



Title	トムソン効果を考慮した電気接点の温度分布
Author(s)	三浦, 良一
Citation	北海道大學工學部彙報, 5, 198-204
Issue Date	1951-11-15
Doc URL	<a href="http://hdl.handle.net/2115/40473">http://hdl.handle.net/2115/40473</a>
Type	bulletin (article)
File Information	5_198-204.pdf



[Instructions for use](#)

# トムソン効果を考慮した 電気接点の温度分布

三浦良一

(昭和25年11月2日)

## Temperature Distribution of Electrical Contacts Considering especially Thomson Effect.

Ryoichi MIURA.

### Abstract

When two contacts between which a current is passing are separated, increase of contact resistance due to decrease in contact pressure causes a rise in potential and a temperature rise. At symmetrical thermal conditions, the maximum temperature point lies on contact circle which diameter per ampere is about from  $10^{-5}$  to  $10^{-4}$  cm. just before melting for ordinary contact metals. But according to very large current density and temperature gradient,  $3 \times 10^8$  amp./cm<sup>2</sup> and  $2 \times 10^7$  deg./cm. for platinum contacts carrying an ampere for example, even small Thomson Effect shall cause assymetrical temperature distribution.

Temperature distribution considering Thomson Effect was calculated graphically on platinum contacts, the results one of which was that the maximum temperature point shifted to anode side by 3 percents of diameter of contact circle were discussed. And suggestions were made which should help to grasp the contact phenomena, especially for weak current contacts.

### Contents

- I Introduction
- II Fundamental equation
- III Graphical solution
- IV Discussions and conclusions.
- V Acknowledgement

## I 序 論

電気接点の性能を支配するいろいろな因子の中で、特に弱電流用接点に於て重要なものに

小移転と呼ばれる現象があることは周知の通りであるが、その原因についてはさまざまな推測がされているだけで確かな根拠に乏しい。筆者はさきに<sup>(1)(2)</sup> 小移転現象研究の一つの段階として、熔融金属による電極間橋絡を観察し、陰極側よりも陽極側の方が高温になる傾向を認めた。従つて橋絡材質は殆んど陽極側から供給されるのが一般的傾向の様であつた。當時筆者はやはり一つの推測としてトムソン効果を擧げて置いたがこの推測は已に古くから多くの研究者によつてなされていたところであり、筆者の研究は寧ろ批判的意味をもつものであつたと思ふ。<sup>(3)</sup>

上述のように小移転現象の一原因としてトムソン効果を擧げる事は常識的といつてよい程でありながら、その研究は極めて少く筆者の知る範囲では藤本<sup>(3)</sup>の計算があるだけである。高温に於けるトムソン係数の値自體が最近 J. J. Lander<sup>(4)</sup>により二三の金属について測定されたに止る。同じく J. J. Lander<sup>(5)</sup>は L. H. Germer と共に熔融金属による橋絡を材質移転の観点から詳細な研究を行つたが、その中で接点の温度分布を一般的に論じ異種金属を兩極とした場合の非對稱温度分布を計算している。但しトムソン効果はその計算に取り入れていない。さきの藤本の計算は最高温度點が接觸圓上にあることを假定して接觸圓から遠方の部分の温度分布についてなされているのに對して、本論文に於ける筆者の研究は當然轉移を豫想される最高温度點の位置の決定を主眼とするものである。

## II 基礎方程式

電極の接觸部を圓形と見れば數アンペア程度の電流の接觸部が熔融するときの接觸圓の直径<sup>(註1)</sup>は電極材料によつて異なるけれども、大體 $10^{-5}$ から $10^{-1}$ cm程度にすぎない。従つてこのような場合は二個の半無限導體が小さな圓形部分で接觸していると考へて大きな誤りはなからう。その上電流流線と熱流流線とは一致し従つてまた等電位面と等温面とも一致すると考えられるから Kohlrausch の關係式が成立する。このようにして J. J. Lander and L. H. Germer<sup>(5)</sup>が計算を行つたところによれば、ジュール熱のみによる温度分布は一般に次の式で與えられる。

$$\pm \text{Sin}^{-1} \left( \frac{T}{T_m} \right) \Big|_{T_1}^{T_2} = \frac{I \cdot A^2}{\pi k l} \tan^{-1} \left( \frac{2 \mu^2}{l} \right) \Big|_{\mu^2}^{\mu^2} \dots \dots \dots (1)$$

- ここで、 $T_m$  : 最高温度
- $I$  : 電 流
- $A$  : Wiedemann-Franz の常數
- $\bar{k}$  : 平均熱傳導度

(註1) その詳細については 文献1(2)以後の考察をも含めて本彙報に追つて發表する豫定である。

(註2) この問題については 單位電流に對する熔融直前の接觸圓半徑を特性半徑と名付けてさきに報告<sup>(2)</sup>したがその詳細についてはやはり本彙報に追つて發表の豫定である。

$l$  : 接觸圓直徑

$\mu$  : 等溫面を表はす回轉橢圓體坐標

であつて、 $\mu$  と  $T$  の suffix は對應する。

式(1)は極めて一般的な形であるが以下論を進めるに當つて、兩極共に同一の金屬であり、遠方に於ける溫度も共に  $T_0^\circ K$  であると假定する。こうして式(1)を計算すれば當然溫度分布は對稱となり式(2)で與えられる。

$$T = T_m \cdot \cos \left\{ \frac{I A^2}{\pi k l} \tan^{-1} \left( \frac{2\mu^2}{l} \right) \right\} \dots \dots \dots (2)$$

尙式(1)及び(2)で  $l$ ,  $I$ ,  $T_m$  は各々獨立ではなく Lander 等によれば次の關係がある。

$$\frac{l}{I} = A^2 / 2 \bar{k} \cos^{-1} (T_0/T_m) \dots \dots \dots (3)$$

數値例として、白金を電極とし  $T_0 = 300^\circ K$ ,  $I = 1$  amp. で計算すれば式(2)の各量は

$$\begin{aligned} A &= 2.4 \times 10^{-8} \\ \bar{k} &= 0.87 \quad \text{watt. cm}^{-1} \text{ deg}^{-1} \\ T_m &= 2000^\circ K \quad (\text{大凡融點にとる}) \\ l &= 6.3 \times 10^{-5} \text{ cm} \end{aligned}$$

また  $\mu = z^2$  と置けば  $z$  は接觸圓に直角な  $Z$  軸の方向の長さとなり、さらに  $z = nl$  と置けば  $n$  は 2 を表はすのに  $l$  を單位としたものである。これによつて式(2)を計算した結果が式(4)である。

$$T = T_m \cos \{ 0.9 \tan^{-1} (2n) \} \dots \dots \dots (4)$$

さてトムソン効果その他の原因によつて最高溫度點が接觸圓の中心から轉移すればその附近での等溫面は變形を受ける筈であるけれども、本論文ではこのことを考慮しないで  $Z$  軸上に於ける最高溫度點に著目する。従つてこの點を越る等溫面がいはば最高溫度面となるというような事になるが當面の目的のためにこのことを見送つておく。

對稱な熱的條件に於て、ジュール熱  $q$  のみによつて生ずる  $Z$  軸上の溫度分布、即ち式(4)で完全に表はされるものを  $t_0(z)$  とすれば、

$$k \frac{d^2 t_0(z)}{dz^2} = -q(z) \dots \dots \dots (5)$$

が成立し、トムソン熱をも考慮した溫度分布を  $t(z)$ , トムソン係數を  $\sigma$ , 電流密度を  $j$  とすれば

$$k \frac{d^2 t(z)}{dz^2} = -q(z) - \sigma \cdot j \frac{dt(z)}{dz} \dots \dots \dots (6)$$

が成立することは明らかであるから兩式から基礎方程式として次式を得る。

$$\frac{d^2 t_0(z)}{dz^2} - \frac{d^2 t(z)}{dz^2} = \frac{\sigma \cdot j}{k} \frac{dt(z)}{dz} \dots \dots \dots (7)$$

$$\frac{d^2}{dz^2} \{ t_0(z) - t(z) \} = \frac{\sigma \cdot j}{k} \frac{dt(z)}{dz} \dots \dots \dots (7a)$$

この式を厳密に解くことは  $\sigma, j, k$  が何れも複雑な形の関数であるために困難であつて、ただ  $t_o(z), t(z)$  及び  $\theta(z)^{(NE)} = t_o(z) - t(z)$  等の微係数間の一般的關係が知られるに過ぎない。即ち  $z$  にいろいろな値を入れるとその點に於ける  $\sigma, j, k$  は確定し且つその値は知ることが出来るからである。しかしこのようにして得られる一般的な關係、例えば本論文の主要な目的である  $t(z)$  の最高點に於ては  $\theta(z)$  は變曲するという事實もそれ以上具體的には重要な意味をもち得ない。従つて式(7)の一般的論議を止めて、圖式計算の結果を批判するために利用しようと思う。

### III 圖式的解法

圖式解は次の順序にしたがう。附圖に簡単に作圖を施したからこれを参照せられたい。

- (1) 式(4)により  $t_o(z)$  を  $t_o(n)$  として即ち  $n$  をパラメータとして畫く。(曲線  $K_o$ )
- (2) 全媒質を等溫橢圓體面によつて熱流抵抗の等しい若干の部分に分つ。但し簡單のために  $k$  は  $n$  従つてまたその點の溫度に關せず一定と假定する。
- (2) を實際に行うことは容易であるが念のために述べる。接觸圓が平面熱源で溫度  $T'_{om}$  を有し他に熱源がないとすれば、Z軸上の任意の點の溫度は遠方の點を零として

$$t'_o(n) = \frac{1}{\pi} T'_{om} \tan^{-1} (1/2n) \dots\dots\dots (8)$$

で與へられる。これを  $n$  について解いて

$$n = \frac{1}{2 \cdot \tan\left(\frac{T'_o}{T'_{om}} \frac{\pi}{2}\right)} \dots\dots\dots (8a)$$

を得る。従つて(2)のように  $N$  等分するには、式(8a)の  $T'_o/T'_{om}$  に  $(N-1)/N, (N-2)/N$  等を順に入れて  $n_1, n_2$  等を求めればよい。筆者は  $N=30$  にとり  $n_{21}$  以下は省略した。  $n_{20}$  は  $n=2.2$  に相當してこの點の  $t_o(z)$  による溫度は  $t_{om}=2000$  に對して約  $730^\circ K$  であるからこの省略は大きな誤差を與へないと思う。

- (3)  $n_1, n_2 \dots n_{20}$  から Z軸に垂線を立てて曲線  $K_o$  と交らしめそれぞれの溫度を求める。  
( $T_{01}, T_{02} \dots T_{020}$ )

- (4) 接觸圓と  $n_1$  を通る等溫面とを以てかこまれる部分を領域(1)とすれば、ここで發生又は吸收されるトムソン熱  $h_1$  は、

$$h_1 = \sigma (T_{om} - T_{01}) = \sigma \cdot A T_{01}$$

で表はされ計算可能である。以下同様にして  $h_{20}$  まで求める。

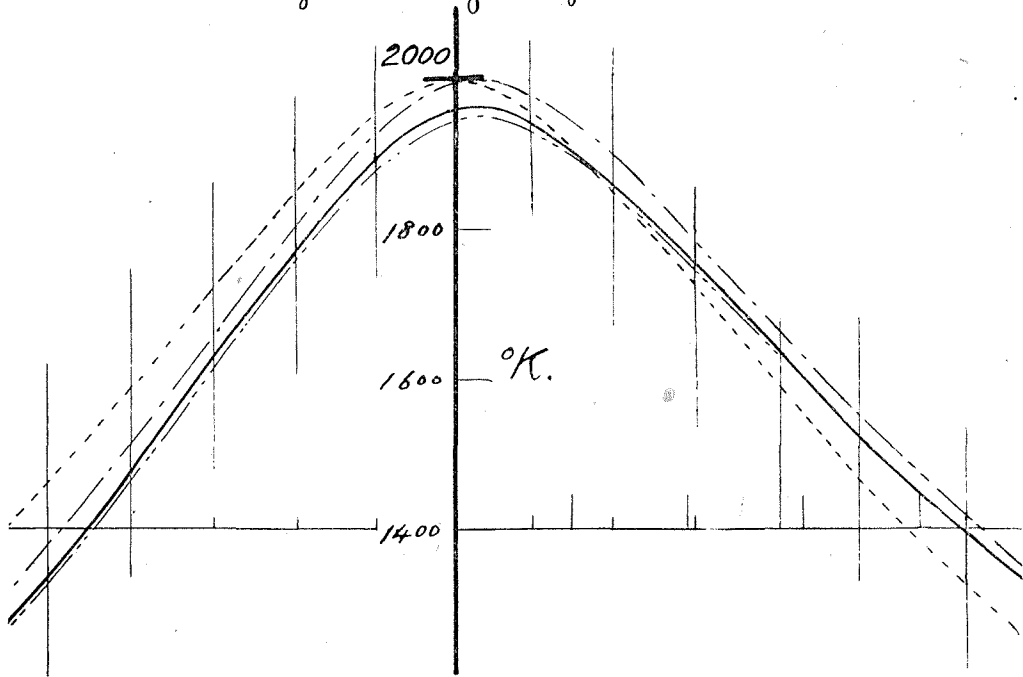
- (5) 先づ  $n$  の正の側即ちトムソン熱の發生する側の  $h$  のみを考え、  $h_1 \dots h_{20}$  による溫度分布を圖式的に求める。(曲線  $K'_1$ )

これを行うには各領域の熱流抵抗を集中抵抗  $r$  で表はし左側を  $30r$ 、右側を  $20$  箇の  $r$  と  $10 \cdot r$  と

(註) 函數  $\theta(z)$  は溫度分布の直線性が成立すればトムソン熱のみによる溫度分布を表わすもので、次節に述べる圖式計算はこのことを利用するものである。

のそれぞれ直列素子で置換すれば考え易い。便宜上  $h_1$  は  $r_1$  を通らず  $h_2$  は  $r_2$  を通らないと假定した。ところで曲線  $k_1'$  を畫くには始めに最高温度點の位置を定める必要があるがこれは始めに適當なところに假定して逐次に修正をする。勿論必要に應じて最高温度點附近の領域を更に細分しなければならない。

Magnification of the part  
neighbouring origin.



(6) 次に  $n$  の負の側即ちトムソン熱の吸収される側の負熱源  $h$  のみによる温度分布を畫く。  
(曲線  $k_1''$ )

勿論  $k_1''$  は  $k_1'$  と原点について點對稱であるから特に計算の要はない。

(7) 曲線  $k'$  と曲線  $k''$  とを加えると曲線  $K_0$  についてのトムソン熱のみによる温度分布が得られる。(曲線  $k_1$ )

(8) 曲線  $k_1$  を曲線  $K_0$  に加えたものは第一近似の温度分布と考えられる。(曲線  $K_1$ )

(9) 曲線  $K_1$  について(3)―(7)の手順を繰返して曲線  $K_1$  についてのトムソン熱のみによる温度分布を求める。(曲線  $k_2$ )

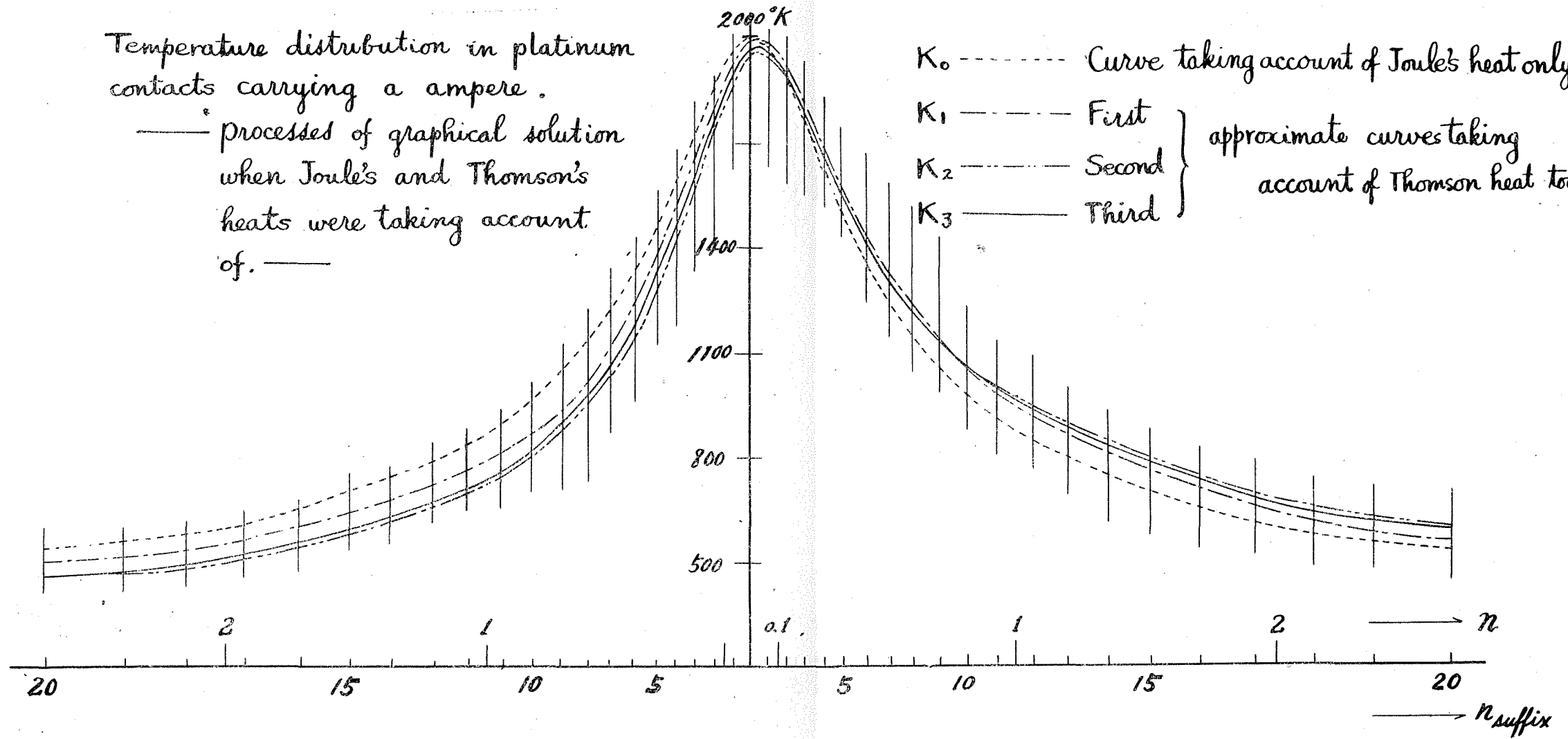
但しこの場合は(6)で述べたような對稱關係が成立しないので曲線  $k_2''$  を求めるにも負熱源について(5)の手順を行はなければならない。

(10) 曲線を曲線  $K_0$  に加えたものは第二近似の温度分布と考えられる。(曲線  $K_2$ )

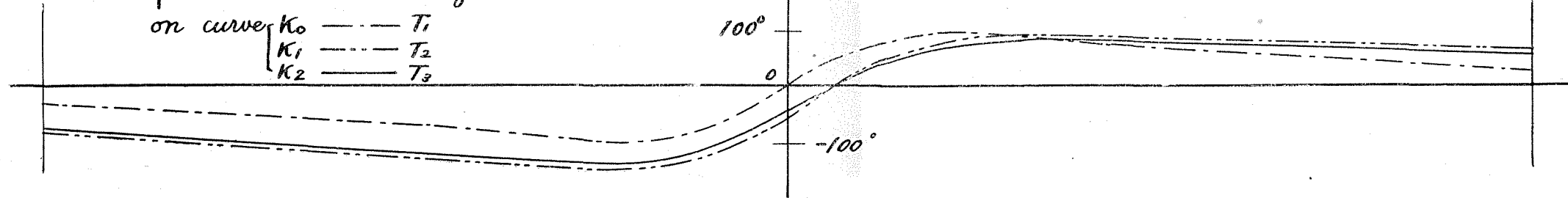
ここで注意を要する點は第二近似の温度分布を求めるために曲線  $k_2$  を曲線  $K_1$  に加えてはな

Temperature distribution in platinum contacts carrying a ampere.

— processes of graphical solution when Joule's and Thomson's heats were taking account of. —



Temperature distributions by Thomson heat



らないことである。このことは一般の逐次計算法の常識に反するようであるが、曲線  $k_2$  は曲線  $K_0$  よりも実際の分布に近い曲線  $K_1$  について求めたトムソン熱のみによる温度分布でありこのときトムソン熱の他に同時に存在する熱源はジュール熱であつてこれは曲線  $K_1$  よりもむしろ曲線  $K_0$  を與えるものである。勿論温度分布が曲線  $K_0$  と異なるために各部の比抵抗が變化し  $q$  は曲線  $K_0$  を與えるものとは幾分異なるから上述の事は近似的にのみいえる。

以上の手順を繰返して第三近似の曲線  $K_3$  まで求めたところ、圖に示すように収斂は十分であつた。従つて以下曲線  $K_3$  について考える。

### III 考察と結論

前節で求めた結果の確かさを論ずる場合に考慮すべき第一の點は、II でも述べたように最高温度部が面状をなし對稱な温度分布のときの等温面と一致するかどうかの問題である。III で得た圖から Z 軸上の最高温度點の位置を求めると、 $n_m \doteq 0.03$  即ち  $z_m \doteq 0.03l$  で接觸圓直径の約 3% だけ陽極側に轉移したことになる。このことから結果論的に  $z_m$  附近では電流流線も熱流流線も殆ど平行と考えられるので、最高温度點附近の等温面には著しい變形がなく上の假定で大きな誤りはないと思う。従つて最高温度面<sup>(註1)</sup>は Z 軸に近い部分では  $z_m$  を通るところの對稱分布時の等温面と殆ど一致するという結論になる。

次の問題は  $n_{21}$  以下の省略による影響であるが、全發生熱量の 80% 程度が  $n_{20}$  以内の部分に集中していることから考えて、少なくとも最高温度點の附近には重大な修正を要しないと思うしかし  $n_{20}$  附近の温度分布は當然可成の修正を要する筈であつて、この間の事情は藤本<sup>(3)</sup>の計算と比較すれば了解されると思う。けだし藤本の場合は最高温度點附近では重要な不合理<sup>(註2)</sup>があるけれども遠方の部分では筆者の場合のような省略を行つていないのである。いづれにせよ接觸部から遠い部分に於ける陰陽兩極の温度差は可成の値に達するものであつて、W. Betteridge & J. A. Laird<sup>(6)</sup> 及び筆者<sup>(1)</sup>の觀察したような陰陽兩極の温度差は定性的に説明しうる。

この様にして最高温度點の轉移量は、本論文の數値例に於て接觸圓直径の 3% であることを承認し、且つ熔融直前の熱的過渡状態を考慮すれば、小移轉現象に對するトムソン効果の影響を定量的に考察する基礎が得られたものと思う。しかし實際の小移轉現象は最近 L. H. Germer & F. E. Haworth<sup>(7)</sup> が發表しているように、極短間隙の過渡的な放電によつて重大な影響をうけるのでトムソン効果の占める役割を定量的に決定することは依然として困難である。

本論文では白金に關する一つの具體的數値例についてのみ計算を行つたのであるが、その結果を更に押進めて  $I, \sigma, k$  等の異なる場合の一般的傾向をも推測することが可能である。

(註1) 嚴密な意味での最高温度面なるものが存在しないことは明らかで最高温度點附近の狭い領域での等温面が扁平な形であることを強調したものである。

(註2) これは藤本の論文そのものが不合理というのではなく、研究の目的が最高温度點の轉移になかつたためのものである。



電氣接點に關する研究の途上に於て特にトムソン効果をとりに上げて考察した一小論が、他のいろいろは問題に於て全く考察から除外されたり、過小又は過大に評價されているトムソン効果について、正しい見通しをうる上に幾分でも役に立てば幸と思う。

## V 謝 辭

筆者の研究を絶えず御指導下さり、特に本論文の重要な部分について御論議を頂いた片山教授に深く感謝の意を表したい。又面倒な計算の遂行、圖面の作成に多大の援助を與えられた河合利明、谷口吉春の兩君に深謝する。最後にトムソン係數の値は J. J. Lander<sup>(4)</sup>の貴重な結果を借用した。

## 文 献

- 1) 三浦良一 「接點解離時の前弧光段階」昭和23年度電氣三學會東京支部連大講演要旨. 3. 7.
- 2) 三浦良一、河合利明 「トムソン効果による接點の非對稱發熱」北大應電研第4回發表會豫稿 p. 3.
- 3) 藤本正男 神鋼 vol. 7 no. 27 (昭18. 9)
- 4) J. J. Lander Phys. Rev. vol. 74 p. 479 (1948).
- 5) J. J. Lander & L. H. Germer J. of app. phys. vol. 19 p. 910 (1948).
- 6) W. Betteridge & J. A. Laird J. I. E. E. vol. 82 p. 623 (1938).
- 7) L. H. Germer & F. E. Haworth J. of app. phys. vol. 20 p. 1085 (1949).