

電極界面現象の研究

—電気接点の接触抵抗機構と油膜をもつ接点の電気的性質—

Study of Electrode Surface Phenomena

—Theoretical Consideration on the Electric Contact Resistance and the
Electrical Effect of Oil Film on the Contacts—

野 崎 弘*

Hiroshi NOZAKI

近代情報機器の先端をゆく高度の電気機器にも必ず電気接点がある。この電気接点をたとえ清浄な室内であっても正常の状態に長年月保持することは非常に困難なことである。この正常な状態への保持、ならびに接点ではどうしても発生する接触抵抗を0に近づけたい。この2つの問題については1835年¹⁾の古くから多くの研究者によって研究されているが、今日に至るも未解決となっている。それはなぜか。問題は電氣的、物理的というよりはむしろ化学的であることを知る必要がある。この新しい方面からの電気接点現象の本質の解明と問題の解決法を述べる。

1. まえがき

現在は情報化時代といわれる。その具体的伝達には電気以外の法による場合もあるが、何といても伝達通路の途中どこかには必ずといってよいほど電気機器が使われる。その電気を利用する機器には多かれ、少かれ電気回路を開閉する部分すなわち電気接点をもっている。

天上かた 30 万 km の月面から、さらに 5,550 万 km の火星面から画像や音声の送信、受信の微弱な電波を雑音なしで捕える機器はいうも及ばず、身近な電気サーモスタット、ラジオ、テレビの家庭電気機器から通信、輸送その他一般産業のあらゆる分野に使用される自動制御機はいつでも人類叡智の産物として讃辞に値するがその機器の必ずもっている電気接点が健全効果的に動作することによって、はじめてそれらの機能が十分に果しうる。電気接点のちょっとした故障により、機械全体が動かなくなることもあり、通信や画像音声の伝達では作動はしていてもいわゆる雑音を発生するものともなる。計器運転や計器飛行または加圧、減圧、加熱における安全対策としての自動制御機の電気接点の故障は大災害を招くことにもなる。

電気接点は一般に摺動接点と打接点とがあるが、ひとくちにいて接点は休止状態には抵抗が無限度であり、活動状態では抵抗が0になることである。それも時間的おくれがない状態でおこなわれることが理想である。ところがこのような理想的作動はともかく、実用上の機能でさえも案内円滑におこなわれないことがあり、それはしばしば電気関係者の悩みとなっている。一時的にそのような理想状態を実現させることはできても電気エネルギーを出入させながらの頻繁な開閉、しかも電極のおかれている環境が汚染ガスにとりまかれているときはなおさらのこと、通常の空気中でも正常な機能の継続的安定保持ということは一般に非常に困難のごとくである。

この電気接点の問題に接した当初は金属電極間導通といった単純小部品の構造と動作に対し、それは自明の事柄として一種の軽視の念を起さないわけでもなかった。ところがこれを調べてゆくにつれて、電気接点における金属間導通は決して自明の原理にもとづく事象ではないこと、しかも構造的にも機能的にもきわめて複雑な物理化学的現象が一点に寄り集る性格をもつことを次第に理解するに至った。

もとより電気関係者は電気接点の重要性と問題の所在をはやく²⁾から認め、世界各国においてそれぞれ古くから研究会があり、さらに共通話題を同一場所にもちこむ国際会議も盛んにおこなわれている。これら日、米、ソ、英、独その他各国の研究状況や国際会議の様子は東北大学の真野国夫教授によって多年にわたり、多数報告されている²⁾⁶⁾。電気接点に関する成書として Windred¹⁸⁾、鳳³⁾、Holm²⁰⁾²¹⁾によるものがあり、研究論文は大森⁴⁾、松永¹⁷⁾によるものがある。その他¹⁹⁾発表された研究実験の報告²⁰⁾は内外とも膨大なものである。すべてをつくしえないが要するに電気接点に関する問題とはその両電極金属間の接触抵抗である。接触抵抗とは両金属電極間に電流を通じたときに生ずる電気抵抗である。この接触抵抗がいかなる因子で出てくるか抵抗発生の機構を解明し、同時に接触抵抗の安定化と軽減法を見出すことである。

従来多くの実験事実から接触抵抗は(1)電極材質の種類とその表面状態(2)使用条件としての交流か直流か及びそれぞれの場合における電圧電流の大きさ(3)両電極間の圧力、温度(4)雰囲気ガスの種類など以上4項目で変化することが知られている。これらの項目についての概略の要点を述べておく。

同一種の金属間でも異種金属間でも両方が機械的な接触であれば接触抵抗は生ずる。同一金属でも表面状態がちがえば当然ちがった接触抵抗を示す。ところが表面状

* 東京大学生産技術研究所 第4部

態をほぼ同一にしても金属の種類によって指紋のようにそれぞれみなちがった値を示すのである。それでも概略の分類はできる。便宜上遷移金属と非遷移金属の2種に分けることがある。遷移金属とは Fe, Co, Ni, Ru, Rh, Pd, Os, Ir, Pt, Mn, Cr, Mo, W, V, Nb, Ta, Ti, Zr, Hf および稀土類元素で元素周期律表上未完全 d 軌道電子をもっている。これらは機械的（弾性、硬度など）熱的（融点、蒸発性など）、化学的（触媒作用など）それに電磁氣的に独特な性格をもち通電という現象に複雑な影響をあたえる可能性をもっている。たとえばベル研究所の発表による電極面の炭素²³⁾の折出や金属面の摩擦だけで吸着有機分子がブラウンパウダ²²⁾に変化してゆくことは著名なことであるがこれらは主として遷移金属電極に起こっている。これに対して d 電子軌道が完全している金属が非遷移金属で Cu, Ag, Au, Zn, Cd, Hg, Pb などである。硬度が高く融点も低く柔軟性があり一般に接触抵抗は小さいが金、銀以外は安定性が少ない。

項目（2）の温度や圧力についても実験結果は多く出されているがとくに圧力¹⁹⁾について明瞭な式が出ている。接触抵抗を R とすれば $R = kP^n$ となる。ここに k は比例恒数、 P は圧力で n は 0.5 から 2.0 の間に変化³⁾する。上式は両電極が面、線、点どのような接触でもなりたつ興味ある実験式である。

項目（3）は一般に接触抵抗が使用電圧または電流の関数であることを示している。それも交流、直流それぞれによってことなる。またある電圧で急激に抵抗が変ることがある。これはコヒーラー現象（英 Coherer また独の Fritterung）とよばれている。

項目（4）は接触抵抗の雰囲気ガスによる影響で電極材質の接触面に水素化物、酸化物、硫化物、ハロゲン化合物、有機物ポリマーの生成などがあり、抵抗増加の原因となる。

以上は各項目それぞれの影響を考えたが一般にはそれらがお互に重畳しあって、接触抵抗の増加に作用し、現象を一層複雑にしている。これらすべてを総括一貫して説明する理論が望まれるがいまだその完全なものはない。それどころかいたずらに実験事実は複雑多様化の傾向にあり、いわゆる泥沼科学の分野の様相さえ示している。この泥沼分野とは研究すれば必ず何かしらデータが出てデータの蓄積とはなるがそれが本質的にはほとんど貢献せず解決の見込みがない状態が長くつづく分野のことであるといわれる¹⁵⁾。

このような様相の出現は一つには実験の指導方針に何かしら欠陥があることからくるものであり、現象の追究の方法を原点にもう一度ひき戻して、次節のごとく従来論に対して新理論を必要とするものである。

従来論と新理論

実験事実

接触抵抗を完全に説明する理論はなく、新しい考え方の出現が望まれていることは前節に述べた。しかしながら実験事実は数多く積重ねられている。それらはある条件のもとにえられた事実として今後も変りなく貴いものである。たとえ新規な考え方が出されたにしても、その事実を結局は統一的に説明できるものでなければならない。ただここに一つ問題がある。それは従来の実験事実が多くの場合、実験のなされた方針がそれぞれ異なり、その方針によりえられる結果の意味がことなることがあり、すべての観測値が常には有意義なものとはならないことである。また有意義でないばかりでなく、実験の指針が誤っているか、欠陥があるときは結果は有害でさえある。とくに先覚者、開拓者といわれる人のなした誤と欠陥が後続の研究者にうつけがれるときその弊害は大きい。泥沼科学¹⁵⁾の発生の原因は一つにはこのようなことから起こってくる。

トンネル効果と電位分布論

接触抵抗でこれに類することがあるかというに思い当たることがある。それは接触抵抗を算出するのにトンネル効果をひき出したことである。トンネル効果と関係づけた接触抵抗論は従来⁵⁾⁷⁾⁸⁾⁹⁾かなり多い。トンネル効果とは電子運動についての量子力学的所産でポテンシャルエネルギーの山をへだてた電子エネルギー単位の2つの座席があってその間隙がせまければ電子は山の高さを昇らずにトンネル的に座席間を移動できるというものである。これは単純理想型ポテンシャルエネルギーを想定し、これに対し電子移動の確率を算出した式によるものである。むろん山の高さ形状もパラメータとして式の中に出てくる。これを金属界面のような金属原子も電子も無数に存在し、それぞれの波動関数が極めて複雑に組み合わせる状態に金属間の空隙がせまいからといって上述の単純理想モデルを結びつけたことに理論と実際の誤れる結びつきがでてきたと思われる。もう少し詳しくいえば、もともと量子力学はその根底のフィロソフィは異なってもニュートン力学と同じく質量 m なる電子1粒子の運動を記述する力学である。したがって固体電極を構成する金属イオンの各粒子それぞれに対して電子がどのようなポテンシャルエネルギーをとるか、そのポテンシャルエネルギーの高さと形状に対する運動ならわかるが金属の内部電位として実験的、巨視的物性としてのみ意味のある仕事関数をポテンシャルエネルギーの山に合致させ、実験のメーターに出てくる電位を各粒子のエネルギー単位座席と一致させることが無理があり、飛躍であるというのである。巨視的観測値に対する微視的モデル論のゆきすぎである。

果たして実験式とトンネル式の不一致は直ちにおこった。2電極間通電で実験的に見出された $\log i$ (i は電流)

と \sqrt{V} (V は電位差)が直線的に比例することは schotky 効果とか Poole-Frenkel 効果⁹⁾ と呼ばれるがこれはトンネル式の仕事関数を adjust することによって実験式の説明がなされた。その後、出て来たシリコン薄膜の電導の研究¹⁰⁾¹¹⁾ では仕事関数の adjust だけではすまなくなっている。実験データの整理の方針は複雑化と多様化の傾向となっている。これだけならまだよいがトンネル式の接触抵抗論への適用は一般電極界面通電論に悪い習慣を植えつける結果となった。悪い習慣とは接触界面における電位分布を界面抵抗の主たる原因とみなすことである。これは仕事関数間の山の高さや形状を adjust することによってトンネル式を実験と一致せしめたことによるが、これは真実から離れた技巧的結果にすぎない。

この悪習慣は根本から改められるべきで、結論から先にいえばこの電位分布のかわりに電極界面における電導粒子 charge carrier の密度分布とその生成(湧出)を考慮すべきであるということである。前述のトンネル式の電位分布を用いる議論ではこの粒子密度分布はまったく無視されている。実は電位分布の変化を考慮することは電導粒子密度分布の変化を考慮することとほぼ同等であることは電磁気学のポアソン式の示すところである。実験事実との合致をはかるため電極の仕事関数を adjust せねばならなかったことは界面における電導電子分布や界面ができたことによる電導電子の生成または消滅を認めることにほかならない。また電導電子分布論からいってもトンネル電導論は決して無駄ではない。それは接触金属の個々の原子間で実際は電子はトンネル的にほぼ自由にぐりぬけて行っているであろう。ただそのときの微視的ポテンシャル分布は実際のメータに出る電位分布ではないまでである。この実際の電位は電子、金属イオンの集団全体でできる巨視値である。以下電導粒子の種類と湧出に着目した電極界面の通電の一般論とその立場からの諸型式の分類を試みよう。

電極界面電導の分類

電極金属それ自身の電導粒子は電子である。電極の接触界面に半導体が入ると電子のほかに正孔が電導粒子として関与することがある。さらに水や極性の有機物が存在すると各種の正および負のイオンが電導粒子となる。以上電導粒子となりうるものは電子、正孔、正イオン、負イオンの種類に限られる。これ以外にはない。

そこで電極界面の電導については電導粒子の種類が界面で変化するものとし、ないものとの次の A, B 2 種類に分けることができる。電導粒子が変化するときには界面における電導粒子が電子以外であるときは金属内電導は電子であるため電荷保在則により必ず電導粒子の発生、消滅があることである。

A) 電導粒子の種類の変化がない。すなわち電極界面

いたるところ電導は電子だけによる。ただ金属電極内部と界面にわたって電導電子密度の分布は一般に一樣ではない。さらに何らかの外力(電場、温度差、圧力その他)によって界面の電子密度は変化する。

例 本来の金属電極間の接触による電導
真空放電

B) 電極間に空間または異物が存在し、両電極金属間の電導が電子のほかに正孔、正または負のイオンによっておこなわれるもの。このときは前に述べたように電極界面で電導粒子の発生、消滅がおこなわれる。電流は通常回路を作って流れ、しかも定常電流では回路いたるところ一定の大きさをもっている。一定の大きさの電流を運ぶために異種電導粒子間のバトンタッチがおこなわれる。このバトンタッチが電導粒子の発生、消滅である。

例 電極間の半導体を含むダイオードやトランジスタの界面電導。電気化学における電気分解を伴う電導のすべて。コロナ放電など。

いま問題にしている接触抵抗に対しては、A と B をとりまぜて論ぜられている場合(たとえば境界抵抗⁹⁾⁹⁾のごとく)もあるが本来は A だけのものである。その理由としては分類からもわかるように電導粒子の交代が界面でおこなわれるか否かにより A 型と B 型とは質的に非常にちがいがあることによる。接触抵抗の量的面から図 1 のように A 型と B 型の存在範囲を概略示すことができる。単位は $\Omega \cdot \text{cm}$ 常温常圧における値である。M は金属それ自体の抵抗の範囲である。M と A, A と B の範囲の若干相重る部分はあっても M と B とは重ることはない。これは A 型と B 型が質的にも量的にも性格を別にして論ずべきであることを示している。このような見地から本解説からもわかるように A 型は接触抵抗の本来さけられないものであり、B 型はさけえられる副生的抵抗である。後者についてその詳細は別報として取扱うことにする。

そこで A 型にせよ B 型にせよ界面電導に対する新しい考え方としては電導粒子の密度の分布とそれら粒子の界面における発生消滅に注目することである。これを本説では強調する。従来の考え方にも種々あるけれども大体において電導粒子についてはほとんど考慮を払わず、主として電位分布がどうなるかを想定することによって抵抗を算出していることはすでに述べた通りである。ところが(B 型は勿論のこと) A 型にせよ電荷が界面で簡単に発生する事実がある。これは液状有機高分子を電極界面に存在せしめるとき可能である。この実験については次節で述べる。この電荷発生は式の上では次のごとくなる。

電導粒子密度に注目した電導の一般論²⁵⁾については別報とし、ここでは電導粒子密度による接触抵抗算出の基

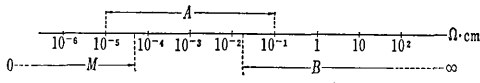


図1 電荷運搬粒子非交換型Aと交換型Bの接触抵抗範囲 Mは金属自体の比抵抗範囲

本式を示すことにとどめる。

任意の点の電導粒子密度を ρ とするとその点では次式がなりたつ

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho v) = \phi \quad (1)$$

ここに v は粒子 1 個の平均速度, t は時間, ϕ は注目した点における単位容積中でのその粒子の単位時間あたりの発生量である。上式は電荷保在則から至極当然である。通常測定は定常状態でなされる。よって

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0, \quad \text{div}(\rho v) = \phi \quad (2)$$

電流 i は ρv に電子の電荷 e をかけたものである。これは ρv とは単位面積を通り単位時間に通過する(その面に垂直に)粒子の数で ρv は流束とよばれる。

$$i = e\rho v \quad (3)$$

(2) と (3) から定常状態では

$$\text{div} \frac{i}{e} = \phi \quad (4)$$

上の諸式の応用として前出の金属電極間薄膜に高電圧がかかったときの関係式は次のごとくなる。このときの電導電子 ρ は熱平衡的に存在する電子密度 ρ_T と高電場のため強制的に生ぜしめられた電子密度 ρ_v との和となる。 $\rho = \rho_T + \rho_v$ (5)

また (3) の速度 v は概略次式で求まる

$$\frac{1}{2}mv^2 = V\varepsilon \text{ よって } v = \sqrt{\frac{2\varepsilon V}{m}} \quad (6)$$

ここに m は電子の質量である。

つぎに (4) の ϕ を求める。高電場により電子は継続的に発生するとすると定常状態のとき ϕ は次のごとくあらわされる。

$$\phi = \phi_V(e^{V\varepsilon/kT} - 1) \quad (7)$$

ここに V は電極間電圧, k はボルツマン恒数, T は絶対温度。反応速度論¹⁶⁾との類似をとり電場によって単位時間に発生する粒子の数は $e^{V\varepsilon/kT}$ に比例することを上式は示している。 ϕ_V はその比例係数となる。特定電圧 V_0 以上ではじめて電子が発生するときは $e^{(V-V_0)\varepsilon/kT}$ としてもよい。このとき V_0 は前出のコヒラー電圧となる。上式では $V=0$ で $\phi=0$ である。(7) を (4) に代入して

$$\text{div} \frac{i}{e} = \phi_V(e^{V\varepsilon/kT} - 1)$$

座標の変化は x 方向だけとすると $\frac{di}{dx} = e\phi_V(e^{V\varepsilon/kT} - 1)$ であるから、これを x 方向で積分し

$$i = \varepsilon\phi_V L(e^{V\varepsilon/kT} - 1) \quad (8)$$

ここに L は電極間距離である。上式はつぎのように変形しうる

$$\frac{i}{L} = \sigma = \varepsilon\phi_V(e^{V\varepsilon/kT} - 1) = \sigma_V(e^{V\varepsilon/kT} - 1) \quad (9)$$

上式で σ は比電導度である。 $e^{V\varepsilon/kT} \gg 1$ であるから

$$\sigma = \sigma_V e^{V\varepsilon/kT} \quad (10)$$

これは Poole の法則⁵⁾にはかならない。

以上の(6)とか(10)はそれぞれある特別な条件のもとにえられる実験事実、すなわち前者は界面電導度が V に比例する。後者は電導度の対数が V に比例することなどが、どのようにして出しうるかを説明しているものである。

液体有機高分子による電極界面における電荷発生現象

よく電磁気学の教科書ではじめに出てくる静電気発生の実験の記述²⁴⁾がある。毛皮、硝子、雲母、綿布、木材、琥珀、樹脂、金属、硫黄、セルロイドの序列でいずれか2つで摩擦すると前にあるものが正、後にあるものが負に帯電するという。これらは固体間の摩擦であるが高分子樹脂を適当な溶剤にとかしてえられた液状物質(粘度1,000~2,000 cps程度)と金属の組合せで、液体物質と金属との間に相対運動(1種の摩擦)を起こさせると金属に電荷を発生せしめうることを当研究室は見出した。以下これについて述べる。金属と樹脂液との間に相対運動のさせ方に2種類あるので実験を2つに分ける。1つを油圧実験とし、もう1つを摩擦実験と名づける。

油圧実験

図2に示されるようにフランジ F_1, F_2 は透明アクリル樹脂板で作られている。その F_1 と F_2 の間に高分子樹脂を溶剤で流動化した物質を介在せしめ、 F_1, F_2 を一定面圧になるように6本のボルトで締めつける。フランジ面巾は8mmである。加圧媒体 S を徐々に加圧する。2枚のフランジ間の試験すべき液状物質はこの加圧により徐々にフランジ間で動きはじめる。このとき上部フランジ F_1 に同種同形の金属(白金)電極 P, Q を図のごとくうめこみ、もう1つのこれも同種同形の電極を図の R なる位置にセットする。油圧と共に PQ または PR に起電力の発生が観測される。試験用樹脂液の比抵抗は $10^7 \sim 10^9 \Omega \cdot \text{cm}$ の範囲にある。電位計は高抵抗型($10^{15} \Omega$ 以上)の Keithley 610B を用いた。

測定例を図3~図7に示す。 ϕ_{PQ}, ϕ_{PR} が正であることは P が負で Q, R が正であることを意味する。縦軸は発生起電力値(mV)、横軸は油圧(kg/cm²)である。 PQ や PR に起電力があらわれるのは各金属電極と液体試料との相対的移動(摩擦)により金属面が帯電するがその帯電量が P と Q または P と R で異なるためである。つまり、 P と Q または P と R の電極面上での液体試料の

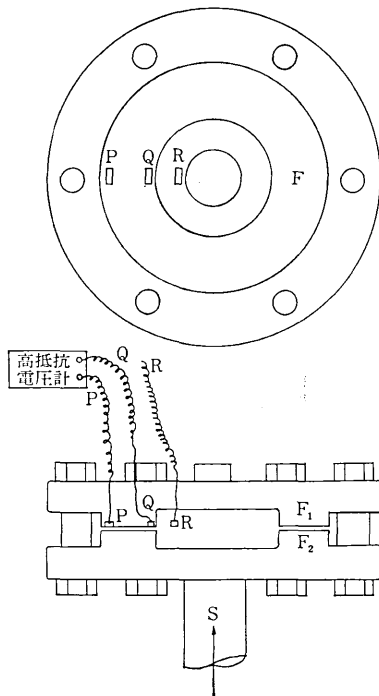


図 2 樹脂液体-金属間摩擦電気検出装置

動きが異なることを意味する。もともとこの実験は発生起電力からフランジ間の液の移動や流れを読みとろうとしたものである。図 3 の試料 S-2 と S-4 では油圧が 10 kg/cm^2 をこえると起電力発生符号が正負逆となっている。これはおそらく金属に対する摩擦電気の符号が S-2 と S-4 では逆に出るためであると解釈される。S-2 では金属が負、S-4 では正であると推定される。

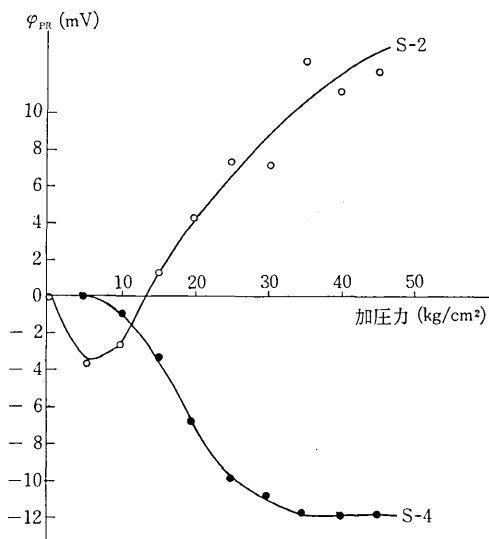


図 3 液体試料 S-2: ポリアミド樹脂-プロピルアルコール
S-4: ポリエステル樹脂-キシロール
締付面圧は S-2, S-4 とともに 70 kg/cm^2
P, R 間起電力と油圧

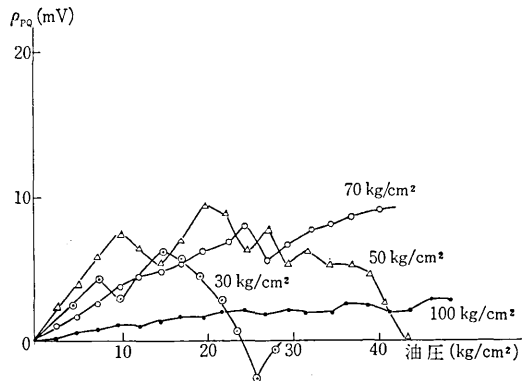


図 4 液体試料 S-1: フェノール樹脂-植物油
各曲線の数字は締付面圧を示す
P Q 間起電力と油圧

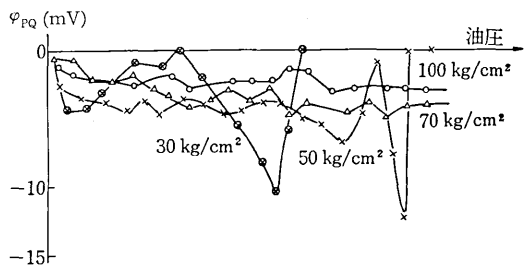


図 5 液体試料 S-3: 醋酸繊維素-メチルエチルケトン
各曲線の数字はフランジ間の面圧を示す
P Q 間起電力と油圧

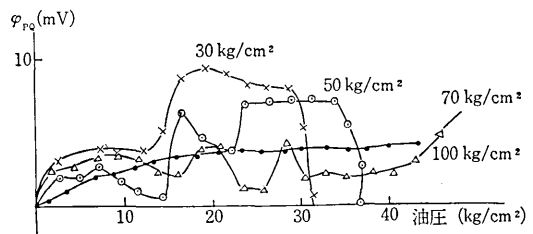


図 6 液体試料 S-5: ネオプレーン-トリクレオン
各曲線の数字はフランジ間の面圧を示す
P Q 間起電力と油圧

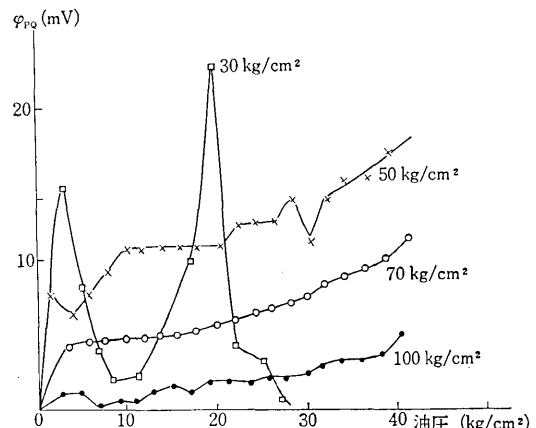


図 7 液体試料 S-6: ポリビニルアルコール-グリセリン
各曲線の数字はフランジ間の面圧を示す
P Q 間起電力と油圧

図4から図7までは φ_{PQ} と油圧との関係を示す。各図では試料は同一であって、フランジ間の面圧を変化した場合の起電力と油圧関係である。締付け面圧を30, 50, 70, 100(kg/cm²)と変化させた場合である。

図4から図7について共通にいえることは前述の起電力と液体のフランジ間層内移動との関係を考慮すると、一般に締付面圧が大きいと起電力も小さく油圧と共に変化が少ないことは理解できることである。これとはちがって締付面圧が小さいと起電力も大きい(液の流動の大なることを意味する)、しかも油圧のある値のところ急に起電力が下り、さらに符号が逆転することもあり、起電力は振動するような傾向で結局0となる。これは起電力が急激に変化することは液のフランジ間層内流動が大きくなり、結局フランジから外側へ内部液が漏洩したことを意味する。実際もそのとおりである。くりかえしていえば、締付面圧が大きいほど油圧に対して層内流体が動きにくく起電力も安定している。

摩擦実験

つぎに図8に示される瞬間摩擦起電力の実験を説明する。これは図2の上下アクリル樹脂板の間に前実験と同様液体試料を介在させる。上部フランジを固定し、下部フランジを任意の方向に回転させる。そうすると回転の速さにはほぼ追従比例するごとくメータの針が動く。フランジを1秒間に90°回転させる程度の速さのときメータに表示される最高値を瞬間摩擦起電力と名づけこれを縦軸にmVで示した。横軸にはS-1からS-6の試料の場所を示した。

油圧実験および瞬間摩擦実験いずれも起電力で測定されたがこれは次式のごとく各電極にあらわれた電氣量を

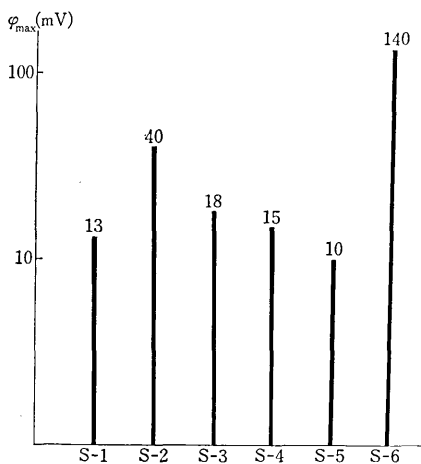


図8 S-1: フェノール樹脂-植物性油
S-2: ポリアミド樹脂-プロピルアルコール
S-3: 醋酸纖維素-メチルエチルケトン
S-4: ポリエステル樹脂-キシロール
S-5: ネオプレン-トリクレレン
S-6: ポリビニルアルコール-グリセリン
各種液体試料と瞬間摩擦起電力

示すものとしてよい。各電極 P, Q と樹脂液体とにより電極面上に上陸している電荷を q_P, q_Q とすれば

$$\left. \begin{aligned} q_P &= C_P \varphi_P \\ q_Q &= C_Q \varphi_Q \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

ここに C_P, C_Q はそれぞれ電極 P, Q の容量, φ_P, φ_R は電極 P, Q の電位である。いずれもある基準点からなかった値とする。電極 P, Q は同種金属でほぼ同一のジメンションをもつので

$$C_P = C_Q = C \quad (12)$$

よって

$$q_Q - q_P = C(\varphi_Q - \varphi_P) = C\varphi_{PQ} \quad (13)$$

同様に

$$q_R - q_P = C(\varphi_R - \varphi_P) = C\varphi_{PR} \quad (14)$$

(13) または (14) から金属電極それ自身は帯電していても、すなわち $q_P \neq 0, q_Q \neq 0$ でも

$$q_P = q_Q \quad (15)$$

であれば両電極間の起電力は0となる。P, R についても同様で

$$q_P = q_R \quad (16)$$

のとき φ_{PR} は0となる。図4から図7で締付面圧が小さいとフランジ間の流体は動き結局電極面上の荷電はひとしくなって起電力は0で終ると解釈される。

以上の油圧実験および摩擦実験から次のごとく結論をみちびきうる。

- 1) $10^8 \Omega \cdot \text{cm}$ 程度の高抵抗流動物質と金属との摩擦によって金属電極上に自由電荷が発生する。
- 2) 電荷発生量は樹脂の種類によって異なる。符号も樹脂液体の種類によって正、負をとりうる。実験では多くの場合金属側が負でこれは自由電荷による帯電である。

これらの結論は簡単な実験でえられたものであるが、次節に示す電極間の接触抵抗の理論ならびに樹脂液体物質塗布による接触抵抗の軽減法に実験の根拠を与えるものとしてきわめて重要な意味をもつものである。

接触抵抗の理論と実験

接触抵抗の定義についてはすでに述べた。これについては G. Windred¹⁸⁾ や R. Holm²⁰⁾²¹⁾ が詳細な研究解析をおこなっている。いずれも有意義な式を導出しているが筆者によればこれにもう一步新しい考え方をとり入れる必要がある。その新しい考え方とは前項で述べたように電導電子の界面における密度分布であり、高分子樹脂液体のごとき油剤を用いたときの電子の湧出を考慮することである。一般的にいえば界面に外力が加わると多かれ少なかれ電荷の湧出または消滅がこりうる。外力とはたとえば前述の高抵抗油剤と金属との摩擦、一定以上の大きさの外部電場または電流、その他圧力とか温度も1種の外力となりうる。

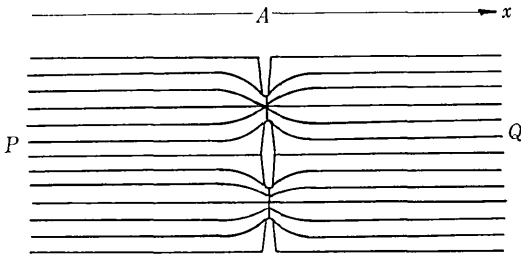


図 9 接触面における電流の通路

以下従来法に従い接触抵抗を求めながら逐次新しい考え方を導入することにする。2つの電極 P, Q が図 9のごとく A で接するとする。A では面全部が接しているわけではなく、かならず空隙がある。そのため接している部分は見かけ上の面積より小である。そこで 2 電極間を電流が通るときは図 9 に示すようにその通路は電極内部から接点でしぼられる結果となる。この電流がしぼられることによる抵抗を集中抵抗と称している。このほかに界面では境界抵抗があることはすでに述べた。境界抵抗は酸化物、硫化物その他不純物の介在によるものでこれはさげようと思えばさげられる。集中抵抗はさげられないもので本説では接触抵抗とはこの集中抵抗をさすものとするはすでに述べた。この抵抗については次式が出されている。

$$R = \frac{1}{4na\sigma_P} + \frac{1}{4na\sigma_Q} \quad (17)$$

ここに σ_P, σ_Q はそれぞれ金属 P, 金属 Q の比電導度である。n は両金属の接触個数、a は接触面の半径に相当する値 (長さ) である。上式で σ_P, σ_Q のほかは a も n も正確にわかるものではない。したがって係数の意味もうすく R の絶対値を上式があらわすとはみなされない。これは上式の誘導においてもわかることで不明瞭性は主として接触部分の幾学的形状の計算の困難からくる。ただ R の絶対量は困難であるが定性的には真相を捕え重要な結果をえているとみなされる。a は面積でなく接触面を代表する長さである。

上式の誘導には電磁気学的方法²⁰⁾ や R. Holm²¹⁾ の方法がある。いずれも定性的には同じような結果をうる。

R. Holm の方法は電流の通路に球殻を假定する方法である。球の中心に電導度無限大の半球 (半径 a) をおきここから外側の半球面に向かって電流は放散するとする。半球面を通過する電流の総量は一定である。この一定電流に対して途中の半球の半径を r とし、r と r + dr の間の半球面間の抵抗を R とすると

$$dR = \frac{1}{\sigma} \frac{dr}{2\pi r^2} \quad (18)$$

上式を a から b まで積分して

$$R = \frac{1}{2\pi\sigma} \int_a^b \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{2\pi\sigma} \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b} \right) \quad (19)$$

$b \gg a$ であるゆえ $R = \frac{1}{2\pi a \sigma}$ とする。これは定性的に (17) と合致する。電流の通路を球殻としたので計算が簡単になったのである。

電磁気学的方法も興味がある。図 9 の接触面上の表面電荷を q とし、電位を φ_A とすれば

$$q = \frac{1}{4\pi} \int_A \frac{d\varphi}{dn} dA \quad (20)$$

ここに φ は注目している空間の任意の点の電位、n は方向性を示し $\frac{d\varphi}{dn}$ は電位傾斜である。A から x 方向の Q 体を考え、Q 位置の電位を φ_Q 、AQ 体積の電気容量を C とすれば

$$C = \frac{q}{\varphi_Q - \varphi_A} \quad (21)$$

つぎにこの状態で電流を求めると、(20) 中の $\frac{d\varphi}{dn}$ は電位傾斜で $\sigma \frac{d\varphi}{dn}$ は単位面積あたりの電流である。よって全電流 I は次式となる。

$$I = \int_A \sigma \frac{d\varphi}{dn} dA \quad (22)$$

(20), (21), (22) から

$$AQ \text{ の抵抗 } R_{AQ} = \frac{\varphi_Q - \varphi_A}{I} = \frac{1}{4\pi\sigma C} \quad (23)$$

上式の電気容量 C は AQ 体の形状で種々なる値をとるがジメンションは長さであり (23) は (17) と定性的に一致する。A 面における接触が半径 a の円板であれば C は a に比例する値となって (23) は (17) となる。

つぎに筆者による物質情報の一般論²⁵⁾ から接触抵抗を導出しよう。これによれば単位面積をとり流れる電流は

$$i = -\epsilon u \frac{d(\rho \bar{\mu})}{dn} \quad (24)$$

ここに ρ は電子密度、 μ は平均電子 1 個の遊離エネルギーである。u は比例係数で易動度 (cm/sec/Volt/cm) としてよい。

$$\bar{\mu} = \mu + \varphi \epsilon \quad (25)$$

上式のごとく $\bar{\mu}$ は電子の電位エネルギー $\varphi \epsilon$ と遊離エネルギー μ との和である。遊離エネルギーとは圧力とか温度による一種のポテンシャルエネルギーで化学力によるエネルギーである。一般にはこの化学的エネルギーも考慮せねばならぬが、いまは $\rho \mu$ がいたるところ一定として式からのぞき (24) は次式となる。

$$i = -\epsilon u \frac{d(\rho \varphi)}{dn} \quad (26)$$

上式を用い図 9 の x 方向に定常流が流れるとし、その全電流を I とすれば

$$I = \sum_A i = \sum_A -\epsilon u A_i \frac{d(\rho \varphi)}{dx} = -\epsilon u \frac{d(\rho \varphi)}{dx} \sum_A A_i \quad (27)$$

上式を AQ 間で積分し

$$\frac{I}{\epsilon u} \int_A^Q \frac{dx}{\sum_i A_i} = \rho_A \varphi_A - \rho_Q \varphi_Q \quad (28)$$

$$\varphi_Q = \varphi_A + \Delta\varphi \quad (29)$$

(29) を (28) に代入して

$$\frac{I}{\epsilon u} \int_A^Q \frac{dx}{\sum_i A_i} = (\rho_Q - \rho_A) \varphi_A - \rho_Q \Delta\varphi \quad (30)$$

上式で $\rho_Q = \rho_A$ とおく、つまり接触面でも金属内部でも電導電子密度がひとしいとすれば

$$\begin{aligned} \text{接触抵抗 } R &= \frac{\Delta\varphi}{I} = -\frac{1}{\epsilon u \rho_Q} \int_A^Q \frac{dx}{\sum_i A_i} \\ &= -\frac{1}{\sigma_Q} \int_A^Q \frac{dx}{\sum_i A_i} \quad (31) \end{aligned}$$

上式は A_i がどのような形状と大きさをとるかによって積分値はちがってくる。しかし (31) は当然のことながら (17) と定性的には一致している。

以上は従来の式を諸法により導いた。これに対して新しい考え方とは何か。それは電子密度分布と電子の外力による湧出をとり入れることである。たとえば (17), (31) における σ は接触面から金属内部まで一様としている。 σ が一様ということは $\sigma = \epsilon u \rho$ であり、易動度 u は物質固体で一定としてよいから ρ が一定ということである。ところが界面と内部では ρ は容易に変わりうる。したがって ρ は金属内部と界面とは異なるのが常である。このために (19) の積分でも σ を一定とせず γ と共に変化するとすべきである。界面における電子密度 ρ が大きいほど接触抵抗は小となる。この ρ の密度分布の影響をよくあらわしているのが (30) である。 ρ_Q と ρ_A の差が大きいほど接触抵抗は小さくなってゆくことがわかる。なお (30) の右辺第 1 項は従来の電磁気学ではでてこない項である。これが出てくるもとは (26) にある。(26) は物質を構成する粒子密度がポテンシャルエネルギーに比例的に参加するというで物質粒子と結びついたエネルギー論の基本式である。従来エネルギー論はとくに電磁気学では一応物質とは無関係に質量と幾何学的形状だけで議論をなしているが、これでは近似的解法かまたは一部の真実を見落すおそれがあることを著者は指摘したい。

話を前に戻して界面における電子密度 ρ_A はすでに述べたことがあるように一般的にいえば外力によって大いに変わりうる。外力とは機械的摩擦により、とくに界面に高抵抗の油剤などが存在すれば摩擦により容易に帯電することは前出の実験事実からも理解される。この実験による数十 mV の電圧発生と容量との概算から発生する電荷は決して少なくはない。ただ図 10 にみられるようなこの金属電極面上の発生電荷が電導に寄与するか否かの疑問は残る。しかし金属内電導電子といえども正の

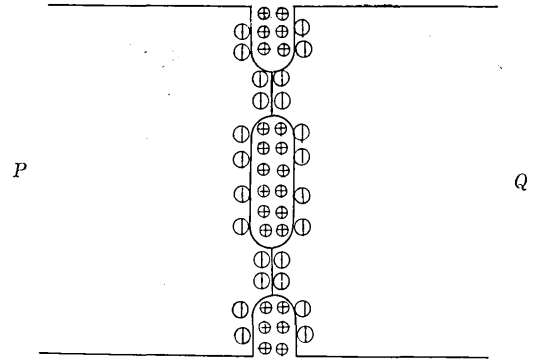


図 10 金属と樹脂液体とによる電荷発生分布

原子核が固定されており、それから離れた電子が動くので油剤の方が反対電荷でそれから出た電子は自由電子として他の電子との区別なく電導にあつまりうると考えられる。さらに電磁気学的方法で R を求めるときの (20), (21) の q である。(20), (21) の q が電導にあつまりうるのか、また電流が流れていても必ずじっとしている電荷なのかは明らかでない。しかし q が大きいことが結局 C の大きいことに起因し、さらに (23) とより接触抵抗 R は小さくなる。これによるとたとえ q が停止状態の電荷であっても接触抵抗は小さくなることを式は示している。

実 験

ポリエステル系樹脂液体とポリエーテル系液体を接点に塗布したときと塗布しないときの接触抵抗の変化を図 11 に示す。図 11 はリン青銅銀メッキ接点を H_2S ガス 10 ppm, 湿度 95%, 温度 $40^\circ C$, 接触圧力 50 g の条件下においた試料 12 個の各接触抵抗の経時変化 (平均値) を示した。図 11 は H_2S ガス雰囲気中の銀表面の変化といういま注目している事柄とは別個の実験内容まで含まれているが実験開始時における樹脂液塗布、無塗布の影響は明瞭で前者は後者より接触抵抗が低い。これは正に樹脂液体塗布操作により接点界面に無塗布のときの ρ に $\Delta\rho$ が追加され電導電子が発生したことによる接触抵抗

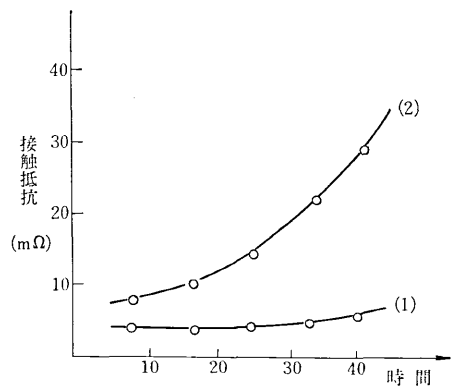


図 11 (1) ポリエステル樹脂液塗布, (2) 無塗布リン青銅銀メッキ接点の接触抵抗の経時変化

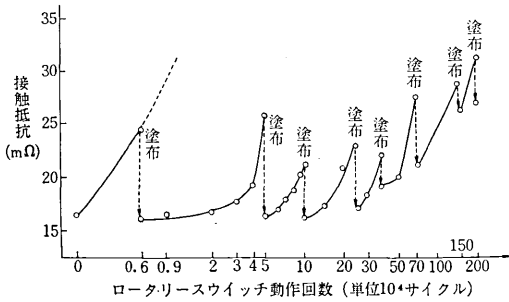


図 12 銀合金ロジウムメッキ接点のポリエーテル液体塗布効果

の低下であると解釈される。あるいは (20), (21), (23) を用いれば塗布操作により界面における電荷 q , さらに C によって接触抵抗の低下が起こったことになる。

図 12 は銀合金ロジウムメッキロータリースイッチ接点の接触抵抗の動作回数による変化である。これは常温の室内実験である。この場合ポリエーテル系液体の塗布によって接触抵抗がいちじるしく降下することが示されている。この抵抗の降下はすべてが集中抵抗の低下ではない。横軸の目盛は対数でとっており単位は 10^4 サイクルである。多数回の回転後接点表面ははじめは銀白色が次第に銀色の黒い皮膜ができてくる。液体塗布の効果はこの被膜を取除くことも加わっている。回転数が10万回をこえと塗布の効果が少なくなっているが、これは接点自身が変質して塗布によってもその銀白色の状態に戻らないためである。6,000 回転のとき接触抵抗が液体塗布により、もとの抵抗より低くなっていることはこれは集中抵抗の低下でやはり塗布により界面に電荷が発生したと解釈される。

以上は外力のうち高抵抗有機質液体の摩擦操作とか機械的摩擦により金属界面に電荷が発生することを述べた。これ以外に外力として電場、温度、圧力などがある。これらについてなされた実験とその理論について述べるべきことは非常に多い。ここではあまり長くなるので大部分は別報とし圧力について簡単に述べておく。

前にも述べたように接触抵抗 R は圧力を P とすれば P^{-n} に比例する。これは接触の形状のいかにかわらずまた測定法のいかにかわらずなりたつ。従来実験的にえられる n の説明には主として (17) の a の変化としている。しかしこれだけでは n の値を説明しえない。ここにおいても電導電子の圧力による変化をとり入れるべきである。その変化は次式である。

$$\Delta \rho / \rho = k \Delta P / P \quad (32)$$

上式が成立することは金属の抵抗歪計⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾の実験が証明をあたえているということが出来る。この歪計⁽¹²⁾とは一応歪の長さによって抵抗が変るとしているがその代り歪が圧力に比例することによって比抵抗が圧力に比例的に変るとするのと同等である。ともかく n は a だけでなく

圧力による電導電子密度の変化をとり入れることによって説明しうるものである。

要 旨

2つの金属電極界面では電導電子がそのまま両電極間を通過するものといったん他の正孔やイオンなどの電導粒子に電流運搬をひきうけさせるものとの2種類が存在する。前者をA型、後者をB型となづけた。

接触抵抗の内容が両者ことなり、量的にも大体において別範囲にある。

本解説ではA型による界面抵抗を本来の接触抵抗とした。この抵抗論について新しい考え方を提出し、またこれを支持しうる実験を示した。

従来の接触抵抗論では界面における金属の仕事関数の高低を用いる電位分布論が多いがこれに対して界面における電子密度分布と電子の外力による発生に注目すべきことを強調した。

外力とは機械的摩擦、圧力によるひずみ、熱的および外部からの一定電圧とか電流によっても界面で電子の発生がある。

本解説ではこれらの中でとくに高抵抗有機高分子液体の金属電極への適用によって接触抵抗の軽減することを実験的に示した。またその接触抵抗の軽減機構の解明に理論的並びに実験的根拠をあたえた。

要するに電極界面での抵抗を少なくするには何よりもB型電導をおさえることである。B型電導をおさえるためには界面に水分がまずあってはいけない。このためには水をよせつけない油剤を用いることになる。しかもこの油剤は無機や有機の半導性物質が界面で生じないような、生じたときはこれを除くような性能をもつことである。これでB型電導がおさえられても、どうしてもA型電導による抵抗が残る、この抵抗を0に近づけるには界面空隙による電気容量 (23) の C を無限大にすることである。理想的電気接点剤とは少くとも以上の諸条件を満たしたものでなければならない。

本研究はスリーボンド社より当所へ国費受託研究として昭和43年より依頼があり研究をつづけて来たものである。研究に協力された同社派遣の諸氏ならびに当所関係者に深謝の意を表する。

(1972年8月5日受理)

参 考 文 献

- 1) P. S. Munck af Rosenschöld: Pogg. Ann., Bd. 34, 437 (1835)
- 2) 真野國夫: コンタクト現象のホルムセミナーに出席して (電気通信学会, 1971. 2. 26)
- 3) 鳳誠三郎: 電気接点と開閉接点 (金原出版社, 1967)
- 4) 大森豊明: 開閉器具類の接点子に関する研究 (東大学位論文, 1970. 3. 20)
- 5) J. Frenkel: Phys. Rev., 54, 647 (1938)
- 6) 真野國夫: 電気通信学会誌, 第49巻 No. 5, 993 (1966)

7) R. Holm: Journ. Applied Phys., vol. 22, No. 5, 569 (1951)
 8) J. C. Fisher und I. Giaever: Journ. Applied Phys., vol. 32, No. 2, 172 (1961)
 9) J. G. Simmons: Journ. Applied Phys., vol. 34, No. 9, 2581 (1963)
 10) H. T. Mann: Journ. Applied Phys., vol. 35, No. 7, 2173 (1964)
 11) R. W. Christy: Journ. Applied Phys., vol. 35, vol. 7, 2179 (1964)
 12) 大井光四郎, 小倉公達: 塑性と加工, vol. 13, No. 138, 553 (1972)
 13) 大井光四郎, 浅野六郎, 小倉公達: 生産研究, 第7巻第1号, 2 (1955)
 14) 知久健夫, 五十嵐伊勢美: 半導体利用の応力, 圧力測定自動車技術, 第17巻第3号, 208 (1963)
 15) 牧島象二: パターンダイナミクス (野口研究所, 1972. 8. 1) p. 5
 16) H. Eyring ほか: Theory of Rate Processes (Princeton 1940)
 17) M. Matsunaga: 生研報告, 第7巻第5号, 225 (1958)
 18) G. Windred: Electrical Contacts (Macmillan, London 1940)
 19) L. B. Hunt: Electrical Contacts (Johnson, London 1946)
 20) R. Holm: Electric Contacts-Theory and Application (Springer, New York 1967)
 21) R. Holm; Electric Contacts (1958)
 22) H. W. Hermance and T. F. Egar: The Bell System Technical Journal, May, 739 (1958)
 23) H. Germer and J. L. Smith: The Bell System Technical Journal, May, 769 (1957)
 24) 竹山説三: 電磁気学現象理論 (丸善, 1958) p. 23
 25) 野崎 弘: 物質情報誌, 生産研究, 第23巻第2号, 52 (1971)



次号予告 (1月号)

巻頭言	原点に立ち帰っての研究.....	鈴木 弘
研究解説		
	背たけの低い荷重計について.....	大井光四郎 小倉公達 野八敬 鈴木
調査報告		
	ソ連における技術シンポジウムと旅行感.....	野崎 弘
研究速報		
	広幅断面のロール成形に関する実験的研究.....	鈴木 弘 木内谷 史 新三 浦
	金属結晶粒界における原子面对応.....	石田 洋一
	ロールフォーミングに関する実験的研究 第14報.....	鈴木 弘 木内島 研 中高 田
	高真空中における二硫化モリブデンの摩擦の研究 (その2)	松永 正健 星 本 久一
	吊屋根構造における曲面形状解析理論.....	川股 重榮 真柄 也毅
	2円柱および2正方形柱に作用する流体力の特性.....	小佐 敏雄 林賀 徹 佐賀 雄
	超高真空系をもつ簡易形反射電子線回折装置.....	本間 祐一 米岡 俊明 色 真文
研究室紹介		
	田村研究室.....	田村重四郎