

高電圧ケーブル油の誘電現象

依田文吉*

Dielectric Behavior of Insulating Oil and Compounds for Power Cables

By Bunkichi Yoda

Hitachi Electric Wire and Cable Works, Hitachi, Ltd.

Abstract

In an attempt to improve high tension power cables, the writer has studied the dielectric behavior of the insulating oil and compounds for cable in the light of the molecular theory. On the basis of the experimental results as well as the development of the theory, the writer found that the deterioration of electric properties of insulating oils and compounds due to heating was caused in major portion by the increase of electric charge carriers, i.e. ion or electron, in the insulator. Also it was proved that the greater portion of dielectric loss is due to ionic conduction and that the ionic mobility and diffusion coefficient are not changed by heating. Moreover, as a result of theoretical research on the dielectric polarization the writer reaffirmed the non-polarity of those materials.

In the end, the writer concludes that insulating oils and compounds must not be heated during the degas cleaning and impregnation process for the longer life of cable insulation.

〔I〕 緒 言

高電圧紙ケーブルの性能はもとより材料箇々の特性に大きく支配されるが、製造時の乾燥含浸条件の影響もまた非常に大きい。したがって優秀なケーブルを作るためには絶縁油については、それ自体の吟味とともにその脱気処理および含浸条件の検討が重要な要素となる。最近使用されている含浸剤のおもなものは

- (1) 高粘度油
- (2) 炭化水素重合体を入れた高粘度油
- (3) 精製ロヂンを混ぜた高粘度油
- (4) 低粘度油
- (5) 微結晶ペトロリュームワックス

などである⁽¹⁾。

これらの含浸剤のうちソリッドケーブルおよびガス圧ケーブルには(1)、(2)、(3) OFケーブルには(4)が用いられる。特にガス圧ケーブルではしばしば高価な重合体を使用されることもある。

* 日立製作所日立電線工場

これらの絶縁油については油単独の場合だけでなく油浸紙にした状態の電氣的・物理的および化学的諸特性についても吟味しなければならない。したがって今まで⁽²⁾多くの研究が行われて来たにもかかわらず、なお多方面に検討の余地が残されている。特にケーブル製造時の絶縁油の清浄および含浸条件は経験的に定められたものが多く、その際の物質変化に基く明快な基準は与えられていない。

そこで筆者はその手始めとして上記(3)の油について種々の条件下で電氣的性質を調べ、製造条件決定の物理的根拠を見出すための研究に着手している。

この報告では、まず加熱処理前後の電気伝導、誘電正接、誘電分極などについて分子論的な考察を行い、これより前記諸条件を合理的に検討した一例を述べる。

〔II〕 電 気 伝 導 度

(1) 電気伝導度

まず絶縁油に直流低電圧を加えたときの電気伝導は主として外部電界によるイオンの移動に基くものとする。

このことは油中に仮定された導電帯⁽³⁾には、おそらくわずかの自由電子だけがあるということと、電極からの電子放射はほとんど考えられないということから妥当な仮定と思われる。

さて、この伝導源を一種類のイオンによるとし、その易動度を u 、 1 cm^3 中の数を n 、イオン価を z とすれば単位電界に対する電流密度、すなわち比伝導度は

$$\sigma = nze_0u \dots\dots\dots(1)$$

で表わされる。ただし、

$$e_0 = \frac{F}{N} \dots\dots\dots(2)$$

で F は Faraday (96,500 C)、 N は Avogadro 数である。一方、モル濃度を c (mol./l) とすれば

$$n = \frac{Nc}{1,000} \dots\dots\dots(3)$$

という関係があるから、(1)式はつぎのように変形される。

$$\sigma = \frac{c\lambda}{1,000} \dots\dots\dots(4)$$

ここで、 λ は当量伝導度である。

実際絶縁油中のイオンの濃度を直接求めることはできないが、比伝導度の測定より間接的に算出することができる。このためにまず油中イオンの運動から当量伝導度と粘度の関係を調べることにする。

Stokes の法則によると無限に拡がっている非圧縮性粘性流体 (粘性係数 η) 中を一様な速さ v で進む半径 r_0 の球は $6\pi\eta r_0 v$ の抵抗を受ける。したがって絶縁油中を運動するイオンについてもこの関係が適用されるとすると、もしイオン間の相互作用が無視される程度の稀薄さで、かつ比較的低周波低電界においては、——外部より加えた電気力に対する抵抗はこの Stokes 力だけである。——また電界のない場合を考えると、イオンの拡散係数 D は Stokes—Einstein の関係

$$D = \frac{kT}{6\pi r_0 \eta} \dots\dots\dots(5)$$

から求められる。ここで k は Boltzmann 常数、 T は温度である。しかし、この古典的な関係は移動イオンが溶媒分子と比較してきわめて大きい場合にだけ成立する。絶縁油の場合のように、イオンと溶媒分子の大きさがほぼ同程度とみなされる場合には平衡点間のイオンの遷移から演繹された

$$D = \frac{d_1}{d_2 d_3} \frac{kT}{\eta} \dots\dots\dots(6)$$

を用いる方が合理的である。この式の d_1 は油中の分子層間の距離を示し、 $d_2 d_3$ はそれぞれイオンの運動方向および直角方向にある分子間の距離を表わしている。 $d_1/$

$d_2 d_3$ は溶媒によつてあまり変化することがなく、水中の自己拡散に対しては約 7.14×10^6 であることが知られている。⁽⁴⁾ (6)式より D を求めると第1表のようになる。

第1図はこれを図示したものである。

またイオンの易動度は輸送速度の平衡から

$$u = \frac{De_0 z}{kT} \dots\dots\dots(7)$$

である。したがって (1), (2), (3), (4), (6), (7)式からつぎの関係式がえられる。

$$\lambda\eta = \frac{d_1}{d_2 d_3} \frac{kzF^2}{R} \dots\dots\dots(8)$$

ただし、 R は普遍気体常数である。(8)式に

$$\frac{k}{R} = 1.66 \times 10^{-17}, \quad F = 96,500 \text{ (C)}$$

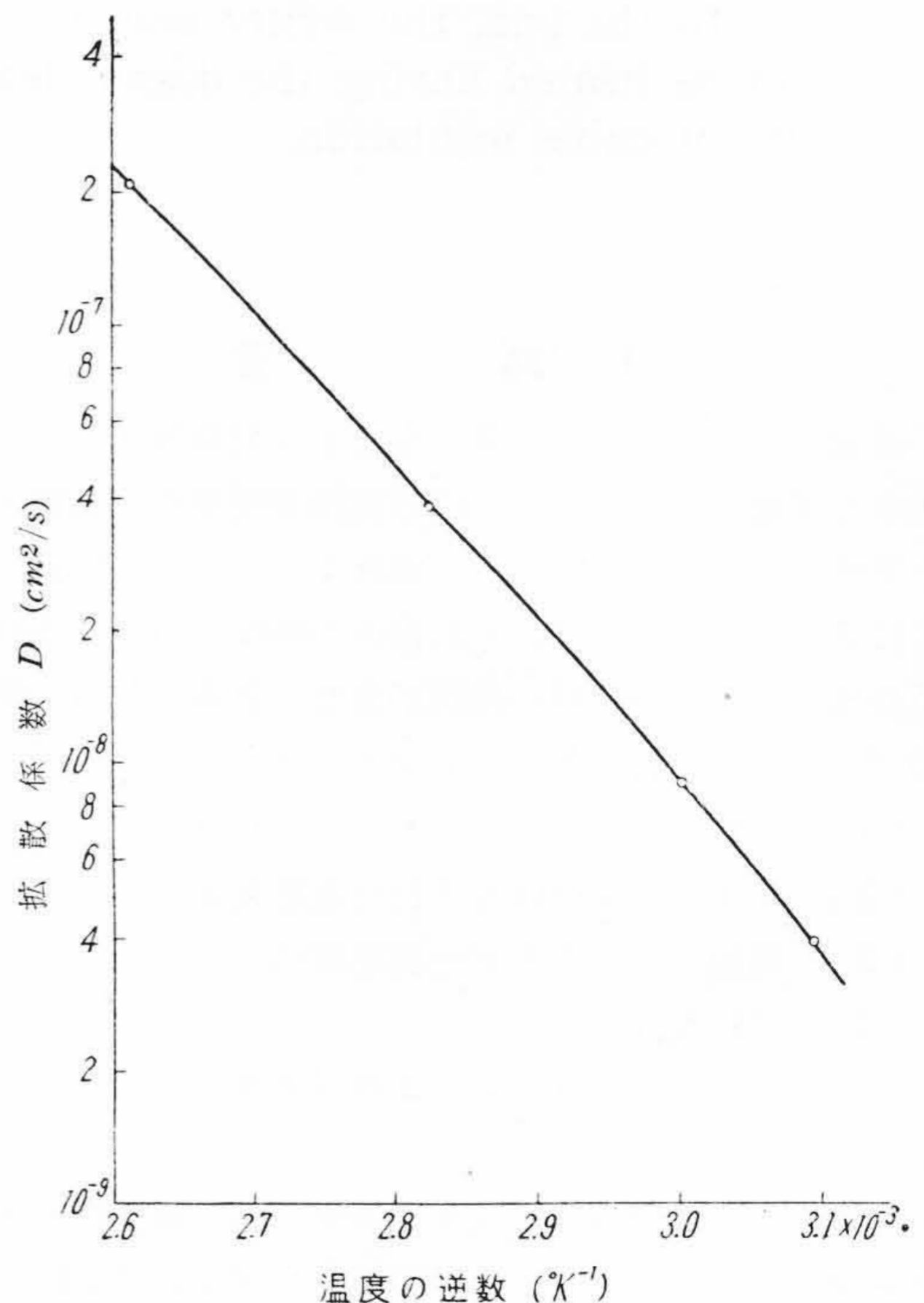
を代入すると

$$\lambda\eta = 1.55 \times 10^{-7} \frac{d_1}{d_2 d_3} z \dots\dots\dots(9)$$

となる。

したがって $d_1/d_2 d_3$ の値を考えると $\lambda\eta$ の積は約1の程度と推定される。(イオン価 z は1とする。)

最近、Gemant 氏ら⁽⁵⁾⁽⁶⁾ は炭化水素油中の伝導源を水素イオンと考えているが、Walden 氏⁽⁷⁾の測定によると水素イオンの有機溶媒中の $\lambda\eta$ の値は第2表のように



第1図 拡散係数の温度特性
Fig. 1. Temperature Characteristic of Diffusion Coefficient

第1表 絶縁油の粘度とイオンの拡散係数の温度変化

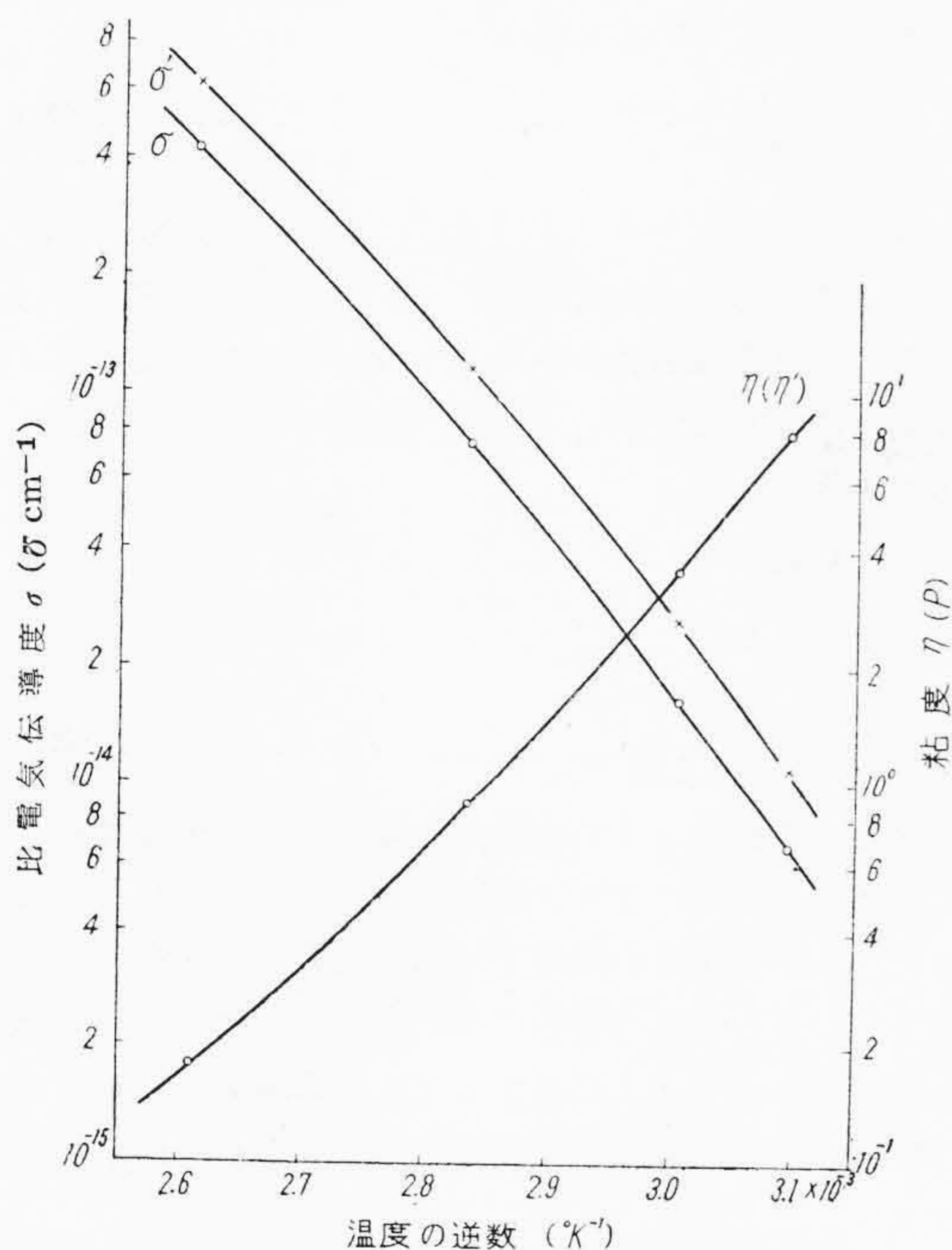
Table 1. Temperature Dependence of Viscosity and Diffusion Coefficient of Ion in Insulating Oil

T (°K)	η (P)	D (cm ² /s)
323	8.1	3.93×10 ⁻⁹
333	3.6	9.11×10 ⁻⁹
353	0.89	3.91×10 ⁻⁸
383	0.18	2.09×10 ⁻⁷

第2表 各種有機溶媒中のイオン粘度と当量伝導度の積

Table 2. Ion Conductance-Viscosity Product in Various Organic Solvents

溶媒 イオン	H ₂ O	CH ₃ OH	C ₂ H ₅ OH	CH ₃ COCH ₃	CH ₃ NO ₂
水素イオン	3.14	0.78	0.67	0.28	0.39
ナトリウムイオン	0.45	0.26	0.20	0.22	0.36



第2図 粘度と比電気伝導度の温度特性

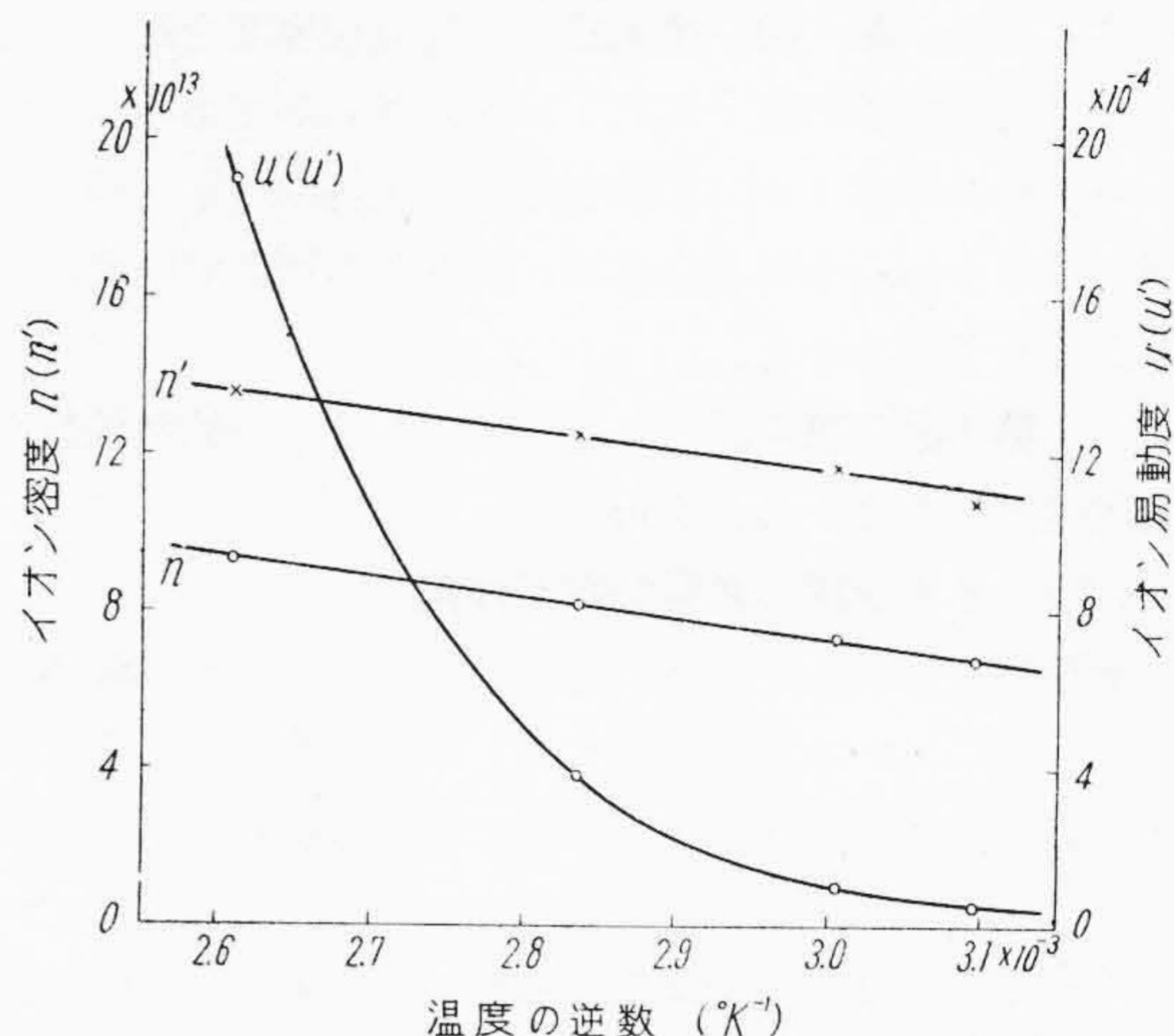
Fig. 2. Temperature Characteristic of Viscosity and Specific Conductivity

なっている。これらの値は特に大きいイオンに対して正しいと考えられており Ulich氏⁽⁸⁾は溶媒の種類に無関係であると述べている。

以上の考察より絶縁油に対して近似的に

$$\lambda\eta \approx 0.5 \dots\dots\dots (10)$$

と仮定すると、(4)式は

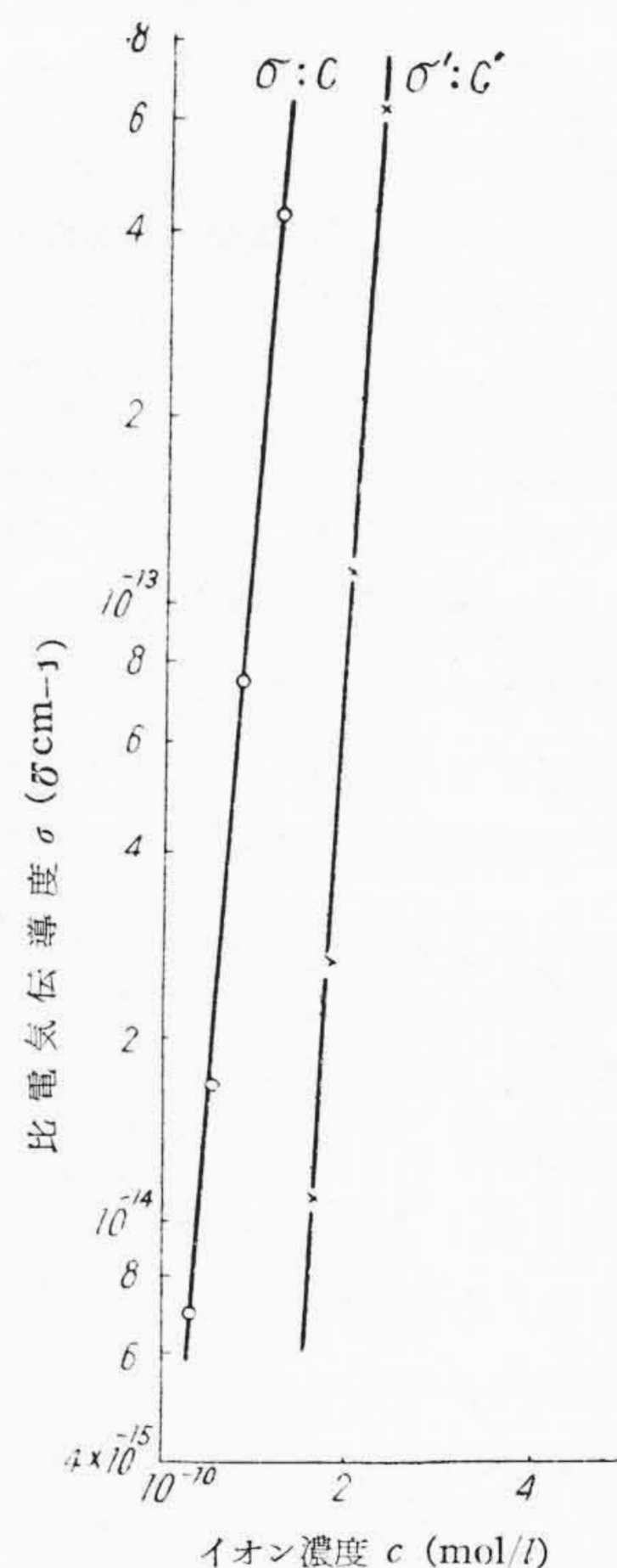


第3図 イオン密度と易動度の温度特性

Fig. 3. Temperature Characteristic of Ion Density and Mobility

第4図
イオン濃度と比電気伝導度

Fig. 4.
Ionic Concentration and Specific Conductivity



$$\sigma = \frac{c}{2\eta} \times 10^{-3} \dots\dots\dots (11)$$

となる。 σ および η に対する筆者の測定結果を第2図に示す。図中「'」を付けたものは0.1 mmHgの真空中で3時間加熱処理した後の値である。(ただし処理温度は110°C) (11)式から c を求め加熱処理前後を比較すると第3表のようになる。第3図はこれから求めた1 cm³中のイオンの数 n および(7)式から計算したイオンの易動度を示したものであり、第4図は c と σ の関係を表わした

ものである。第2図~第4図より電気伝導度を決定するものは荷電粒子の数であることがあきらかである。すなわち加熱処理はイオンの数を増加し絶縁油の電気抵抗を減少させる。この現象は倉田・川井氏ら⁽⁶⁾の解離恒数の値からも了解できる。

一方第1図と第3図は処理前後のイオンの拡散係数や易動度が変わらないことを示している。

(2) イオン間の静電的相互作用

前節の考察はイオン球の運動に抵抗する力を Stokes 力だけとしているが、実際イオン濃度が大きくなるとイオン間の静電的相互作用が問題となり、抵抗力が増加する。

相互作用による力を導入するためにはイオンの配列状態を知る必要がある。油の分子そのものは固体のように明確でないとしても、ある程度の秩序がある配列をしていると考えられるが⁽⁸⁾、イオンは濃度が小さい限りほとんど不規則に近いと想像される。しかし、やや濃度が大きくなり静電的相互作用が無視できなくなると Coulomb 力のためになんらかの秩序性が現われてくる。これを調べるために Debye-Hückel 氏⁽¹⁰⁾が電解質溶液に適用した物理模型をそのまま絶縁油に用いることにする。

Brown 運動の一変位の時間 (10^{-12} s) に比して十分長い時間をとれば、一つの正イオンの周囲には負イオン、負イオンの周囲には正イオンの雲囲気があると考えられる。一般にイオンの雲囲気の荷電は中心イオンの電荷と異符号でかつ絶対値は等しい。また中心イオンが油の境界に接していないならば、イオン雲囲気は中心イオンに対して球対称分布をする。

このような模型に基いて油中イオンの相互作用を論じるためにはその雲囲気の空間的な厚さと時間的關係が問題となる。まず空間的な厚さを求めるために絶縁油中に2種類のイオンを仮定し、正イオン、負イオン(ともに電荷は e_0) とともに 1 cm^3 中に平均 n_i ずつある場合を考える。今任意の正イオンに着目し、点 P におけるイオンの平均ポテンシャルを ϕ 、平均電気密度を δ とすれば Boltzmann の分配則により P 点における微小体積 dV 中にある正負イオンの平均数は

$$\left. \begin{aligned} n_+ &= n_i e^{-e_0\phi/kT} dV \\ n_- &= n_i e^{e_0\phi/kT} dV \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (12)$$

となる。

したがって δ は

$$\delta = -2 n_i \sinh \frac{e_0\phi}{kT} \dots\dots\dots (13)$$

となる。イオン間に作用する力は Coulomb 力だけとしその他の様子は濃度の小さいときと同じだとすると ϕ と δ の間に Poisson の關係が成立する。

$$\Delta\phi = -\frac{4\pi}{\epsilon} \delta \dots\dots\dots (14)$$

ここで Δ は Laplacian, ϵ は誘電率である。(13), (14) 式より δ を消去し

$$\frac{e\phi}{kT} \ll 1 \dots\dots\dots (15)$$

と仮定して (14) 式を線型化すれば

$$\Delta\phi = k^2\phi \dots\dots\dots (16)$$

となる。ただし

$$k^2 \equiv \frac{8\pi n e_0^2}{\epsilon kT} \dots\dots\dots (17)$$

で物質固有の常数である。

つぎに k の物理的意義を考えるために中心イオンからきわめて遠いところでは

$$n_+ = n_- = n_i \dots\dots\dots (18)$$

とし十分近いところでは

$$\phi \sim \frac{e_0}{\epsilon} \frac{1}{r} \dots\dots\dots (19)$$

とする。この r は中心イオンからの距離である。この2条件を用いて (16) 式を解くと

$$\phi = \frac{e_0}{\epsilon} \frac{1}{r} e^{-kr} \dots\dots\dots (20)$$

となる。これは中心イオンだけによるポテンシャル $\left(\frac{1}{\epsilon r}\right)$ と、イオン雲囲気によるポテンシャルの和と考えられるから、前者を (20) 式から引去り $r=0$ とおけばイオン雲囲気だけによつて中心イオンの位置に生じるポテンシャルが求まる。

すなわち

$$\begin{aligned} \phi_0 &= -\frac{e_0 k}{\epsilon} \\ &= -\frac{e_0}{\epsilon} \frac{1}{1/k} \dots\dots\dots (21) \end{aligned}$$

となる。これより k の物理的意義はあきらかになる。中心イオンの位置にイオン雲囲気が生じるポテンシャルはあたかも半径 $1/k$ の球面上に雲囲気的全電荷が一様に分布していると考えた場合の中心点のポテンシャルに等しい。故に中心イオンに対するイオン雲囲気の影響は半径 $1/k$ の球面上にある一様な電気密度で表わされることになる。

このようにしてイオン雲囲気の厚さは

$$a \equiv \frac{1}{k} \dots\dots\dots (22)$$

で定義される。1価のイオンを仮定すれば (2), (3), (17), (22) 式より

$$a = \frac{3.06}{\sqrt{c}} \times 10^{-8} \text{ (cm)} \dots\dots\dots (23)$$

となる。第3表の c の値を (23) 式に代入して絶縁油を加熱処理した前後のイオン雲囲気の厚さを求めると第4表のようになる。

普通分子間力として知られている Van der Waals の力は数 Å 程度まで作用する short-range の力であるがイオン間の Coulomb 力は数 100 Å まで働く long-range の力と考えられている。しかし第 4 表より分るように絶縁油中のイオン雰囲気の厚さは非常に厚く 10⁵ Å の程度であるから、どれほど Coulomb 力が long-range でもイオン間の静電的相互作用は無視してよい。すなわちイオンの運動にとってイオン雰囲気からの抵抗（緩和力や電気泳動力）はなく、唯一の抵抗力は Stokes の力である。したがって前節の考察は修正しないでそのまま電界が加わったときの平衡に展開できる。

今電気力が Stokes の抵抗力と平衡を保つという関係 $6\pi\eta r_0 v = e_0 E$ (24)

を用いるとイオン半径 r_0 が算出できる。ここで E は印加電界の強さであるから

$$u = \frac{v}{E} \dots\dots\dots (25)$$

である。(6), (7) 式の関係を用いると (24), (25) 式から

$$\left. \begin{aligned} r_0 &\simeq 7.43 \times 10^{-8} \text{ (cm)} \\ &= 7.43 \text{ (Å)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (26)$$

となる。これより使用した絶縁油中の平均イオン半径は 7.43 Å と推定される。

(3) 交流伝導度

前節の結果よりイオン間の相互作用を無視することにする。交流電界 $Ee^{i\omega t}$ が印加されたときのイオンの速度を $ve^{i\omega t}$ で表わすと、イオンに作用する力は電気力 $e_0 Ee^{i\omega t}$ と Stokes の力 $-6\pi r_0 \eta ve^{i\omega t}$ だけであるか

第 3 表 加熱処理前後の絶縁油のイオン濃度 (mol/l)

Table 3. Ion Density of Insulating Oils Before and After Heating (mol/l)

T (°K)	加熱処理前	加熱処理後
323	1.12 × 10 ⁻¹⁰	1.78 × 10 ⁻¹⁰
333	1.22	1.94
353	1.35	2.07
383	1.55	2.26

第 4 表 加熱処理前後の絶縁油中のイオン雰囲気
の厚さ (cm)

Table 4. Thickness of Ionic-Atmosphere in Insulating Oil Before and After Heating (cm)

T (°K)	a	a'
323	2.89 × 10 ⁻³	2.29 × 10 ⁻³
333	7.77	2.20
353	2.635	2.13
383	2.46	2.04

ら、イオンの質量を m とするとつぎの運動方程式が成立する。

$$im\omega ve^{i\omega t} = e_0 Ee^{i\omega t} - 6\pi r_0 \eta ve^{i\omega t} \dots\dots\dots (27)$$

この式の左辺は慣性抵抗を表わしているが、右辺の第 2 項と同程度になるためには、 $m \simeq 10^{-22}$ とし、 η に今回用いた絶縁油の最小実測値 10⁻¹ を用いても $\omega \simeq 10^{11}$ となる。したがってここで問題となるような商用周波数の交流に対しては無視できる。そこで(27)式の左辺を省略すると、イオン速度は

$$v = \frac{e_0}{6\pi r_0 \eta} E \dots\dots\dots (28)$$

となり、イオン伝導による電流密度 i はつぎのように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} i &= ne_0 ve^{i\omega t} \\ &= ne_0^2 Ee^{i\omega t} / 6\pi r_0 \eta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (29)$$

また交流電界による変位電流密度は

$$\frac{I}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon E e^{i\omega t}) = \frac{i\omega}{4\pi} \epsilon E e^{i\omega t} \dots\dots\dots (30)$$

であるから、全電流密度 I は

$$I = \left(\frac{ne_0^2}{6\pi r_0 \eta} + \frac{i\omega}{4\pi} \epsilon \right) E e^{i\omega t} \dots\dots\dots (31)$$

となる。一方現象論的に考えると角周波数 ω の交流電界による電流密度は

$$I = \left(\sigma\omega + \frac{i\omega}{4\pi} \epsilon_\omega \right) \dots\dots\dots (32)$$

である。ただし σ_ω , ϵ_ω はその周波数に対する比伝導度と誘電率である。(31), (32) 式の実数部と虚数部とを比較すると

$$\left. \begin{aligned} \sigma_\omega &= \frac{ne_0^2}{6\pi r_0 \eta} \\ \epsilon_\omega &= \epsilon \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (33)$$

となる。したがって

$$\sigma_\omega = r\sigma \dots\dots\dots (34)$$

とおけば $r \simeq 1$ が期待される。しかし実際はかならずしもそうはならない。筆者の実験より求めた r の値を第 5 表に示す。表中の r' は加熱処理後の値である。 r の値は高温になるかまたは加熱処理に伴って——すなわちい

第 5 表 加熱処理前後の絶縁油の直流伝導度と交流伝導度の比

Table 5. Ratio of D.C. and A.C. Conductivity of Insulating Oils Before and After Heating

T (°K)	r	r'
323	1.96	1.62
333	1.57	1.42
353	1.31	1.33
383	1.31	1.24

ずれにせよ荷電粒子の増加にしたがつて—1に近づくことが分る。

〔III〕誘電的性質

(1) 誘電正接 (tan δ)

一般に絶縁体の誘電損失の原因と考えられるものは

- (A) イオン伝導
- (B) 空間電荷
- (C) 双極性分子の回転

などであるが、前章の結果は絶縁油では(A)が支配的であることを暗示している。直流伝導度 σ と tan δ の測定結果を図示すると第5図のようになる。これは入荷時の異なる同一種類の絶縁油について数多く測定した平均値である。この結果より実験式を求めると

tan δ = 1.4 × 10¹⁰ σ (35)

となる。

一方 tan δ は全電流密度の実数部と虚数部の比と考えられるから (31), (32) 式より

tan δ = (ne²ω / 2r₀ηε) (35)

または

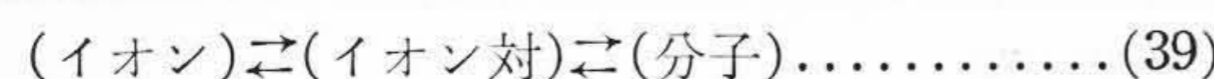
tan δ = (2rσ / fε_ω) (37)

となる。今 r ≈ 1, f = 60 c/s とし 60 c/s における誘電率の平均値 2.55 を ε_ω とすれば (37) 式は

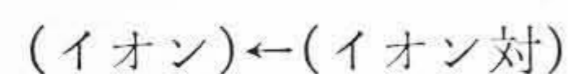
tan δ ≈ 1.17 × 10¹⁰ σ (38)

となる。(35)式と(38)式を比較してみると理論と実験はかなりよく一致していることがわかる。直流抵抗および誘電率の測定値を用いて(35), (37)式よりえられた結果と実測した tan δ の値を比較すると第6図のようになる。図の点線は加熱処理後の値を示したものである。また図中に約 50 °C 以下の値を示していないのは上の理論の適用外と考えられたためである。すなわち, tan δ 極小点以下の温度範囲では誘電損失をイオン伝導のみによるという仮定が許されるかどうか疑わしい。このことについては後述する。〔III〕(2), 〔IV〕(2)参照

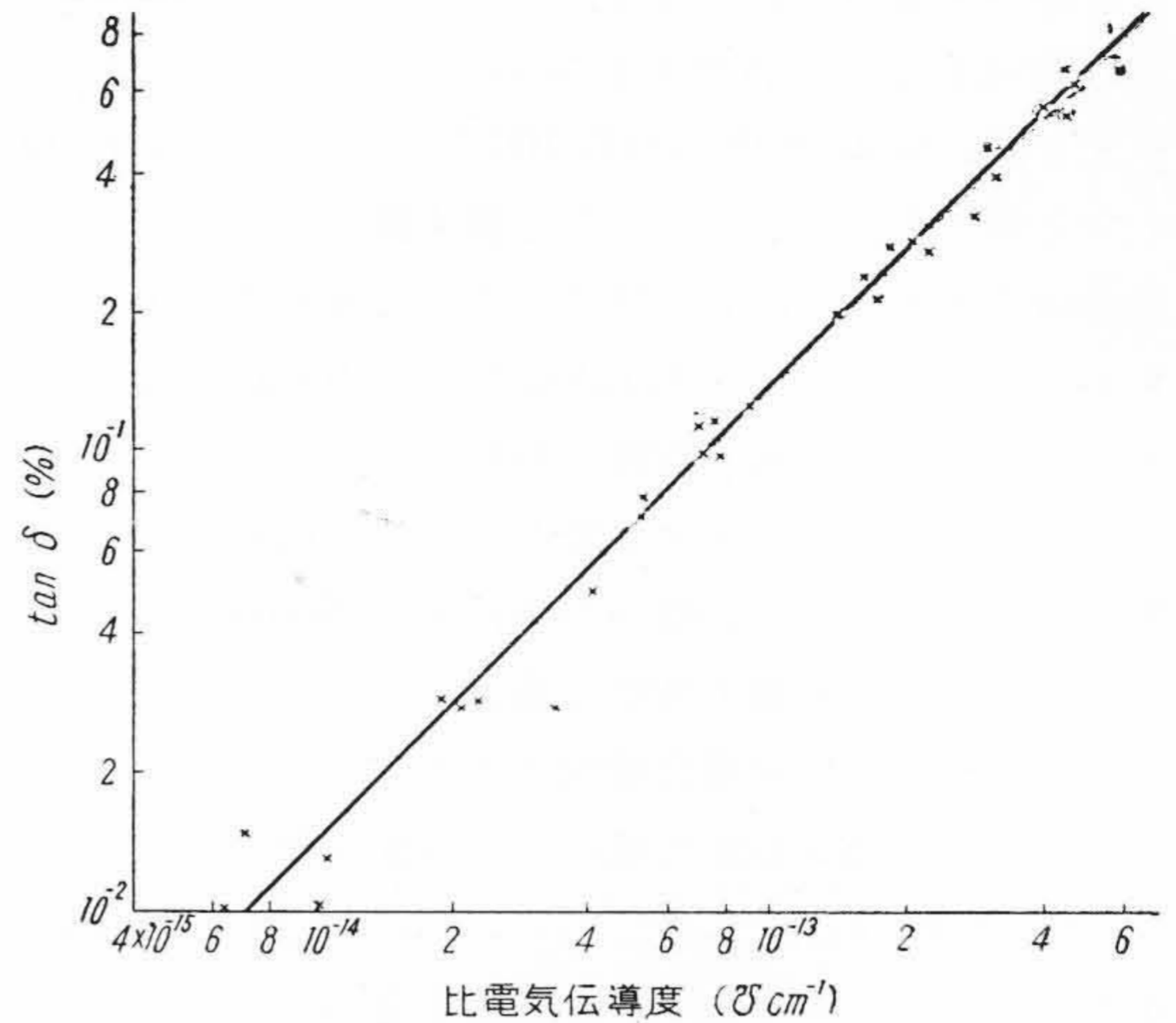
つぎに tan δ の電圧特性を実測した結果は第7図のようになる。低温部においてはほとんど tan δ の変化は認められないが高温になると電圧依存性が現われてくる。これをイオン伝導に基いて説明するには、電界が強くなるほどイオン対よりイオンへの解離が激しくなり⁽¹⁰⁾ 伝導度が増加したと考えればよい。最も一般には



の反応過程において

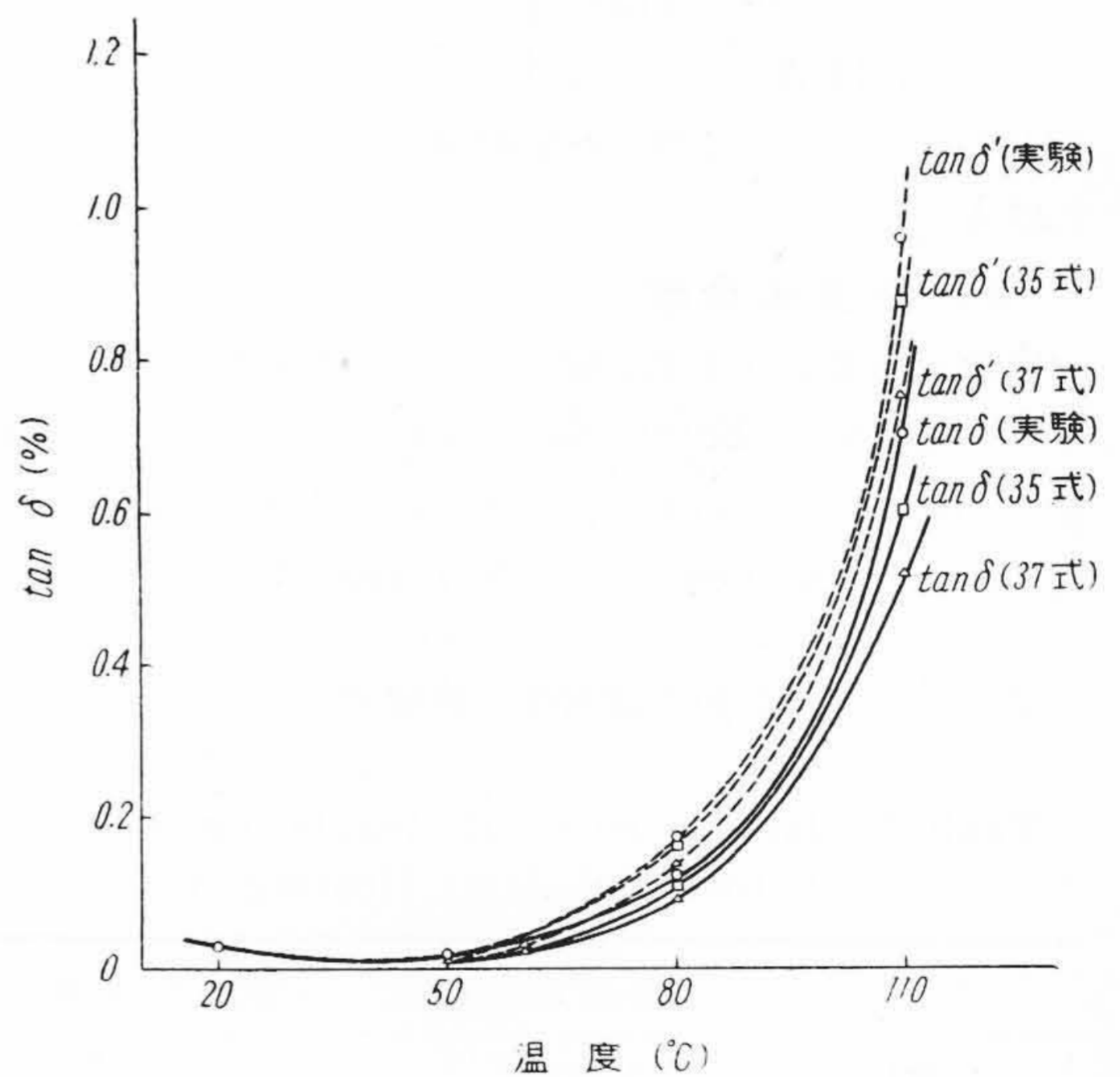


の反応だけが電界に依存すると思われる。Onsager氏⁽¹³⁾はこの仮定に基いて弱電解質溶液中で生じるオームの法則



第5図 比電気伝導度と tan δ

Fig.5. Relation between Specific Conductivity and Dielectric Power Factor



第6図 tan δ の温度特性 (理論と実験の比較)

Fig.6. Temperature Characteristic of Dielectric Power Factor (Comparison of Theory and Experiment)

からの偏倚を説明しているが、その考察の大部分はそのまゝ絶縁油に対しても適用できるであろう。

(2) 誘電分極

絶縁油の分子が無極性であるか有極性であるかはまだ議論の余地がある。ここでは分極率および双極子能率を求めてこの問題に触れてみよう。

まず油の分子の分極が完全に電子的寄与によるものと仮定すると、分極率 α_e は光学的屈折率 n₀ で決定される。⁽¹²⁾ 双極子が電界によつて平衡に達するには電界の周

期に比べて非常に長い時間を必要とすることから Maxwell は n_0^2 が双極性の寄与のない光学的振動数に対する誘電率 ϵ_∞ であることを見出した。第8図は絶縁油に対して測定した $n_0, \epsilon_\infty, \epsilon_{60}$ の値を示したものである。

つぎに、油の分子が等方的であるとすれば Clausius-Mossotti の式が近似的に成立つから

$$\alpha_e = r_0^3 \frac{\epsilon_\infty - 1}{\epsilon_\infty + 2} \dots\dots\dots (40)$$

となる。50 °C における分極率は約 $1.2 \times 10^{-22} (\text{cm}^3)$ である。

一方油の分子を有極性とし原子分極をも考慮に入れて分極率を計算する。全分極率を α_t とすれば

$$\alpha_t = r_0^3 \frac{\epsilon_{60} - 1}{\epsilon_{60} + 2} \dots\dots\dots (41)$$

で表わされる。ここで 50 °C の α_t を求めるために ϵ_{60} を 2.59 とおけば、 $\alpha_t = 1.43 \times 10^{-22}$ となる。もし分極率に加法性

$$\alpha_t = \alpha_a + \alpha_e \dots\dots\dots (42)$$

が成立つと仮定すれば原子分極に基づく分極率 α_a は $0.23 \times 10^{-22} (\text{cm}^3)$ となり、電子分極の寄与の約 1/5 となる。したがって絶縁油を無極性液体とする従来の考え方は間違っていないといえる。

それにもかかわらずなお有極性液体として Onsager の式⁽¹³⁾

$$\epsilon - n_0^2 = \frac{2\epsilon}{2\epsilon + n_0^2} \left(\frac{n_0^2 + 2}{3} \right) \frac{4\pi N \mu^2}{3kT} \dots\dots\dots (43)$$

から双極子能率を求めると第6表のようになる。この式の μ は双極子能率、 ϵ は静電的な誘電率であるが、便宜

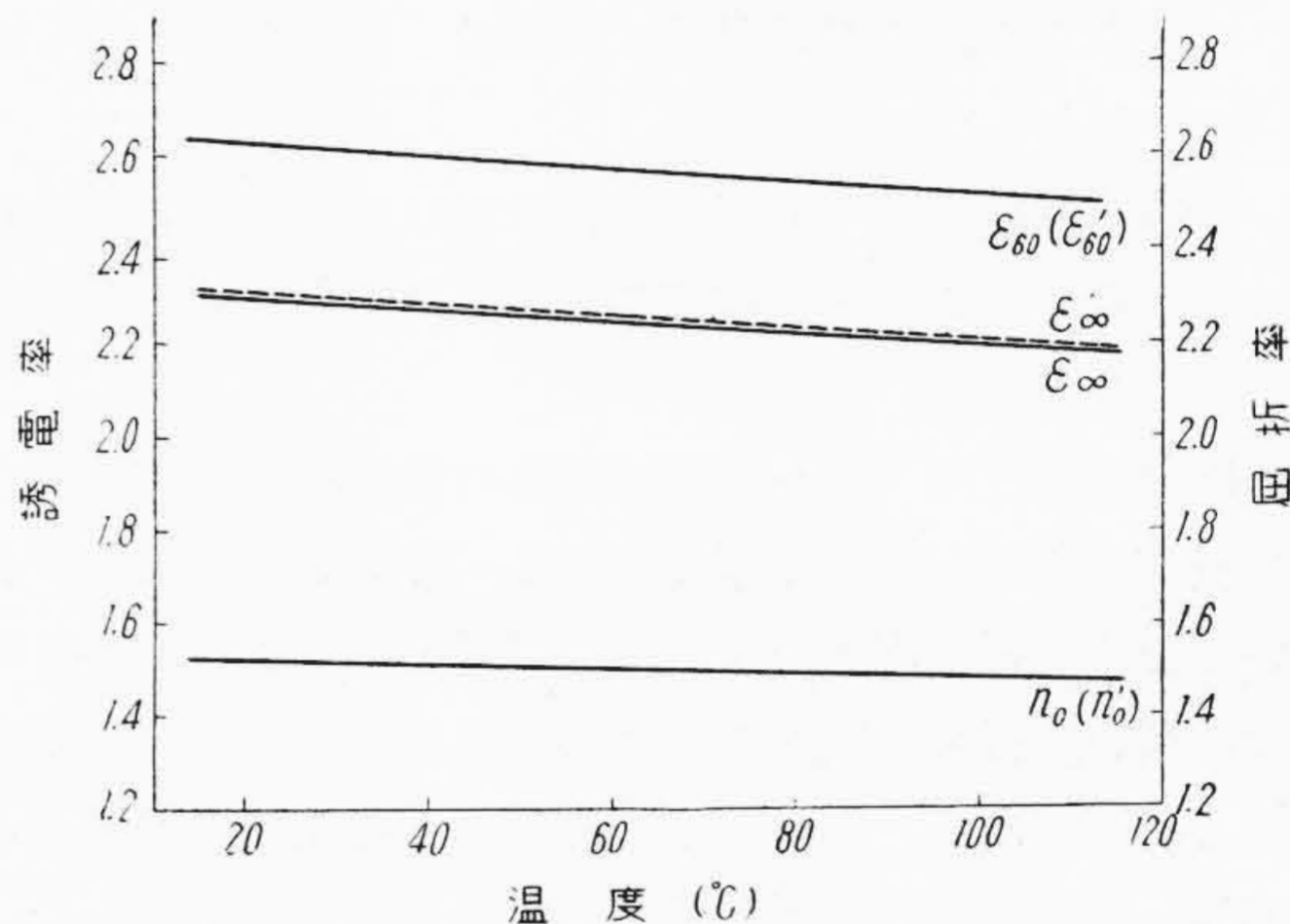
上 μ の計算には $\epsilon = \epsilon_{60}$ を使用した。第6表より双極子能率の値は Debye 単位で 10^{-20} であり、前述の通り絶縁油を無極性液体と考えてよいことを裏書きしている。なお、さらに強引に Debye の分散理論を適用すると

$$\left. \begin{aligned} \tan \delta &= \omega \tau \\ &= 2\pi f \frac{4\pi r_0^3 \eta}{kT} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (44)$$

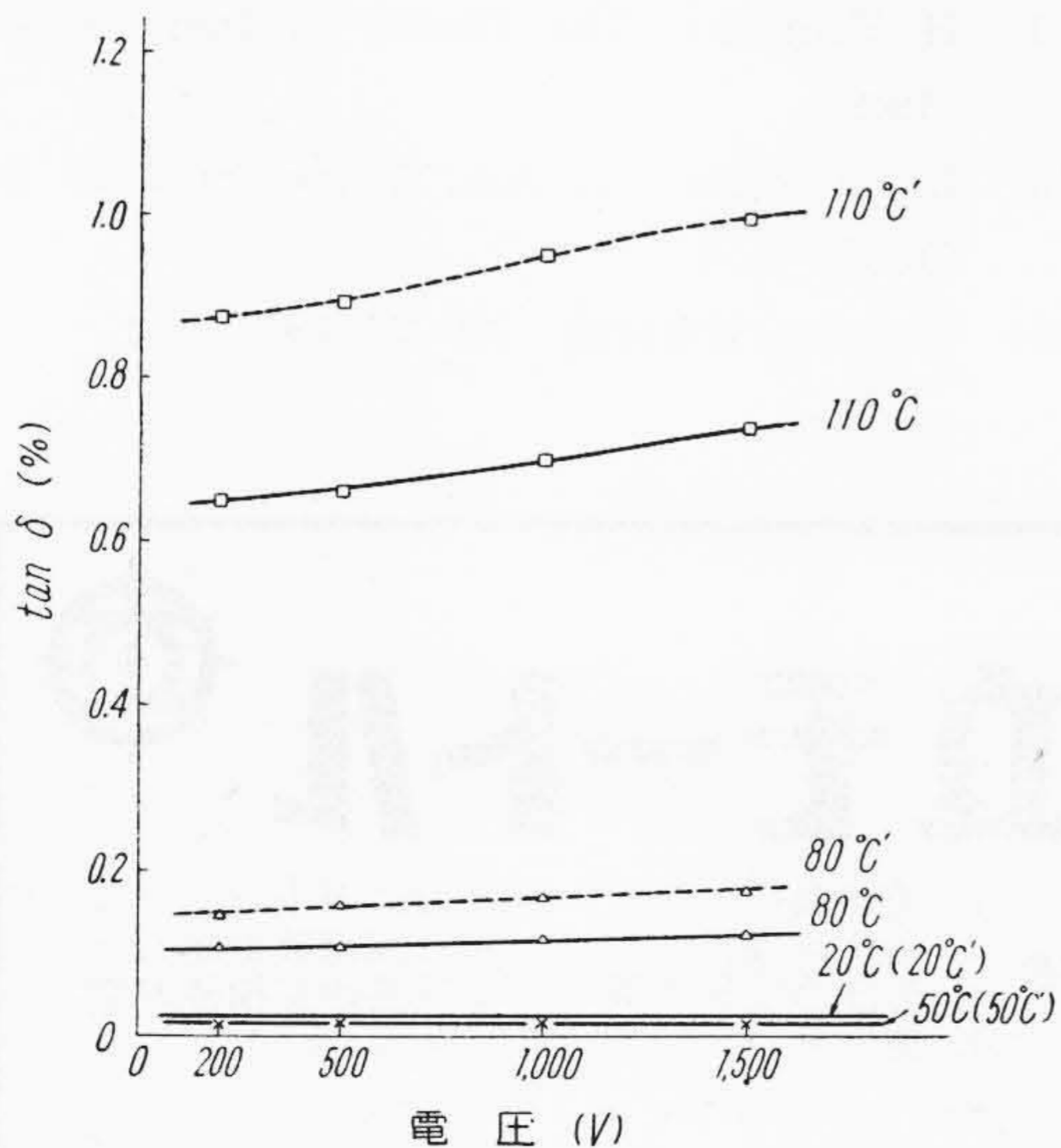
となる。⁽¹⁴⁾ ここで τ は緩和時間である。

第6表 加熱処理前後の双極子能率
Table 6. Dipole Moment of Molecule in Insulating Oil Before and After Heating

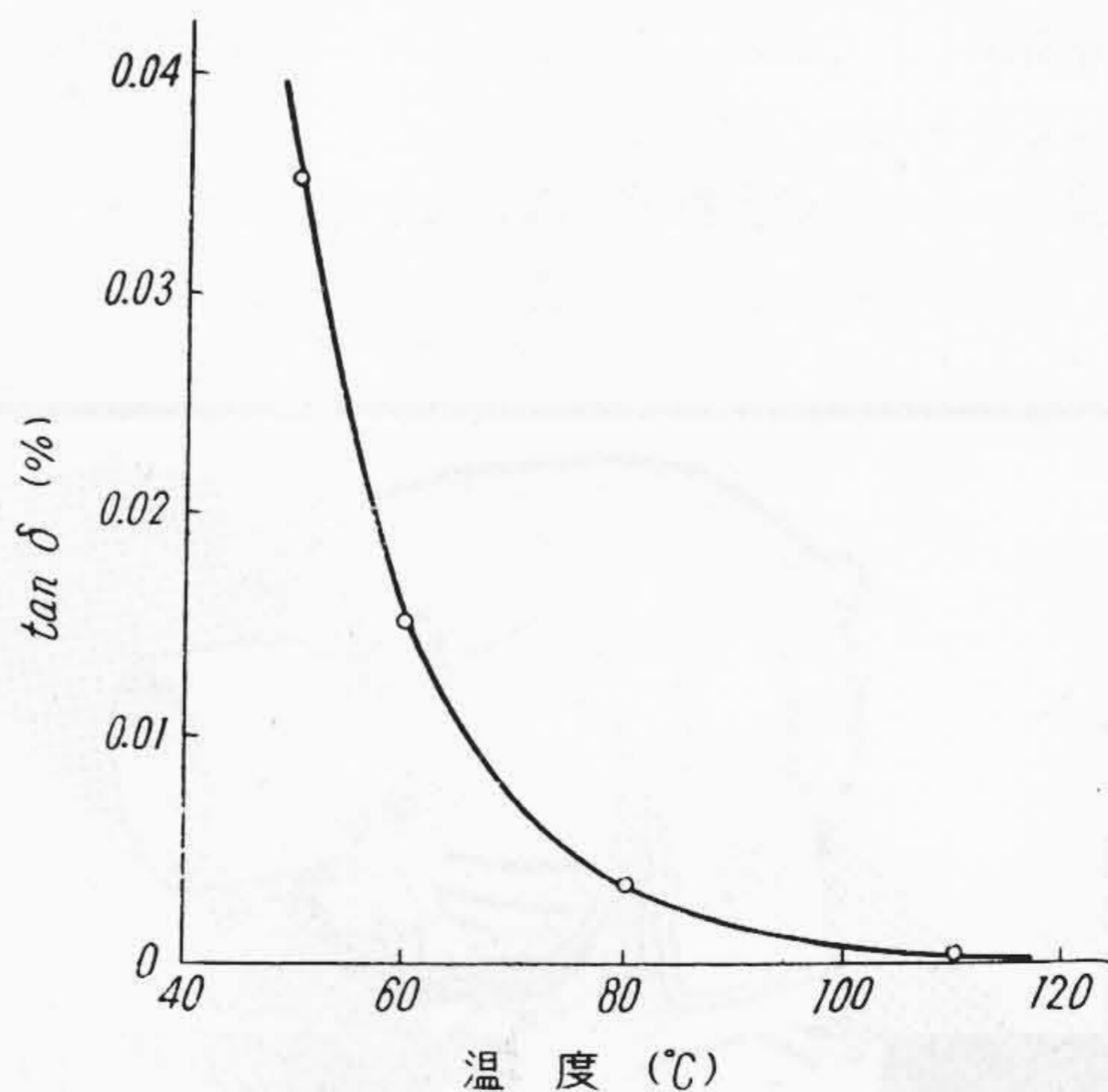
T (°K)	μ	μ'
323	5.24×10^{-20}	5.15×10^{-20}
333	5.29	5.21
353	5.45	5.35
383	5.73	5.58



第8図 誘電率と屈折率の関係
Fig. 8. Relation between Dielectric Constant and Refractive Index



第7図 tan δ の電圧特性
Fig. 7. Voltage Characteristic of Dielectric Power Factor



第9図 Debye の理論より求めた tan δ
Fig. 9. Dielectric Power Factor Accounted by Debye's Theory

これから算出した $\tan \delta$ の値は第9図(前頁参照)のようになる。結果は著るしく実験と異なるが、これを(37)式から求めた値に加えると高温部の $\tan \delta$ は実測値に近ずき、極小点以下の低温部の特性も定性的な説明ができる。これから低温領域(高粘度領域)では絶縁油中でも双極子の回転による損失があるように思えるがまだ疑問の余地が多く他の面からの検討が必要である。

[IV] 結 言

高電圧ケーブル用絶縁油の加熱処理前後の諸特性を考察した結果を総括するとつぎのようになる。

- (1) 絶縁油の電気伝導はイオンによるものと考えてよく、加熱処理による絶縁抵抗の減少は荷電粒子(この場合はイオン)の数の増加によるもので拡散係数や易動度には無関係である。
- (2) 絶縁油の誘電損失は大部分イオンの伝導損失と考えられるが低温部では双極子損失があるかも知れない。
- (3) 誘電分極の考察より絶縁油はほとんど無極性物質であることを再確認したが、まだ検討の余地がある。

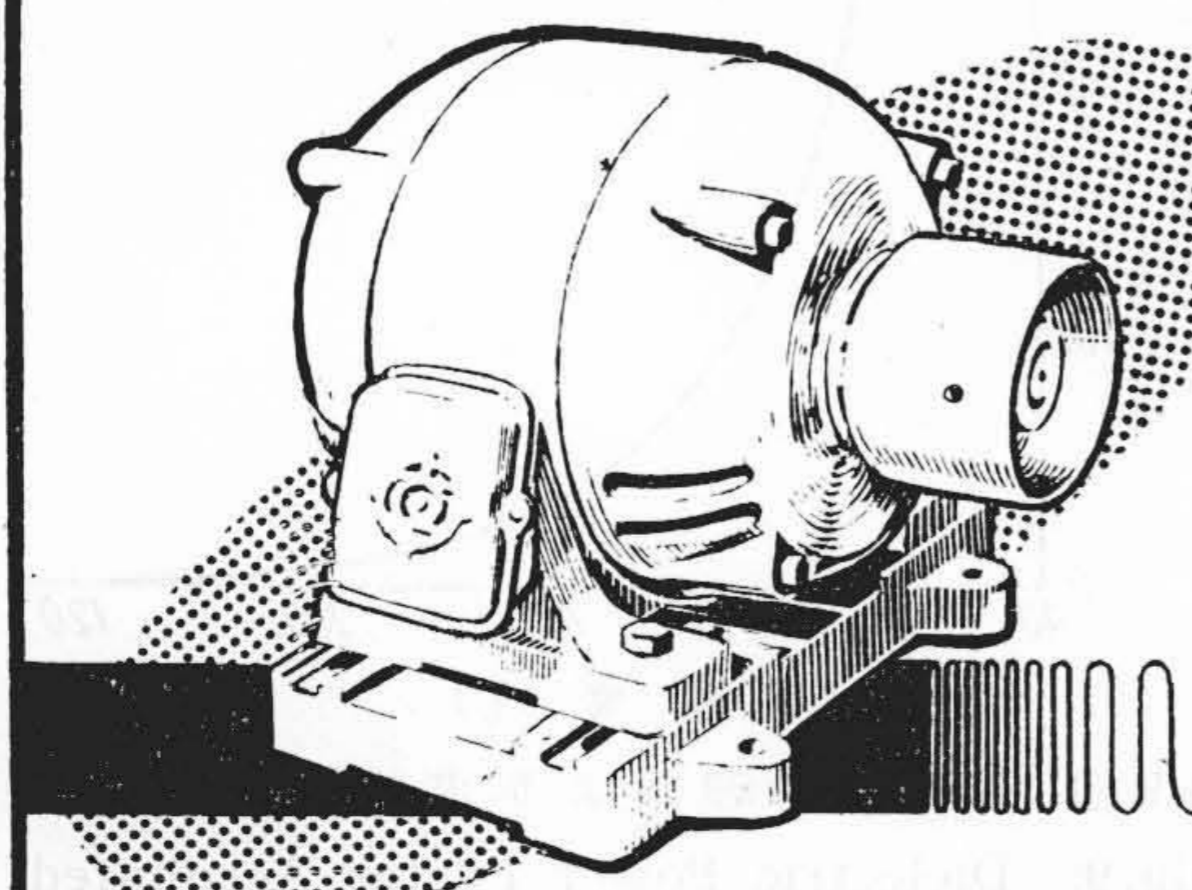
以上の結果は「ケーブル製造時の絶縁油の処理および含浸のために加熱する温度はなるべく低い方がよい」という従来の経験事実の正当性を裏書している。しかし粘度の高い絶縁油を脱気処理する場合にはどうしても加熱する必要がある。したがって脱気による絶縁破壊電圧の上昇と加熱による誘電正接の増加とは背反性を示していることになる。このことから処理温度と時間の関係が上記二つの性質に対してどのように影響するかを調査し、最適条件を決定することが、ケーブル製造者にとって最も必要なことである。逐次これに対して確実な根拠を見出してゆきたいと考えている。

摺筆に当り終始御指導を戴いた東北大学鳥山教授を始め、日立製作所日立電線工場内藤技術部長、久本試作課

長に深く感謝する。また実験を御援助下さった下山田、遅塚両氏、実験に当られた大沢君に対しても心から御礼申上げる。

参 考 文 献

- (1) A. King, V.H. Wentworth: Raw Materials for Electric Cables 41 (1954)
- (2) たとえば
 - (A) J. B. Whitehead: 1930年代の势力的な研究
 - (B) 山田貞吉著: 電気絶縁油(昭晃堂)
 - (C) 日立評論 電線ケーブル特集号 168 (1955)
- (3) 鳥山, 佐藤, 長尾: 日本物理学会講演予稿 9. V. 11 (昭30)
- (4) S. Glasstone, K. J. Laidler and H. Eyring: The Theory of Rate Process 558 (1941)
- (5) A. Gemant: J. Chem. Phys. 10, 723 (1942): J. Elec. Chem. Soc. 100, 320 (1953)
- (6) 倉田, 川井, 近藤, 藤田; 電学誌 75, 129 (1955)
- (7) P. Walden: Z. Phys. Chem. 55, 207, 246 (1906)
- (8) H. Ulich; Trans. Fara. Soc. 23, 388 (1927)
- (9) H. S. Green; The Molecular Theory of Fluids 57 (1952)
- (10) P. Debye and E. Hückel; Phys. Zeit. 24, 185, 305 (1923)
- (11) M. Wien: Phys. Zeit 29, 751 (1928): 32, 545 (1931)
- (12) H. Falkenhagen: Elektrolyte 175 (1953)
- (13) L. Onsager: J. Chem. Phys. 2, 599 (1934)
- (14) H. Fröhlich: The Theory of Dielectrics 28 (1949)
- (15) L. Onsager; J. Am. Chem. Soc. 58 1486 (1936)
- (16) 岡小天: 誘電体論 220 (昭 29)



日立モートル

7つの特長

1. 力が強い
2. 効率が高い
3. 温度の上昇が低い
4. 使い易い

5. 寿命が永い
6. 外観塗装が美しい
7. 部品の互換性が完全

最寄の日立商品特約店又は販売店に御用命下さい。

日立製作所