

# 電力ケーブルの含浸機構の研究

## Study on Impregnating Mechanism of Paper Insulated Power Cables

比企野 恭 二\*      千葉 佐武郎\*      小石原 進\*  
 Kyôji Hikino      Saburô Chiba      Susumu Koishibara

### 内 容 梗 概

本報告は紙絶縁電力ケーブルの絶縁コンパウンドの含浸機構と、封入気体の溶解機構を理論的に検討した結果を、若干の実験による確認とともに取りまとめたものである。

特にケーブルの半径方向の圧力差に基づく絶縁コンパウンドの含浸、毛細管現象に基づく含浸および各種形状の封入気体の絶縁コンパウンドの溶解に関する実用的な計算式を提示した。

### 1. 緒 言

紙絶縁電力ケーブルの含浸作業はその製造工程中最も長時間を要するものの一つであり、またケーブル全量の電気特性を一挙に決定させてしまうものであるが、作業条件の合理化により大幅な製造要期の短縮と品質の改善が期待できるものである。特に最近超高圧のパイプ形ケーブルなどの需要が増してきており、絶縁厚の大きいケーブルのマス・インプレグネーションの合理化が重要な問題になってきている。

含浸作業はその機構が複雑でかつ不可視状態の作業が常であり、製品を傷つけることなくチェックすることが困難であるため、従来はとかく経験を重要視した安全度を過大に見込んだ作業を行なう傾向にあった。

このような観点から電力ケーブルの含浸を見直し、種々の要因のうち、含浸の進行に大きな影響を及ぼすものを吟味し、その理論的な解析と実験による確認を行ない、含浸作業の合理化の基礎を得ることを試みた。

### 2. マス・インプレグネーションの基本的な考え方

紙絶縁電力ケーブルは導体（より線）の上に通常 0.04~0.20 mm 厚さの絶縁紙を多数緊密に巻いた後、この絶縁コアの乾燥排気を十分行ない、脱気された絶縁コンパウンドをボイドを残すことなく含浸させて初めて電氣的に満足な特性が得られる。この含浸作業は通常第1図に示すようにリールまたはトレーにケーブルをコイル状に巻いてこれを真空加熱タンク内に収容して行なわれる。

この場合絶縁コンパウンドの含浸機構としては、

(1) ケーブルの内外の圧力差に基づく絶縁コンパウンドの粘性流<sup>(1)</sup>

(2) 含浸コンパウンドの表面張力に基づく毛細管現象

が考えられ、ケーブル内外の圧力差に影響を及ぼす要因としては、

(1) ケーブル内封入気体の絶縁コンパウンドへの溶解および置換<sup>(2)(3)</sup>

(2) ケーブル絶縁層の熱分解による気体の放出

が考えられる。

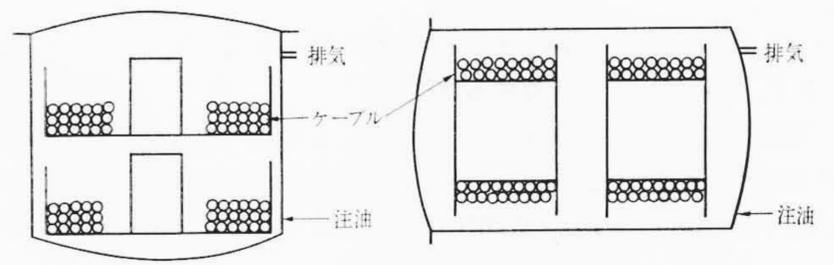
ケーブルの絶縁層は紙と空間との複合体であるが、絶縁コンパウンドの流れを考える場合には均質の多孔体として取り扱うことができ、また絶縁コンパウンドの流れは非圧縮性流体の定常流としてよいと思う。

### 3. ケーブルの半径方向の圧力差による含浸機構

#### 3.1 基礎方程式

ケーブルを均質な無限に長い円筒と考えると二次元的に半径方向の

\* 日立電線株式会社日高工場



トレーを用いた場合      リールを用いた場合

第1図 含浸作業中のケーブル配置

圧力差による絶縁コンパウンドの動きを取り扱う。

いま、 $P$ : 圧 力 差

$P_0$ :  $r_0$  と  $r$  間の圧力差

$Q$ : 流 量

$R$ : 半 径

$r$ : 含浸先端半径

$r_0$ : ケーブル絶縁半径

$t$ : 時 間

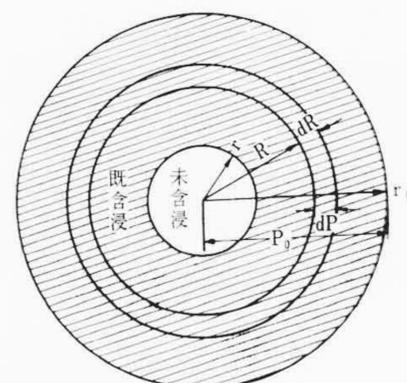
$A\mu$ : 固有流動抵抗 (体積抵抗率)

$\alpha$ : 絶縁層気孔度 (空間体積/全体積)

とし、含浸コンパウンドを非圧縮性流体、その流れを定常流と仮定する。第2図に示すような ( $dR$ ) の部分について考えると  $dt$  時間にこの部分を通して流れる流量 ( $dQ$ ) は圧力差 ( $dP$ ) と ( $dt$ ) に比例し流動抵抗<sup>(4)</sup> ( $A\mu dR/2\pi R$ ) に反比例する。すなわち (1) 式が成立する。

$$dQ = \frac{2\pi R dP dt}{A\mu dR}$$

$$\therefore \frac{dQ}{dt} = \frac{1}{A\mu} \frac{2\pi R}{dR} dP \dots \dots \dots (1)$$



第2図 含浸過程におけるケーブル内の絶縁コンパウンドの配置

連続の式により  $dQ/dt$  は一定と考えられるので、(2)式が成立する。

$$\frac{1}{2\pi} \cdot \frac{dQ}{dt} \int_r^{r_0} \frac{dR}{R} = \frac{1}{A\mu} \int_0^{P_0} dP$$

$$\therefore \frac{1}{2\pi} \frac{dQ}{dt} = \frac{1}{A\mu} \frac{P_0}{\log \frac{r_0}{r}} \dots\dots\dots(2)$$

また

$$\frac{dQ}{dt} = -\alpha 2\pi r \frac{dr}{dt}$$

なので

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{A\mu\alpha} \cdot \frac{P_0}{r \log \frac{r_0}{r}} \dots\dots\dots(3)$$

(3)式がケーブルの含浸に関する基本的な方程式となる。

3.2 実際ケーブルに対する理論式

実際のケーブルの場合には含浸進行によるケーブル内封入気体の圧力増加を考慮に入れる必要がある。また絶縁層と導体とは占積率も異なり内圧変化の様子も異なってくるので、含浸終末点がそれぞれにある場合に分けて考える必要がある。

3.2.1 含浸終末点が絶縁層内にとどまるとき

- $P$ : 外部圧力
- $p$ : ケーブル内圧
- $p_0$ : 乾燥終末時のケーブル内圧
- $r$ : 含浸先端半径
- $r_{lim}$ : 含浸先端半径極限值 ( $t=\infty$ における値)
- $r_0$ : ケーブル絶縁半径
- $r_1$ : ケーブル導体半径
- $\mu$ : 含浸コンパウンドの粘性係数
- $A_i$ : 絶縁体固有の定数
- $A_c$ : 導体固有の定数
- $\alpha$ : 絶縁体の空間体積/絶縁体の全体積
- $\beta$ : 導体の空間体積/導体の全体積
- $\Pi$ :  $P/p_0$
- $\Theta$ :  $r/r_0$
- $\Theta_1$ :  $r_1/r_0$
- $\Theta_{lim}$ :  $\Theta$ の極限值 (すなわち  $t=0$ における値)
- $A_0$ :  $A_c/A_i$

とすると、(3)式より

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{A_i\mu\alpha} \frac{P-p}{r \log \frac{r_0}{r}} \dots\dots\dots(4)$$

また内圧に関してボイルの法則から

$$p = p_0 \frac{\alpha\pi(r_0^2 - r_1^2) + \beta\pi r_1^2}{\alpha\pi(r^2 - r_1^2) + \beta\pi r_1^2} = p_0 \frac{r_0^2 - \delta r_1^2}{r^2 - \delta r_1^2}$$

ただし

$$\delta = 1 - \frac{\beta}{\alpha} \dots\dots\dots(5)$$

(4), (5)式から

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{A_i\mu\alpha} \frac{P - p_0 \frac{r_0^2 - \delta r_1^2}{r^2 - \delta r_1^2}}{r \log \frac{r_0}{r}}$$

$$\therefore \frac{d\Theta}{dt} = \frac{P}{A_i\mu\alpha r_0} \frac{\Pi(\Theta^2 - \delta\Theta_1^2) - (1 - \delta\Theta_1^2)}{\Pi(\Theta^2 - \delta\Theta_1^2)\Theta \log \Theta} \dots\dots(6)$$

初期条件  $t=0, \Theta=1$  を用いて(6)式を解くと、

$$t = \frac{A_i\mu\alpha r_0^2}{2P} \left\{ (\log \Theta) \left[ \Theta + \frac{H^2}{\Pi} \log \frac{\Pi\Theta^2 - G^2}{\Pi\Theta} \right] + \frac{1}{2} \left[ (1 - \Theta^2) + \frac{H^2}{\Pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{G^{2n}}{n^2 \Pi^n} \left( 1 - \frac{1}{\Theta^{2n}} \right) \right] \right\} \dots\dots\dots(7)$$

ただし

$$G = \sqrt{1 + \delta\Theta_1^2(\Pi - 1)}$$

$$H = \sqrt{1 - \delta\Theta_1^2}$$

$$\delta = 1 - \frac{\beta}{\alpha}$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{G^{2n}}{n^2 \Pi^n} \left( 1 - \frac{1}{\Theta^{2n}} \right)$$

は収束する。

また含浸終末値は次のように与えられる。

$$\Pi\Theta^2 - G^2 \rightarrow 0$$

$$\therefore \Theta_{lim} = \frac{G}{\sqrt{\Pi}} \dots\dots\dots(8)$$

ただし

$$\Theta_{lim} \geq \Theta_1$$

また(8)式から時間をいくらかけても含浸が絶縁層内にとどまる範囲は(9)式の範囲であることがわかる。

$$\frac{1}{\Theta_1^2} < \frac{\beta}{\alpha} (\Pi - 1) + 1 \dots\dots\dots(9)$$

3.2.2 含浸終末点が導体内に達するとき

(1)  $r \geq r_1$  の範囲

$r \geq r_1$  すなわち含浸コンパウンドがまだ導体に達しない時間においては(7)式がそのまま適用される。

(2)  $r < r_1$  の範囲

$r < r_1$  すなわち含浸コンパウンドが導体に達してからは導体部と絶縁層部の連続性を考慮に入れて(10)式が成り立つ。

$$\left. \begin{aligned} \frac{dQ}{dt} &= \frac{2\pi}{A_i\mu} \cdot \frac{P-p'}{\log \frac{r_0}{r_1}} && \text{(絶縁体)} \\ \frac{dQ}{dt} &= -\beta 2\pi r \frac{dr}{dt} = \frac{2\pi}{A_c\mu} \cdot \frac{P'-p}{\log \frac{r_1}{r}} && \text{(導体)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(10)$$

ただし、 $p'$ :  $r_1$  (絶縁と導体の境界)における圧力

(10)式から  $p'$  を消去すると

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{A_i\mu\beta} \frac{P-p}{r \log \frac{r_1}{r_0} + \frac{A_c}{A_i} \cdot r \log \frac{r}{r_1}} \dots\dots\dots(11)$$

またボイルの法則から内圧  $p$  は(12)式で示される。

$$p = p_0 \frac{\alpha\pi(r_0^2 - r_1^2) + \beta\pi r_1^2}{\beta\pi r^2} = p_0 \frac{r_1^2 - \delta r_1^2}{\gamma r^2} \dots\dots\dots(12)$$

ただし

$$\gamma = \frac{\beta}{\alpha}, \quad \delta = 1 - \frac{\beta}{\alpha}$$

(11), (12)式より(13)式が得られる。

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{A_i\mu\beta} \cdot \frac{P - p_0 \frac{r_0^2 - \delta r_1^2}{\gamma r^2}}{r \log \frac{r_1}{r_0} + \frac{A_c}{A_i} r \log \frac{r}{r_1}}$$

$$\therefore \frac{d\Theta}{dt} = \frac{P}{A_i\mu\beta r_0^2} \times \frac{\Pi\gamma\Theta^2 - (1 - \delta\Theta_1^2)}{\Pi\gamma\Theta^2 \{ (1 - A_0) \cdot \Theta \log \Theta_1 + A_0 \Theta \log \Theta \}} \dots\dots\dots(13)$$

初期条件  $\theta = \theta_1, t = [t_i]_{\theta = \theta_1}$  を用いて(13)式を解くと(14)式が得られる。

$$t = t_c + [t_i]_{\theta = \theta_1} - [t_c]_{\theta = \theta_1} \dots \dots \dots (14)$$

ただし

$$t_i = \frac{A_i \mu \alpha r_0^2}{2P} \left\{ (\log \theta) \left[ \theta^2 + \frac{H^2}{\Pi} \log \frac{\Pi \theta^2 - G^2}{\Pi \theta} \right] + \frac{1}{2} \left[ (1 - \theta^2) + \frac{H^2}{\Pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{G^{2n}}{n^2 \Pi^n} \left( 1 + \frac{1}{\theta^{2n}} \right) \right] \right\}$$

$$t_c = \frac{A_i \mu \alpha r_0^2}{2P} \gamma (1 - A_0) (\log \theta_1) \times \left\{ \theta^2 + \frac{H^2}{\Pi \gamma} \log \frac{\Pi \gamma \theta^2 - H^2}{\Pi \gamma} \right\} + \frac{A_i \mu \alpha r_0^2}{2P} \gamma A_0 \times \left\{ (\log \theta) \left[ \theta^2 + \frac{H^2}{\Pi \gamma} \log \frac{\Pi \gamma \theta^2 - H^2}{\Pi \gamma \theta} \right] - \frac{1}{2} \left[ \theta^2 + \frac{H^2}{\Pi \gamma} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{H^{2n}}{n^2 \Pi^n \gamma^n} \frac{1}{\theta^{2n}} \right] \right\} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{H^{2n}}{n^2 \Pi^n \gamma^n} \frac{1}{\theta^{2n}}$$

は収束する。

$$G = \sqrt{1 + \delta \theta_1^2 (\Pi - 1)}$$

$$H = \sqrt{1 + \delta \theta_1^2}$$

$$\gamma = \frac{\beta}{\alpha}, \quad \delta = 1 - \frac{\beta}{\alpha}$$

また含浸終末値は次のようにして与えられる。

$$\Pi \gamma \theta^2 - H^2 \rightarrow 0$$

$$\therefore \theta_{lim} = \frac{H}{\sqrt{\Pi \gamma}} \dots \dots \dots (15)$$

ただし

$$\theta_{lim} < \theta_1$$

### 3.2.3 実際に適用する場合

$r_{lim}$  と  $r_1$  すなわち  $\theta_{lim}$  と  $\theta_1$  との大小を比較するためには、(8), (15)式より、次の(16)式の正負を検討すればよい。

$$D \equiv \frac{1}{\theta_1^2} - \left\{ \frac{\beta}{\alpha} (\Pi - 1) + 1 \right\} \quad \theta_1 \neq 0 \dots \dots \dots (16)$$

$D > 0$  の場合には  $\theta_{lim} > \theta_1$  すなわち含浸時間を無限大にしても含浸は絶縁層内にとどまる。 $D < 0$  の場合には  $\theta_{lim} < \theta_1$  すなわちある含浸時間をかければ含浸コンパウンドは導体に達する。 $D = 0$  のときは、含浸終末点がちょうど絶縁の最内層である。

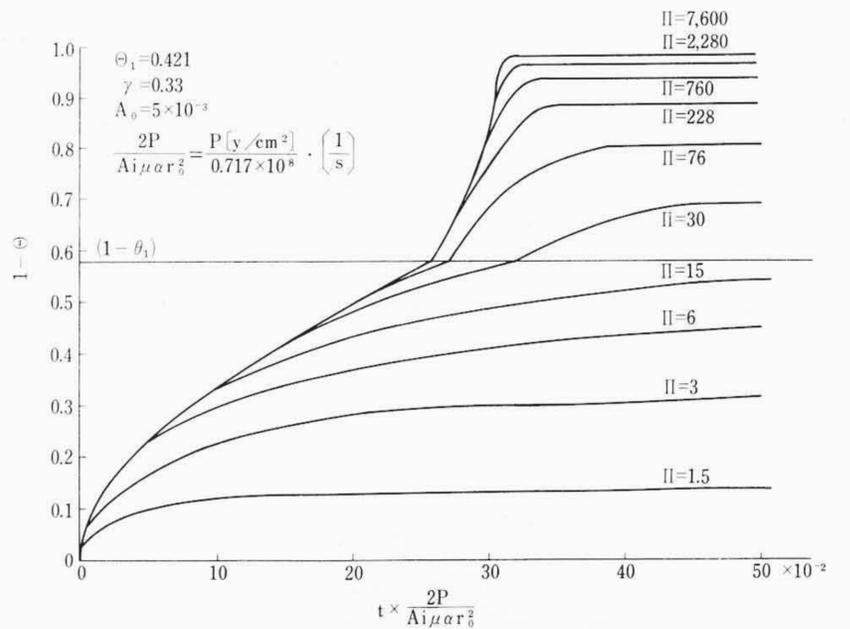
以上の検討結果を実際に適用できる形に取りまとめると次のようになる。

$$\left. \begin{array}{l} D > 0 \text{ の場合} \\ t = t_i \\ \theta_{lim} = \frac{G}{\sqrt{\Pi}} \\ \\ D < 0 \text{ の場合} \\ \theta \geq \theta_1 \text{ のとき} \\ t = t_i \\ \theta < \theta_1 \text{ のとき} \\ t = t_c + [t_i]_{\theta = \theta_1} - [t_c]_{\theta = \theta_1} \\ \theta_{lim} = \frac{H}{\sqrt{\Pi \gamma}} \end{array} \right\} \dots \dots \dots (17)$$

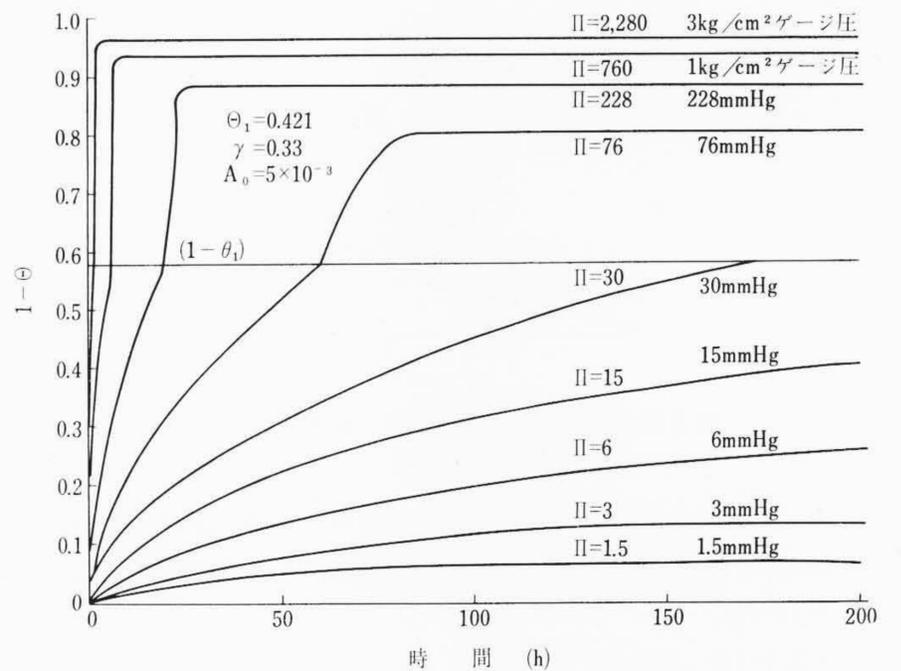
ただし、 $D, t_c, t_i$ : (16), (14)式で与えられる。

いま一例として次の寸法と定数をもつケーブルについて、含浸時間と含浸の進行を計算した結果を第3, 4図に示す。

$$\begin{aligned} r_0 &= 14.25 \text{ mm} \\ r_1 &= 6.00 \text{ mm} \\ \alpha &= 0.33 \end{aligned}$$



第3図 電力ケーブル半径方向の圧力差に基づく含浸の進行状況の計算結果



第4図  $P_0 = 1 \text{ mmHg}$  のときの実際ケーブルの半径方向の圧力差に基づく含浸の進行状況の計算結果

$$\begin{aligned} \beta &= 0.10 \\ A_0 &= \frac{A_c}{A_i} = 5 \times 10^{-3} \\ A_i \mu &= 2.43 \times 10^8 \text{ g/cm}^4/\text{s} \end{aligned}$$

### 3.3 含浸の進行に及ぼす諸要因

以上の理論式から含浸の進行に及ぼす諸要因の影響が明確になる。次に二、三のおもな要因について吟味した結果を述べる。

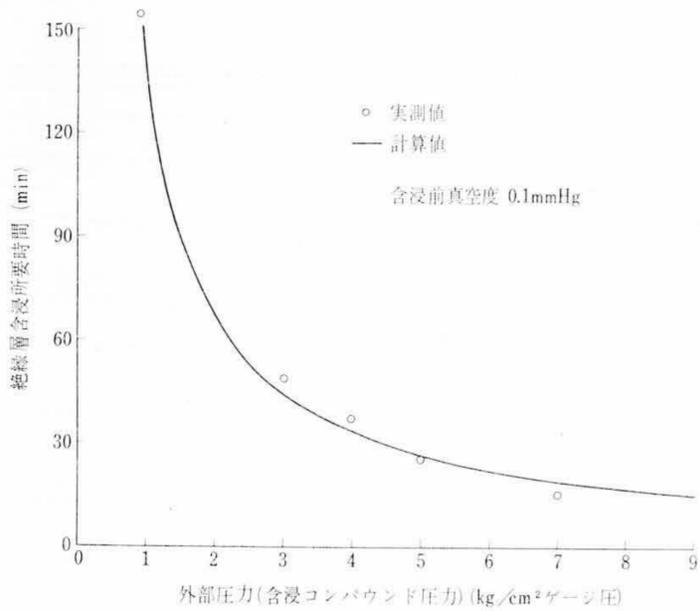
#### 3.3.1 絶縁厚

(14)式から絶縁層の含浸が終了する時間  $t_i$  と絶縁厚の関係を求めると(18)式のようになる。

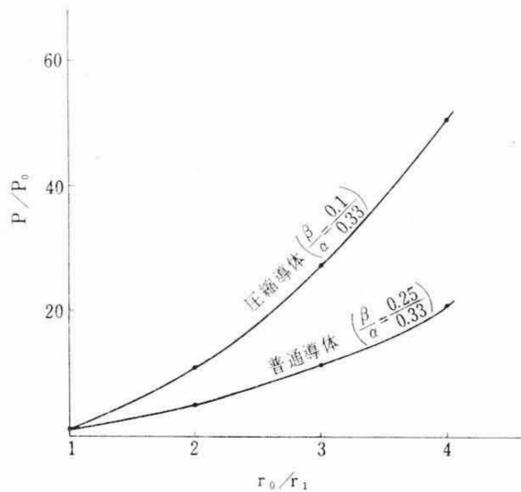
$$t_i = \frac{A_i \mu \alpha}{2P} \left( \frac{\tau}{1 - \theta_1} \right)^2 \times \left\{ \log \theta_1 \left[ \theta_1^2 + \frac{(1 - \delta \theta_1^2)}{\Pi} \log \frac{\Pi \theta_1^2 - 1 - \delta \theta_1^2 (\Pi - 1)}{\Pi \theta_1} \right] + \frac{1}{2} \left[ 1 - \theta_1^2 + \frac{1 - \delta \theta_1^2}{\Pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[1 + \delta \theta_1^2 (\Pi - 1)]}{n^2 \Pi^n} \right] \times \left( 1 + \frac{1}{\theta_1^{2n}} \right) \right\} \dots \dots \dots (18)$$

ただし、 $\tau$ : 絶縁厚、すなわち  $r_0(1 - \theta_1)$

いま、絶縁層の含浸が終了するに要する時間を含浸進行速度の一つの目安と考えると、(18)式から  $\theta_1$  すなわち (導体外径/絶縁外径) の等しい、いわゆる相似形のケーブルにおいては、他の条



第5図 外部圧力と含浸所要時間の関係



第6図 絶縁層の完全含浸に必要な圧力差とケーブル形状の関係

件が等しければ、含浸進行速度は絶縁厚の2乗に正比例することになり、絶縁厚の増加に伴い含浸所要時間が急激に増加することがわかる。

### 3.3.2 外部圧力

(14)式から明らかのように、圧力を高くすれば含浸時間は短縮されるが、内部圧力の上昇も速くなるので必ずしも含浸所要時間は圧力に反比例しない。いま、3.2.3に示したケーブルを用い、9 kg/cm<sup>2</sup>までの各種外部圧力(含浸コンパウンド圧力)を用いた場合の含浸進行速度の計算値と実測値を第5図に示す。

### 3.3.3 ケーブル内部圧力

(8), (17)式から含浸終末点が $\sqrt{P/p_0}$ に比例することが容易にわかる。含浸直前の真空度は特に含浸終末状態に大きな影響を及ぼす。すなわち完成ケーブルの特性に大きな影響を及ぼす。試みに絶縁層の含浸を完了させるに必要な $P/p_0$ (含浸コンパウンド圧力/含浸前ケーブル圧力)を各種形状のケーブルについて計算した結果を第6図に示す。

また、高温において含浸を行なう場合には、絶縁紙から、H<sub>2</sub>, CO, CO<sub>2</sub>などの分解ガスが放出されるのでケーブル内部圧力の上昇が、予想値より大きくなることが考えられるので、この現象も十分考慮に入れなければならない。

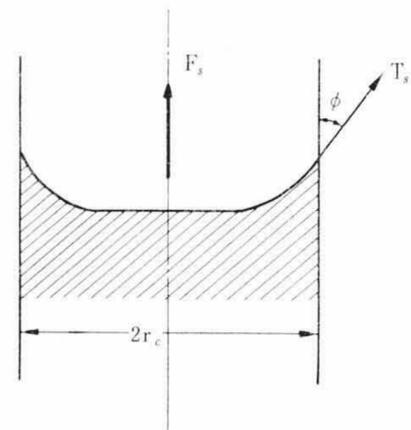
### 3.3.4 含浸コンパウンド粘度および絶縁層気孔度

含浸進行速度は含浸コンパウンド流動抵抗に逆比例するので、当然含浸コンパウンド粘度が小さいほうが速く、絶縁層気孔度の大きいほうが速い。

## 4. 毛細管現象に基づく含浸機構

### 4.1 基本的な考え方

ケーブルの半径方向の圧力差に基づく含浸の他に毛細管現象<sup>(5)</sup>に



第7図 絶縁紙中の毛細管における絶縁コンパウンドの配置

基づく含浸も考慮に入れる必要がある。

第7図を考えると毛細管現象は(19)式で示される。

$$F_s = 2\pi \bar{r}_c T_s \cos \phi \dots\dots\dots (19)$$

ただし、 $F_s$ : 毛細管に基づく浸透力

$T_s$ : 表面張力

$\bar{r}_c$ : 毛細管, 平均半径

$\phi$ : 接触角

いま絶縁紙中の毛細管の半径がすべて $\bar{r}_c$ で接触角も一定であると仮定すると、毛細管現象による半径方向、単位面積当たりの浸透力 $P_s$ は(20)式で示される。

$$P_s = \frac{2 T_s \cos \phi}{\bar{r}_c} \dots\dots\dots (20)$$

この $P_s$ は含浸の要因となるケーブル半径方向の圧力と考えるとよい。

### 4.2 毛細管現象の含浸に及ぼす影響

$P_s$ に基づく含浸は(14)式において $H \rightarrow \infty$ とした(21)式で示される。

$$t = \frac{A_i \mu \alpha r_0^2}{2 P_s} \left\{ \theta^2 \log \theta + \frac{1}{2} (1 - \theta^2) \right\} \\ \equiv \frac{A_i \mu \alpha r_0^2}{2 P_s} G(\theta) \dots\dots\dots (21)$$

ただし、含浸コンパウンドの重力は無視する。

$P_s$ を3.2.3に示したケーブル試料を用いて実験的に求めると、18.5 mmHg、すなわち油頭に換算して280 mm という値が得られる。もちろんこの値は紙の材料、含浸コンパウンドの種類、温度などにより異なってくる。

以上の検討結果から、毛細管現象に基づく含浸は(14)式において $P$ の代わりに $P+P_s$ を用いることによって考慮され得ることがわかる。

実際には絶縁紙の毛細管の直径は一定しておらず、半径方向の圧力差に基づく含浸(絶縁層の流動抵抗が影響する)と毛細管現象に基づく含浸の比率は絶縁紙の部分部分によって異なっている。実験の結果では半径方向の圧力差に基づく含浸では絶縁層の油浸率(油の重量/油と紙の重量)は31~33%であるが、毛細管現象に基づく含浸では絶縁層の油浸率は27~29%であり、肉眼による観察でも前者はほぼ完全に絶縁コンパウンドで充てんされているのに対し、後者は不完全な含浸である。

当然のことではあるが外部圧力を高くした圧力含浸では、半径方向の圧力差に基づく含浸が大部分を占めるが、外部圧力の低い真空含浸においては、毛細管現象に基づく含浸がかなりの割合を占め、既含浸部分と未含浸部分の間層においては油浸率の低い部分が分布することが実験的にも確認される。

5. ケーブル内部封入気体の溶解現象

含浸進行中ケーブル内部に封入された気体は含浸終末状態に大きな影響を及ぼし完全含浸を妨げるが、実際には、含浸コンパウンドの脱気が十分であれば、溶解現象が期待できる。このように実際の作業を考える場合には含浸コンパウンドへの気体の溶解はかなり重要な問題となる。

5.1 基本的な考え方

平衡状態においては封入気体の濃度はヘンリーの法則に基づき次のように示される<sup>(2)</sup>。

$$k = \frac{C_{is}}{C_{cs}} \dots\dots\dots (22)$$

ただし、 $k$  : 気体溶解におけるオスワルド係数  
 $C_{is}$  : 平衡状態における絶縁コンパウンド中の気体濃度  
 $C_{cs}$  : 平衡状態における気相濃度

封入気体濃度が含浸コンパウンド内の気体濃度と平衡していない場合は気体の溶解(または発生)が行なわれるが、この場合は多くの実験から Fick の拡散の法則に従うことが明らかにされている。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{S} &= -\lambda \text{grad } C_i = -\lambda \left( \mathbf{i} \frac{\partial C_i}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial C_i}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial C_i}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial C_i}{\partial t} &= -\text{div } \mathbf{S} = \lambda \nabla^2 C_i = \lambda \left( \frac{\partial^2 C_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C_i}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (23)$$

ただし、 $\mathbf{S}$  : 絶縁コンパウンド中の気体濃度こう配  
 $C_i$  : 絶縁コンパウンド中の気体濃度  
 $\lambda$  : Fick の拡散係数  
 $t$  : 時 間  
 $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$  : 単位ベクトル (unit vector)

また気体が移動する場合は気相と絶縁コンパウンドとの間層に抵抗があるのが通例であるが、実験的な事実より省略され得ると考えられる<sup>(6)</sup>。圧力に対する関係は Avogadro の法則から上述の濃度に対する関係から容易に求められる。すなわち、

$$p_i = C_i R T \dots\dots\dots (24)$$

ただし、 $R$  : アボガドロの定数  
 $p_i$  : 絶縁コンパウンド中の気体圧力  
 $T$  : 絶 対 温 度

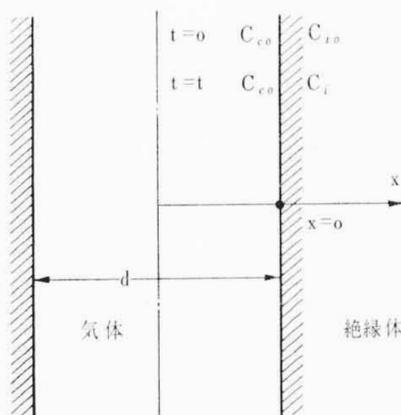
5.2 各種封入気体の溶解

ケーブル内に封入される気体は、平板状、円柱状、球状の形状が代表されるものと考えられる。このそれぞれの場合の理論的な検討を行なう。

5.2.1 平板状気体の溶解

(1) 圧力一定の場合

第 8 図に示すような無限平板を考えると、(25)式に示す拡散



第 8 図 ケーブル絶縁層内における平板状封入気体の配置

方程式が得られる。

$$\frac{\partial^2 C_i'}{\partial x^2} - \frac{1}{\lambda} \frac{\partial C_i'}{\partial t} = 0 \dots\dots\dots (25)$$

境 界 条 件

$$\left. \begin{aligned} t=0 & \text{ で } C_i' = 0 \quad (C_c = C_{c0}) \\ x=0 & \\ t > 0 & \end{aligned} \right\} \text{ で } C_i' = k C_{c0} - C_{i0}$$

ただし

$$C_i' \equiv C_i - C_{i0}$$

$C_{i0}, C_{c0}$  : 溶解開始前の絶縁コンパウンド中の残留気体および封入気体の濃度

(25)式を Laplace Transformation を用いて解くと(26)式が得られる。

$$C_i'(t) = (k C_{c0} - C_{i0}) \text{erfc} \left( \frac{x}{2\sqrt{\lambda t}} \right) \dots\dots\dots (26)$$

ただし

$$\text{erfc}(y) = 1 - \text{erf}(y)$$

$$\text{erf}(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-u^2} du$$

いま封入気体が上記のような無限平板の取扱いができる十分な面積をもつ有限なものであると考え、溶解により面積が減少するものと考え、面積変化は次のように求められる。

$x=0$ において

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = C_{c0} \frac{\partial V}{\partial t} = C_{c0} d \frac{\partial S}{\partial t} = S \lambda \beta \frac{\partial C_i'}{\partial x} \dots\dots\dots (27)$$

ただし、 $Q$  : 気 体 量  
 $V$  : 気 体 容 積  
 $S$  : 平 板 の 面 積  
 $d$  : 平 板 気 体 の 厚 さ  
 $\beta$  : 油 浸 率

(26), (27)式から

$$\begin{aligned} S(t) &= S_0 e^{-\frac{\beta}{d} \left( k - \frac{C_{i0}}{C_{c0}} \right) \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} \cdot 2 \cdot \sqrt{t}} \\ &= S_0 e^{-\frac{\beta}{d} \left( k - \frac{p_{i0}}{p_{c0}} \right) \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} \cdot 2 \cdot \sqrt{t}} \dots\dots\dots (28) \end{aligned}$$

ただし、 $S_0, S(t)$  : 時間 0,  $t$ における面積

また容積変化が厚さの方向に行なわれると考える場合は、(29)式のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial d}{\partial t} &= -\lambda \beta \left( k - \frac{C_{i0}}{C_{c0}} \right) \frac{1}{\sqrt{\pi \lambda t}} \\ \therefore d_0 - d(t) &= \left( k - \frac{p_{i0}}{p_{c0}} \right) \beta \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} \cdot 2 \cdot \sqrt{t} \dots\dots\dots (29) \end{aligned}$$

ただし、 $d_0, d(t)$  : 時間 0,  $t$ における気体の厚さ

(2) 形状一定で圧力変化する場合 (N. Klein 氏が報告している)

溶解により圧力が減少し形状は不変に保たれると考える場合には(30)式に示す拡散方程式が成立する<sup>(2)(7)</sup>。

$$\frac{\partial C_i'}{\partial x^2} - \frac{1}{\lambda} \frac{\partial C_i'}{\partial t} = 0 \dots\dots\dots (30)$$

ただし

$$C_i' = C_i - C_{i0}$$

境 界 条 件

$$\left. \begin{aligned} t=0 & \text{ で } C_i' = 0 \quad (C_i = C_{i0}) \\ C_c' &= C_{c0} \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} x=0 & \\ t > 0 & \end{aligned} \right\} \text{ で } \frac{d C_c'}{dt} - 2 \frac{\lambda \beta}{d} \frac{\partial C_i'}{\partial x} = 0$$

すなわち

$$\frac{\partial C_i'}{\partial t} - 2 \frac{k\lambda\beta}{d} \frac{\partial C_i'}{\partial x} = 0$$

Laplace Transformation を用いて (30) 式を解くと (31) 式が得られる<sup>(7)</sup>。

$$C_i' = C_i - C_{i0} = (k C_{c0} - C_{i0}) e^{2 \frac{k\beta}{d} x + \lambda \left(2 \frac{k\beta}{d}\right)^2 t} \times \operatorname{erfc} \left\{ \frac{x}{2\sqrt{\lambda t}} + 2 \frac{k\beta}{d} \sqrt{\lambda t} \right\} \dots\dots\dots (31)$$

封入気体に着目すると、 $x=0$  において (32) 式が成立する。

$$C_i(x=0) - C_{i0} = (k C_i - C_{i0}) e^{\lambda \left(2 \frac{k\beta}{d}\right)^2 t} \times \operatorname{erfc} \left( 2 \frac{k\beta}{d} \sqrt{\lambda t} \right)$$

$$\therefore K \equiv \frac{\frac{C_i(x=0)}{k} - \frac{C_{i0}}{k}}{C_{c0} - \frac{C_{i0}}{k}} = \frac{C_c - C_{cs}}{C_{c0} - C_{cs}} = \frac{p_c - p_{cs}}{p_{c0} - p_{cs}}$$

$$= e^{\lambda^2 \operatorname{erfc}(y)} \dots\dots\dots (32)$$

ただし、 $K$  : 封入気体の溶解率  
 $C_c, p_c$  : 封入気体の濃度, 圧力  
 $C_{c0}, p_{c0}$  : 初期の絶縁コンパウンド中残留気体の濃度, 圧力  
 $C_{cs}, p_{cs}$  : 封入気体の濃度, 圧力の平衡値

5.2.2 円柱状気体の溶解

第9図に示すような無限長円柱を考えると、形状一定で圧力が変化する場合には (33) 式に示す拡散方程式が得られる<sup>(8)</sup>。

$$\frac{\partial^2 C_i'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial C_i'}{\partial r} - \frac{1}{\lambda} \frac{\partial C_i'}{\partial t} = 0$$

ただし

$$\begin{cases} C_i' = C_i - C_{i0} \\ r > a \end{cases} \dots\dots\dots (33)$$

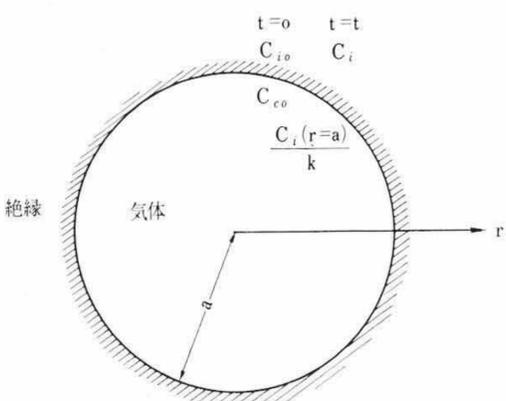
境界条件

$$t=0 \quad \text{で} \quad \begin{cases} C_i' = 0 & r > a \\ C_c = C_{c0} & r \leq a \end{cases}$$

$$t > 0 \quad \left. \begin{array}{l} \\ r=a \end{array} \right\} \quad \text{で} \quad \begin{cases} \frac{dC_c'}{dt} - 2 \frac{\lambda\beta}{a} \frac{\partial C_i'}{\partial r} = 0 \\ \frac{\partial C_i'}{\partial t} - 2 \frac{k\lambda\beta}{a} \frac{\partial C_i'}{\partial r} = 0 \end{cases}$$

Laplace Transformation を用いて (33) 式を解くと (34) 式が得られる<sup>(8)</sup>。

$$C_i^1(t) = \frac{2}{\pi} (k C_{c0} - C_{i0}) \int_0^\infty e^{-\lambda t u^2 / a^2} \left\{ J_0 \left( \frac{ru}{a} \right) \times [u Y_0(u) - 2 k \beta Y_1(u)] - Y_0 \left( \frac{ur}{a} \right) \times [u J_0(u) - 2 k \beta J_1(u)] \right\} \frac{du}{A(u)} \dots\dots\dots (34)$$



第9図 ケーブル絶縁層内における円柱状および球状封入気体の配置

ただし

$$A(u) = [u J_0(u) - 2 k \beta J_1(u)]^2 + [u Y_0(u) - 2 k \beta Y_1(u)]^2$$

$$J_\nu(u) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m \left(\frac{u}{2}\right)^{\nu+2m}}{m! \Gamma(\nu+m+1)}$$

: 第1種 Bessel Function

$$Y_\nu(u) = \frac{J_\nu(u) \cdot \cos \nu \pi - J_{-\nu}(u)}{\sin \nu \pi}$$

: 第2種 Bessel Function

封入気体に着目すると  $r=a$  において (35) 式が成立する。

$$K \equiv \frac{C_c - C_{cs}}{C_{c0} - C_{cs}} = \frac{p_c - p_{cs}}{p_{c0} - p_{cs}} = \frac{8 k \beta}{\pi^2} \int_0^\infty e^{-\lambda t u^2 / a^2} \frac{du}{u A(u)} \dots\dots\dots (35)$$

5.2.3 球状気体の溶解

第9図に示すような球状気体を考えると、形状一定で圧力の変化する場合は極座標を用いて (36) 式に示す拡散方程式が得られる<sup>(9)</sup>。

$$\frac{\partial(r C_i')}{\partial t} - \lambda \frac{\partial^2(r C_i')}{\partial r^2} = 0 \dots\dots\dots (36)$$

ただし

$$\begin{cases} C_i' = C_i - C_{i0} \\ r > a \end{cases}$$

境界条件

$$t=0 \quad \text{で} \quad \begin{cases} C_i' = 0 & r > a \\ C_c' = C_{c0} - C_{i0} & r \leq a \end{cases}$$

$$t > 0 \quad \left. \begin{array}{l} \\ r=0 \end{array} \right\} \quad \text{で} \quad \frac{3}{4} \pi a^3 \frac{\partial C_c'}{\partial t} - 4 \pi a^2 \lambda \beta \frac{\partial C_i'}{\partial r} = 0$$

すなわち  $\frac{\partial C_i'}{\partial t} - \frac{16}{3} \frac{k\lambda\beta}{a} \frac{\partial C_i'}{\partial r} = 0$

Laplace Transformation を用いて (36) 式を解くと (37) 式が得られる<sup>(9)</sup>。

$$C_i^1(t) = \frac{a(k C_{c0} - C_{i0})}{r} \frac{1}{\alpha_2 - \alpha_1} \times \left[ \alpha_2 e^{\alpha_2(r-a) + \lambda t \alpha_2^2} \times \operatorname{erfc} \left( \frac{r-a}{2\sqrt{\lambda t}} + \alpha_2 \sqrt{\lambda t} \right) - \alpha_1 e^{\alpha_1(r-a) + \lambda t \alpha_1^2} \times \operatorname{erfc} \left( \frac{r-a}{2\sqrt{\lambda t}} + \alpha_1 \sqrt{\lambda t} \right) \right] \dots\dots\dots (37)$$

ただし

$$\alpha_1 = \frac{\alpha_0 - \sqrt{\alpha_0^2 - 4 \frac{\alpha_0^2}{a}}}{2}$$

$$\alpha_2 = \frac{\alpha_0 + \sqrt{\alpha_0^2 - 4 \frac{\alpha_0^2}{a}}}{2}$$

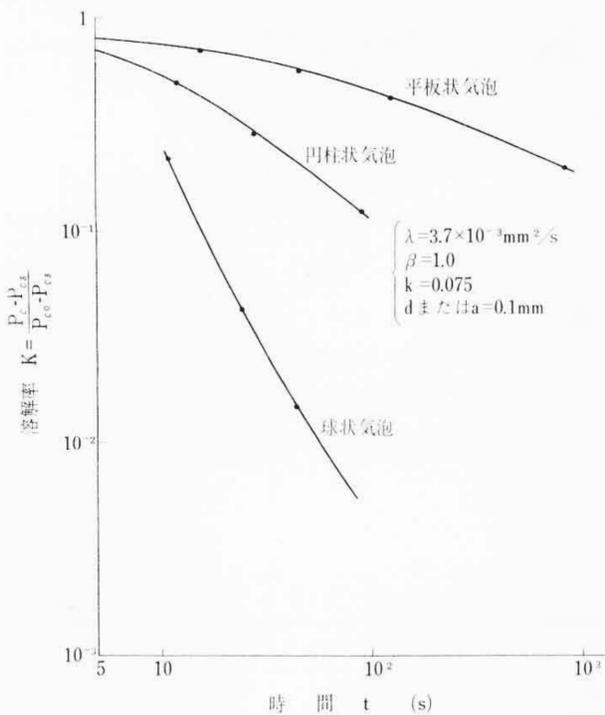
$$\alpha_0 = \frac{16}{3} \frac{k\beta}{a}$$

封入気体に着目すると  $r=a$  において (38) 式が成立する。

$$C_i^1(r=a) = \frac{k C_{c0} - C_{i0}}{\alpha_2 - \alpha_1} \times [\alpha_2 e^{\lambda t \alpha_2^2} \times \operatorname{erfc}(\alpha_2 \sqrt{\lambda t}) - \alpha_1 e^{\lambda t \alpha_1^2} \times \operatorname{erfc}(\alpha_1 \sqrt{\lambda t})] \dots\dots\dots (38)$$

$\sqrt{\lambda t} \gg 1$  のときは近似的に (39) 式が成立する。

$$K \equiv \frac{C_i^1(r=a)}{k C_{c0} - C_{i0}} = \frac{C_c - C_{cs}}{C_{c0} - C_{cs}} = \frac{p_c - p_{cs}}{p_{c0} - p_{cs}} \div \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{3}{16 k \beta} \times \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{a}{\sqrt{\lambda t}} \right)^3 - \frac{1 \cdot 3}{2^2} \left( \frac{a}{\sqrt{\lambda t}} \right)^5 \left( 1 - \frac{2}{\frac{16}{3} k \beta} \right) \right]$$



第10図 絶縁層中の各種形状の封入気体の溶解速度の計算結果

$$+ \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{2^3} \left( \frac{a}{\sqrt{\lambda t}} \right)^7 \left( 1 - \frac{2}{\frac{16}{3} k \beta} \right) \left( 1 - \frac{3}{\frac{16}{3} k \beta} \right) \dots (39)$$

5.2.4 封入気体の溶解速度

いま実際のケーブル内の封入気体を想定して、試みに  $k=0.075$ ,  $\beta=1.0$ ,  $\lambda=3.7 \times 10^{-3} \text{ mm}^2/\text{s}$  とした場合の厚さまたは半径  $0.1 \text{ mm}$  の平板状, 円柱状, 球状の封入気体の溶解速度を (32), (35), (39)式によって計算した結果を比較したのが第10図である。

また以上の検討により封入気体の溶解には次の特長があることが明らかになる。

- (1) 封入気体は容積の小さいものほど溶解速度が速く, また寸法を等しく考えれば(絶縁コンパウンドとの接触面積)/(封入気体容積)の値が大きいほど速い。すなわち球状, 円柱状, 平板状の順になる。
- (2) オスワルド係数  $k$  が大きい気体の場合は溶解速度が速い。 $\text{N}_2$  の場合  $k=0.075$ ,  $\text{CO}_2$  の場合  $k=1$  なので含浸直前に  $\text{CO}_2$  で真空を破り, ふたたび排気して, 残留気体を空気から  $\text{CO}_2$  に置換しておくことは有効である<sup>(3)(10)</sup>。
- (3) 含浸コンパウンドの初期含有気体量, すなわち  $C_{c0}$ ,  $p_{c0}$  が小さければ封入気体の溶解は促進される。すなわち, 含浸コンパウンドの脱ガスを十分行なっておくことは有効である。
- (4) Fick 拡散係数  $\lambda$  の影響は大きいので, 含浸コンパウンドの  $\lambda$  を十分検討する必要がある。特に温度による変化を考えなければならない。

6. 結 言

以上, 紙絶縁電力ケーブルの半径方向の圧力差および毛細管現象に基づく絶縁コンパウンドの含浸機構と, ケーブル内に封入された

気体の絶縁コンパウンドへの溶解機構に関する検討を行ない, 実用に供することができる理論式を提示した。

これらの検討により, 含浸に及ぼす各種要因の影響が明らかになったが, 結果のおもなものを次に示す。

- (1) ケーブル絶縁厚さは含浸所要時間に大きな影響を与える。特にケーブルの導体外径と絶縁外径の比率が等しい場合には含浸所要時間は絶縁厚さの2乗に比例する。
- (2) 含浸直前のケーブル内圧は含浸終末状況に大きな影響を及ぼす。すなわち乾燥終末の真空度は完全含浸を促進するのに重要なものである。
- (3) 含浸はケーブルの内外の圧力が平衡するところまでしか進行しない。この含浸終末位置は含浸直前のケーブル内部圧力の平方根に比例する。  
またケーブル寸法, 圧力の条件いかんによっては含浸終末の位置が絶縁層にとどまる場合があり, 絶縁層の完全含浸が不可能な領域がある。この判別式を求めた。
- (4) 含浸コンパウンドの圧力は含浸速度に大きな影響を与える。
- (5) 圧力含浸の場合は毛細管現象に基づく含浸よりも半径方向の圧力差に基づく含浸のほうが支配的であるが, 真空含浸においては毛細管現象の影響も無視できない。
- (6) 絶縁層からの分解ガスの放出も含浸を妨げる要因となる。
- (7) 封入気体の容積は小さいほど絶縁コンパウンドへの溶解は速い。また寸法が等しければ(絶縁コンパウンドとの接触面積/封入気体容積)の大きいほど速い。すなわち球状, 円柱状, 平板状の順で速い。
- (8) オスワルド係数の大きい気体のほうが溶解速度が速く, 乾燥終末における  $\text{CO}_2$  ガスによる処理は有効な方法である。
- (9) 含浸コンパウンドの脱気は気体の溶解を促進するのに重要である。
- (10) 気体の溶解現象には, 含浸コンパウンドの拡散係数が大きな役割を果すので, この検討が必要である。また実作業の場合には, 対流などの他の現象も見のがしてはならない。

最後に本研究に関し終始, ご指導賜った武蔵大学鳥山先生, 日立電線株式会社日高工場内藤工場長, 水上副工場長に深く謝意を表す。

参 考 文 献

- (1) C. R. Cox, J. D. Devine, E. B. Stuart: *Insulation*, 7, 33-36 (Dec. 1961)
- (2) N. Klein: *TAIEE*, 79, 77 (1960)
- (3) E. B. Franklin: *PIEE*, (Pt. A) 102, 829 (1955)
- (4) N. Klein: *AIEE Transaction Paper*, 62-9 (1962)
- (5) N. Klein: *CIGRE*, No. 213 (1952)
- (6) H. H. Reamer, J. B. Opfell, B. H. Sage: *Ind. Eng. Chem.*, 48 (2) 275 (Feb. 1956)
- (7) H. S. Carslaw, J. C. Jaeger: *Conduction of Heat in Solids (Book)*, Oxford at the Clarendon Press, p. 306 (1959)
- (8) H. S. Carslaw, J. C. Jaeger: *ibid.*, p. 342
- (9) H. S. Carslaw, J. C. Jaeger: *ibid.*, p. 492
- (10) R. G. Martin, C. N. Thompson: *British J'l of App. Phys.*, 2, 222-226 (Aug. 1951)