \dots \dots (18)$$

(18) を (16) に代入して

$$\partial \dot{I}/\partial l = j 2\pi f \lambda \dot{B} 10^{-8} \dots \dots \dots (19)$$

(19), (14), (15) より

$$\partial^2 \dot{I}/\partial l^2 = 0.8 j \pi^2 f \lambda \mu \dot{I} 10^{-8} \dots \dots \dots (20)$$

この解は

$$c^2 = a^2 f = 0.4 \pi^2 10^{-8} \lambda \mu f \dots \dots \dots (21)$$

とをけば

$$\dot{I} = A_1 e^{c(1+l)} + A_2 e^{-c(1+l)} \dots \dots \dots (22)$$

扱又 (19) より

$$\begin{aligned} \dot{B} = & [-j/2\pi f \lambda] \{ A_1 c(1+j) e^{c(1+l)} \\ & - A_2 c(1+j) e^{-c(1+l)} \} 10^{-8} \dots \dots \dots (23) \end{aligned}$$

但し ϵ は自然對數底數

$l=l_0$ にて $\dot{B}=0$ なれば

$$A_1 \epsilon^{c(1+l_0)} - A_2 \epsilon^{-c(1+l_0)} = 0$$

$$\dots A_1 = A_2 \epsilon^{-2c(1+l_0)} \dots \dots \dots (24)$$

之を (22) に代入すれば

$$\dot{I} = A_2 \{ e^{-2c(1+l)} \log e^{c(1+l)} + e^{-c(1+l)} \} \dots \dots (25)$$

爐幅、單位長當りの全電流を \dot{I}_T とすれば

$$\begin{aligned} \dot{I}_T = & \int_0^{l_0} \dot{I} dl \\ = & \{ A_2/c(1+j) \} \{ 1 - \epsilon^{-2c(1+l_0)} \} \dots \dots (26) \end{aligned}$$

$$A_2 = \dot{I}_T c(1+j) / \{ 1 - \epsilon^{-2c(1+l_0)} \} \dots \dots (27)$$

(25) は

$$\begin{aligned} \dot{I} = & [\dot{I}_T c(1+j) / \{ 1 - \epsilon^{-2c(1+l_0)} \}] \times \\ & [e^{-2c(1+l)} \log e^{c(1+l)} + e^{-c(1+l)}] \dots \dots \dots (28) \end{aligned}$$

絶對値 $|\dot{I}|$ は

$$\begin{aligned} |\dot{I}| = |\dot{I}_T| & \sqrt{2c \sqrt{\epsilon^{2c(1-2l_0)} + \epsilon^{-2c(1+2l_0)} + 2\epsilon^{-2c} \cos 2c(1-l_0)} \\ & \sqrt{1 - 2\epsilon^{-2cl_0} \cos c l_0 + \epsilon^{-4cl_0}} \dots \dots \dots (29) \end{aligned}$$

從て $l=0$ にて

$$\begin{aligned} |\dot{I}_0| = |\dot{I}_T| & \sqrt{2c \sqrt{\epsilon^{-4cl_0} + 2\epsilon^{-2cl_0} \cos 2cl_0 + 1} \\ & \sqrt{1 - 2\epsilon^{-2cl_0} \cos 2cl_0 + \epsilon^{-4cl_0}} \dots \dots \dots (30) \end{aligned}$$

$l=l_0$ にて

$$|\dot{I}_{l_0}| = |\dot{I}_T| \frac{2\sqrt{2} c \epsilon^{-cl_0}}{\sqrt{1 - 2\epsilon^{-2cl_0} \cos 2cl_0 + \epsilon^{-4cl_0}}} \dots \dots (31)$$

$$\frac{|\dot{I}_l|}{|\dot{I}_0|} = \frac{2 \epsilon^{-cl_0}}{\sqrt{\epsilon^{-4cl_0} + 2 \epsilon^{-2cl_0} \cos 2cl_0 + 1}} \dots \dots (32)$$

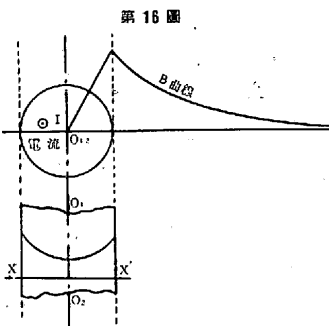
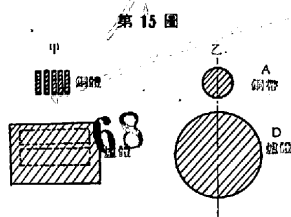
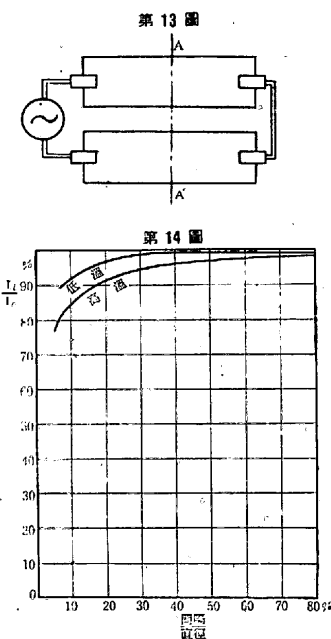
ところで實例について言へば、第 1 表及第 9 圖から電極を充填した場合の平均の比電気傳導度を求め、之を (20) に代入、 c を求め更に $l_0 = 60 \text{ cm}$ として (32) に代入 $|\dot{I}_l/\dot{I}_0|$ を求める。

併し、その結果はブリーズの平均比抵抗を室温で $0.67 \Omega\text{-cm}$, $1,200^\circ\text{C} \sim 2,000^\circ\text{C}$ で $0.435 \Omega\text{-cm}$ として、生電極

間距離と直径の比 K が 5% 以上になると、 $|I_1/I_0|=100\%$ である。(但し高温で K が 5% のとき $|I_1/I_0|=99\%$ となる)。即ち表皮作用は、この際見られぬ。

註 1. もつとも高温では質はブリーズが互に接着して粒子の大きさを増し、抵抗を減ずるから表皮作用は現はれる。

又、第 13 圖のやうに爐を二つ並べて電氣的に直列に接続すれば、 l_0 が 150 cm 以上になり、低層部(特に高温で生電極間の距離が近いとき)は表皮作用が現はれる。即ち互に向合した内側へ電流が寄る。その計算結果を圖にしたのが第 14 圖である。



註 2. 實際の負荷曲線から爐抵抗を計算すると〔後述〕比抵抗は中温 1,400°C 以上で、 $0.035 \Omega\text{-cm}$ 以下になる。之であると深さ 60 cm として $|I_1/I_0|=98\%$ となり表皮作用がみられる。又第 14 圖は表皮作用がもつと甚だしくなる。

ところで實際の電爐は(上で取扱たような平板であるよりも寧ろ)角柱である。爐長に垂直な横断面圖は第 15 圖甲である。但し質的考察には二つの圓壙と考へて充分である。(第 15 圖乙)

まづ前提として一つの圓壙に直流を通したときの磁束分布を考へてみる。(第 16 圖) 断面の中心 O_{12} 、半径 R_0 、全電流 I_T 、電流密度 I とすれば、中心より R なる點の磁束密度 B は

$$B = 0.2\pi \mu R I = 0.2\mu (R/R_0^2) I_T \dots (33)$$

但し $R \leq R_0$ 、又 μ は導磁率

$$B = 0.2 \mu' I_T / R \dots (34)$$

但し $R \geq R_0$

即ち圓壙内では B は R と共に直線的に増しその傾斜は R_0 の二乗に逆比例する。外では R_0 に無關係で R に逆比

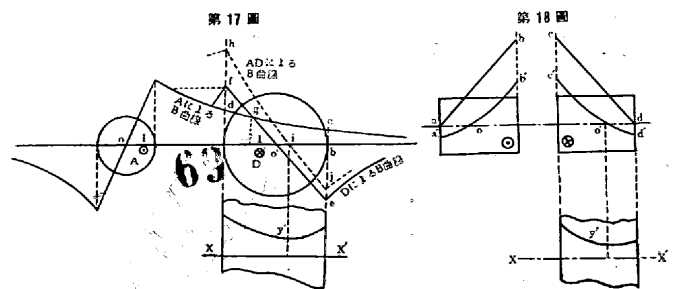
例する。

今直流の代りに交流を通ずるとする。圓壙の周圍に比し中心部はその交叉する磁束が大であるから、從てそこに生ずる反抗起電力は大となる。從てもしも比電氣抵抗 ρ が零ならば電流は完全に周圍に寄ってしまう筈である。(と共に圓壙内平均磁場エネルギーは零となり、從て内部リアクタンスは零となる)。反對にももしも比電氣抵抗が甚だ大ならば、抵抗に依る電壓降下に比し、磁束に依る反抗起電力は問題にならなくなり、断面に於る電流分布は一様になる。即ち磁束と抵抗とはこのような場合、反對効果を電流分布に與へる。そして一般には磁束密度に比し抵抗が小さくなればなる程、(又周波數が大となればなる程)表皮作用は顯著となる。(と共に内部リアクタンスは小さくなる)。そしてこの事は微小部分についても言はれる。即ち電流の流れてゐる微小部分の比抵抗が小さく、その部の磁束密度の(時間的變化)が大きい部分程、電流密度分布の最大傾斜度 ($grad I$) は相對的に大となる。例へば、この例で圓壙の周圍程磁束密度が大であるから電流密度分布の傾斜度は周圍程大で、磁束密度の零なる中心では傾斜度も零なること容易に想像される。(直径に沿う電流密度分布は第 16 圖で XX' 軸に對し y 曲線で示される)。因みに (19) 式

$$\partial I / \partial l = j 2\pi f \lambda B 10^{-8} \dots (19)$$

は電流密度の空間での變化(グラジエント)が、その部の比傳導度及磁束密度の時間的變化の大きさに比例することを示してゐる。

次に他の圓壙 A による D 内電流分布への影響を考へてみる。 A, D に往復する直流を流した場合 $ao'b$ 線上の A による B 曲線、 D による B 曲線及 A, D による B 曲線は夫々 $dgc, fo'e, hij$ となる。(第 17 圖)



即ちこの圖から交流を通したとき、電流分布が何うなるかについて、容易に推論できることは A 圓壙に電流のない場合に比し、 D 圓壙の交流密度分布は、先づ A 側に近い部分 (a) に他側 (b) よりも大なる傾斜部が出来ること、無傾斜部が中心 (o') から A と反對側 (i') へ移ること、從

て電流分布は y' のようにならねばならぬこと、そして之等の變化は A, D 兩圓場が近付く程、そして A の直径が小さくなる程大きく現はれることである。

註 3. 第 13 圖の爐長に垂直な横断面圖を第 18 圖とする。今直流を流した場合の磁束分布を考へるに、第 14 圖の算出に前提された假定を用ひれば、それは oo' 線上で ab 及 cd となる。しかるに實際は(無限平面でなく角柱だから)同一電流密度で生ずる磁束密度は自身によるのも他のに依るのも共に弱く、(約半分又はそれ以下)従て $a'b'$ 及 $c'd'$ となる。従て第 14 圖程の影響に現はれない。特に離れる程さなる。

註 4. 實際使用中のをみると、導電帯の真下は(導電帯を圓場とみた場合の直径が小さく従て亦その中心との距離が近い)磁束密度も大きく、特に早く加熱され灼熱するのが見受けられる。この事は更にこの部の比抵抗を低下させることになり、更に上層にをかかれたシロキシン断熱層を良導體化し益々電流密度を大ならしめるようになる。

尙、最近、導電帯を二つに割つて第 19 圖のようにする方法が採用されてゐるが、之は、斯うした電流の引寄作用で(爐壁への熱放出だけでも電極の兩端が焼けにくいのに)、更に電極兩端の黒鉛化が遅れることによるよりも寧ろ電爐の熱反射による銅導帯の過熱(従て許容電流の低下)を避け、特に力率をよくするためである。因みに過熱をさけるために(空冷その他色々な方法があるが、一般には)距離をあげ、そのため力率を悪くする。

又導體を爐底側にをくのは、爐の輻射熱を避け得、従て亦爐體に近付け得て電気力率をよくする利點があるが、唯きへ自重による抵抗分布不均等の關係から下部程餘計熱せられるのに、その上引寄により電流を下部にまし、熱むらをまし又爐底を早く傷める缺陷をもつ。(尙操作上の問題は略す)。

註 5. 實際には其の他色々な二次回路が出来てゐて、その影響も馬鹿にならぬが略す。

4. 負荷時の爐のイムピーダンス計算

まづ (17) から $l=0$ に於て $E=0$ ならば

$$E_0 = I_0 / \lambda \quad (35)$$

(28) から

$$I_0 = I_T \frac{c(1+j) \{e^{-2c(1+j)l_0} + 1\}}{\{1 - e^{-2c(1+j)l_0}\}} \quad (36)$$

(35), (36) から内部磁束による見掛イムピーダンス Z は

$$Z = E_0 / I_T = \frac{c(1+j)}{\lambda} \frac{\{1 + e^{-2c(1+j)l_0}\}}{\{1 - e^{-2c(1+j)l_0}\}} \quad (37)$$

$$= \frac{c(1 - e^{-4cl} + 2e^{-2cl_0} \sin 2cl_0) + jc(1 - e^{-4cl_0} - 2e^{-2cl_0} \sin 2cl_0)}{\lambda(1 - 2e^{-2cl_0} \cos 2cl_0 + e^{-4cl_0})} \quad (37')$$

$$= R + j\omega L_i \quad (37'')$$

之に實際の値を代入して計算すればいゝのであるが、その結果は(豫想される如く)抵抗は直流値と高温、低温ともに餘り變りない。そこで爐抵抗の計算であるが、平均比抵抗 ρ , 全長 L , 断面積 S とすれば全抵抗 R は

$$R = \rho L / A \quad (38)$$

より簡単に計算される。即ちブリーズ比抵抗室温で $0.67 \Omega\text{-cm}$, 高温で $0.435 \Omega\text{-cm}$, 電極充填係數 K (間隔と直径との比) $10\% \sim 20\%$ (平均 15%), 全長 $1,750 \text{ cm}$, 断面積 $170 \text{ cm} \times 60 \text{ cm}$ とすれば、

$$R = 2.65 \times 10^{-2} \Omega \text{ 室温}$$

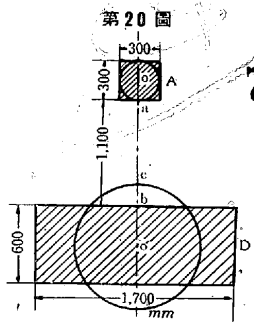
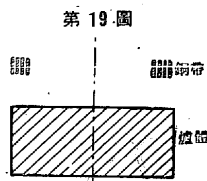
$$R = 1.71 \times 10^{-2} \Omega \text{ 高温}$$

となる。

次に断面積 $30 \text{ cm} \times 0.6 \text{ cm}$, 長さ $2,250 \text{ cm}$ の帯を並列に 8 枚からなる銅導體の全抵抗は、直流値で $2.67 \times 10^{-5} \Omega$ である。ところで 60 V での銅の電流侵透度は 0.82 cm である。従て交流抵抗も直流のものと大差はない。従て、負荷抵抗は爐に全部あると考へて差支へない。

實測してみると大體之よりも低く、特に高温部は $(0.5 \sim 0.7) \times 10^{-2} \Omega$ 程度に低下する。之は生電極及ブリーズを爐に入れてから足でブリーズを踏固めるため、シロキシン塊をその上へどんどん落すため、生電極を爐内に積重ねる際、操作上の便宜から積重ねを稍斜めにする事によりブリーズに自重以上の壓力が加はり比抵抗が低下するため、又振動壓によるブリーズの落着のため、特に高温では熔着してブリーズの粒子が大きくなり抵抗が低下するため又爐壁(特に断熱層)にも電流が通じたため等々によるものと思はれる。

次に爐のリアクタンスであるが實際問題としては餘り精確に出すを要せぬから、近似的に爐體及銅導帶の各を圓場と考へて、まづ外リアクタンスより計算する。(第 20 圖)一邊が 30 cm の方形にをさまる銅導帶群を半徑 15 cm の圓場にをきかえ、次に幅 170 cm , 深さ 60 cm の爐體を半徑 $(170 \text{ cm} + 60 \text{ cm}) \div 2 = 57 \text{ cm}$ の圓場にをきかえ、之より A, D 間の磁束による外リアクタンスを計算する。その結果は單位長當 $2.27 \times 10^{-6} \Omega/\text{cm}$ である。全長は $1,750 \text{ cm}$ であるから、それを乗すれば爐部分の ωL_0 はでるわけである。次に爐兩端の導電部を亦別に同様にして(或はその他の簡



70

單な方則に従て) 計算し、それを加えれば全體の負荷時の外リアクタンスが出るわけである。が疎略に取扱て導出部の長さ 500cm を爐全長に加へせて計算すると $5.1 \times 10^{-3} \Omega$ となる。次に(37)より爐内リアクタンスは幅 170cm 深さ 60cm, ブリーズ比抵抗は室温で $0.67 \Omega\text{-cm}$ 高温で $0.435 \Omega\text{-cm}$, 電極充填係數 K 15% として單位爐長當り. ωL_1 は室温で $5.65 \times 10^{-7} \Omega/\text{cm}$, 高温で $5.6 \times 10^{-7} \Omega/\text{cm}$ である。(因みに爐の平均比抵抗が高温時の更に 1/3 に低下しても, ωL_1 の値には殆んど變化はない)。そこで全爐内リアクタンスは上の値に爐長 1,750cm を乗すればいいが, 疎略に取扱て導出部の長さ 500cm を更に加へて計算すれば, 大體 $1.25 \times 10^{-3} \Omega$ となる。次に銅導電帯の内部リアクタンスであるが圓塔として計算すれば約 $5 \times 10^{-4} \Omega$ となる, もつとも, 之は圓内に實際生じてゐる筈の磁束を省略してゐるから小さすぎる。

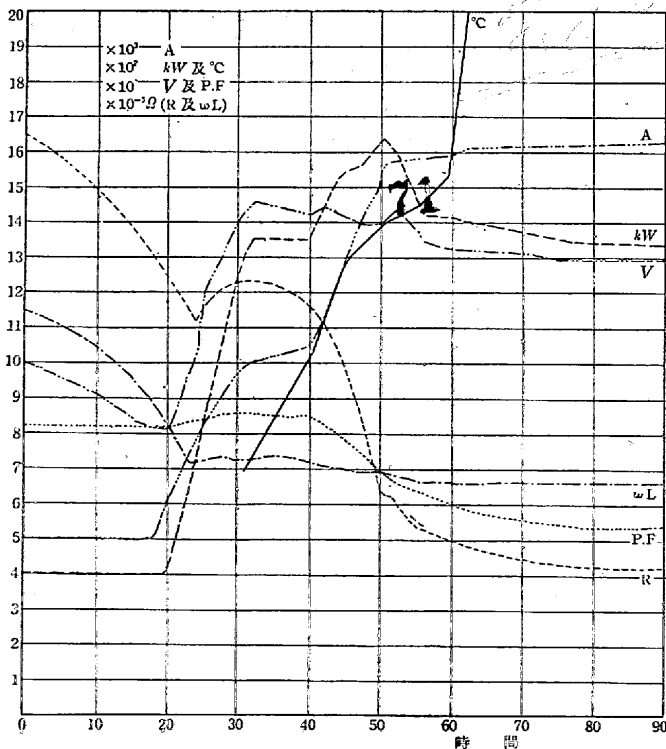
かくて全リアクタンスが概略 $6.4 \times 10^{-3} \Omega$ となる。之は大體實測と一置する。

註 爐のリアクタンス計算は徑の異なる住復二線條の有する自己誘導係數計算の公式を用ひれば結構である。尙かく疎略に取扱ていゝのは 爐内抵抗分布が 2 で述べた如く一樣でないのみならず, 温度上昇と共に, それが相當變動を示すからである(第 21~23 圖参照)。

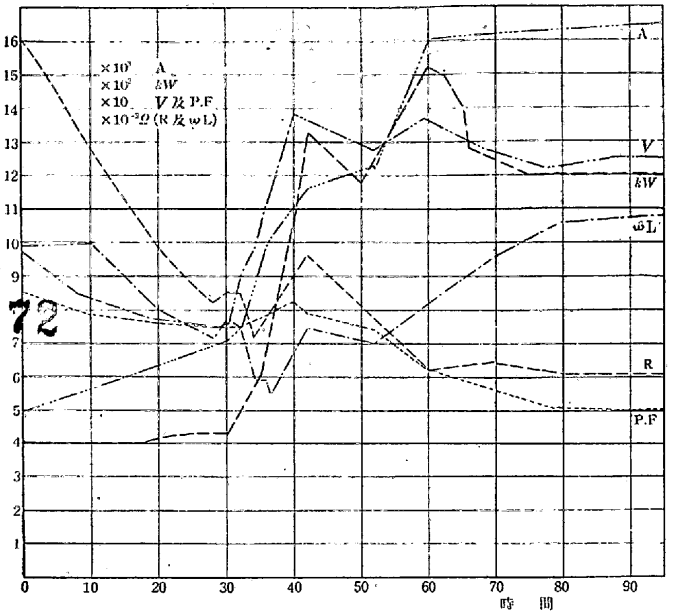
5. 負荷特性曲線

最後に負荷特性曲線を御目にかける、第 21 圖は實例で

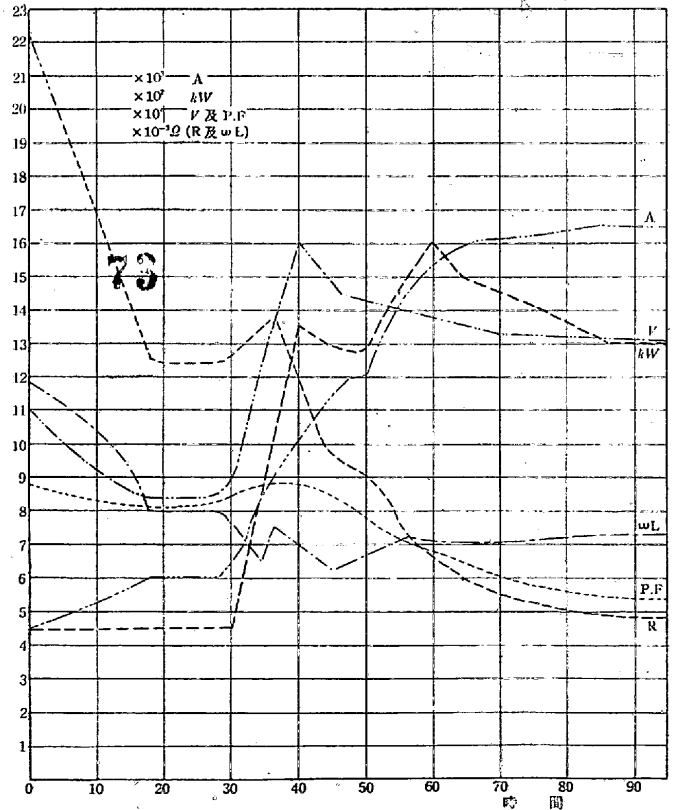
第 21 圖



第 22 圖



第 23 圖

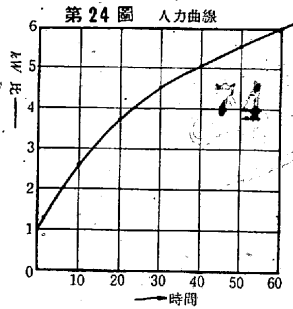


ある。V 負荷電壓, A 負荷電流, KW 入力, P.F. 電氣力率, R 實效抵抗, ωL リアクタンス. °C 爐内温度。

尙, 温度は實は 10" 直徑のものを二段積した部分の上側のものゝ端面近くの温度を光學高温計で測定したものである。従て平均爐内温度ではない。又計器の關係上(特に低い値の部分は)測定には相當の誤差がはいつてゐるものと思はれる。尙又温度測定その他の結果が少し不足して

るので、大した結論は得られないが、以下少し之等の結果について(多分に質的に)考察してみたいと思ふ。

註 入力曲線は生電極の強度(そして、それは熱膨張係數、弾性係數、耐破壊力、比熱、熱傳導度等)に關係し、それからブリーズの熱傳導率、比熱、特に爐壁のそれら(又は熱損失)に關係する。併し大體爐溫度(平均)が直線的に(但し 2,000°C 邊りまで)上昇することが望ましいとされてゐる。そして、其のためには溫度と比熱關係及爐壁よりの傳導熱損を考へて形式的に第 24 圖のよりになるのが望まれてゐる。自第 21~23 圖は必ずしも其の通りなつてをらぬ



が、之は多分に仕事上の便宜及變壓器からくる制約による。
註 2. 爐インピーダンスの考察には、(抵抗が溫度の函數であり、内部リアクタンスがその亦抵抗の函數であるのを考へただけでも)何よりも爐の溫度分布を知ることが必要である。そして其のためには無論逆に電力(入力)曲線及抵抗分布を知る要があるが、その他に爐各部の比熱容量(比熱×比重)及熱傳導度を知る要がある。——併し、それは餘り、複雑になるので、この度は略して簡単に曲線の跡を辿てみることにする。

扱 [1, 3. で述べたことで判るやうに] 全抵抗は爐溫度(平均)の上昇と共に、次第に低下する筈である。特にブリーズ溫度 900°C 邊りから急になる筈である。(第 5 圖参照——但し 1,200°C 以後も同註で述べた如く抵抗は低下しゆく。ところで第 21 圖より第 23 圖で低温部が抵抗が甚だ急に低下してゐるが、之は計器誤差にもよるが、又電磁的機械振動力によるブリーズの落着及それに伴ふ生電極の動かからくるブリーズの壓力増加にもよると思はれる。(含有水分蒸發の影響もあるかも知れぬ)。

次に 700~800°C で抵抗が増してをるが之はブリーズの酸化燃焼により粒子が小さくなり、且つ一時壓縮度が低下するためと思はれる。(尙、この燃焼は爐内に介在する空氣がなくなれば終る譯である。従て一時的現象で、其の後は再び機械的震動その他で壓縮度をまし抵抗も低下する。もつとも爐床その他が不完全だと其處から空氣が流入し聯續燃焼をみることになる)。尙、中温以上になれば爐體(壁床及上置)の熱傳導度と共に電氣傳導度が次第に増大してくるから、其のためにも抵抗は低下する。

全リアクタンスについて言へば外部リアクタンス及内部リアクタンスは大體不變の筈である。(4. 参照)しかるに第 21 圖では餘り明瞭ではないが第 22 圖及第 23 圖では、中温以上でリアクタンスの増大が相當出てゐる。之の原因は、先づ電流分布は爐内で(2. 参照)始め下層に大、従て發熱量も大。今爐壁その他への熱損を加えての見掛比熱容量を上下層とも大體同一と抑えれば、溫度は下層に早く昇る。ところで抵抗-溫度曲線の微分係數は負であるから(1-3 参照)下層は益々電流分布が大となる。(特に負微分係數が大なる部分程、分布不平均は大となる)。即ちリアクタンスは増す。——例えば爐のある垂直斷面を考へるとき、その部の溫度が 900~1,200°C のところが電流分布は飛躍的に下層に大になる筈である。もつとも爐長に沿ふ抵抗分布従て溫度分布の不平均が一般にあるから全リアクタンスとしては緩やかに變化する。(もつとも、もしも第 5 圖の如く 1,200°C 以上で抵抗變化がなくなるなら電流分布は再び元に戻る筈である。併し、その後もブリーズの熔着、振動その他で抵抗の低下があるから、過渡的亂れを伴ひつゝ全リアクタンスは徐々に増大する筈である)。尙爐構造上熱損は何うしても爐床よりも上置の方が大であるから、尙更下層の方が高温になる。(もつとも、高温になる程放散熱熱量は著しく増すから、此の作用は相當緩和される)。尙中温以上になれば爐體(床、壁、上置)自身に、その内側より(特に床から)電流が流れたすが之の ωL への影響は何れとも言へぬ。

因みに 700~800°C の燃焼部では抵抗-溫度(微分)係數はむしろ逆に正であるから、リアクタンスへの影響は之亦逆になる。もつとも微分係數が正の後、再び負になるから、全リアクタンスとしては、既述の理由で其の變化は一部互に打消し合うこともある。

尙低溫度に於るリアクタンスの溫度上昇に伴ふ低下は計器誤差にも依るが又、振動によるブリーズの壓縮(しまり)が、特にしまりの悪い上層に現はれるためでもあらう。

以上で負荷特性曲線に對する考察を一應終ることにする。

終りに計算及測定に協力してくれた研究部の秋山博及電氣爐係の高崎國吉の兩君の勞に感謝する。