油浸絶縁構成における部分放電開始電界に及ぼす 球状金属粒子の数と粒径の影響

正員 栗田 裕 (三菱電機)

正員 碓井 修 (三菱電機)

正員 長谷川 武敏 (三菱電機)

正員 藤井 治久 (三菱電機)

正員 仲西 幸一郎 (三菱電機)

Effect of Spherical Metal Particles on Partial Discharge Inception Electric Field in Oil Immersed Insulating System

Hiroshi Kurita, Member, Osamu Usui, Member, Taketoshi Hasegawa, Member, Hugi Haruhisa, Member, Koichiro Nakanishi, Member (Mitsubishi Electric Corp.)

Effect of spherical metal particles on partial discharge in oil immersed insulating system was investigated theoretically and experimentally. Weakest link theory was applied to calculating the breakdown probability and the average breakdown field using the Weibull parameters of clean oil. Spherical copper particles of the same size were introduced to the oil immersed insulating system by counting the number exactly. The partial discharge inception field was measured with the precise partial discharge monitoring system. The experimental results were consistent with the results analyzed theoretically. It is thought that partial discharges are initiated at the triple junction of oil, pressboard and particles where the electric field is the highest in the oil immersed insulating system.

キーワード：油浸絶縁，粒子，部分放電，統計解析，ウイーケストリンクセオリ，スケール効果

1. まえがき

鉱油の絶縁破壊特性や油浸絶縁構成の部分放電特性に及ぼす粒子の影響は古くから研究され、油中の粒子が絶縁特性を低下させることが指摘されている^{(1)~(4)}。すなわち、粒子が破壊を引き起こす因子の一つであることが示唆されてきた。しかしながら、粒子の大きさや数を正確に制御し、これらが絶縁特性に及ぼす影響を検討した結果は報告されていない。

一方、鉱油の絶縁破壊電界は電界が印加される体積や電極面積に依存し、これらの増加に従い破壊電界は低下する。一般にこの現象はスケール効果と呼ばれる。近年、スケール効果の研究において、鉱油の交流絶縁破壊電界は粒子の除去により体積依存的傾向から面積依存的傾向に移行することが示唆されている⁽⁵⁾。さらに、鉱油を工業的に可能な限り清浄化すると（超清浄油：直径 $0.8\mu\text{m}$ 以上の粒子 $10\text{個}/10^5\text{mm}^3$ 以下、油中水分 2ppm 以下）、交流絶縁破壊電界は電極面積で一義的に決定されることが明確になった⁽⁵⁾⁽⁶⁾。

本論文は、油浸絶縁構成（プレスボード-油隙-プレスボード）の油隙中に存在する球状銅粒子（直径 $5\mu\text{m}\sim 500\mu\text{m}$ ）の影響について、理論的・実験的に検討したものである。まず最初に、粒子の表面を微小面積に分割し、微小面積にウイーケストリンクセオリに基づく破壊理論を適用した。すなわち、油浸絶縁構成中に存在する粒子表面の電界と電界の印加される表面積から破壊確率を計算し、破壊確率から粒子の直径と数に対応した破壊電界の分布（平均破壊電界と標準偏差）を計算した。次に、超清浄油を使用した油浸絶縁構成中に直径の均一な球状銅粒子を精度よくカウントしながら混入し部分放電の開始電界を計測した。そして、計算結果と実験結果を比較検討した。また、油浸絶縁構成中における球状金属粒子に基づく部分放電発生機構を考察した。

2. 理論

〈2.1〉ウイーケストリンクセオリと破壊分布

ウイーケストリンクセオリによれば、破壊電界の累積分布関数は、ワイブルのパラメータを用い（1）式で与えられる⁽⁷⁾。

$$F = 1 - \exp \left\{ -n \cdot \left(\frac{E - E_0}{E_0} \right)^m \right\} \quad \dots (1)$$

m:シェイプパラメータ, n:欠陥の数
 E_0 :スケールパラメータ, E_u :ロケーションパラメータ E:電界

破壊電界の平均値: E_{Av} と標準偏差: σ は確率論の定義から(1)式を用い(2)(3)式で与えられる。

$$E_{Av} = \int_{E_u}^{\infty} E \frac{dF}{dE} dE \dots \dots \dots (2)$$

$$\sigma = \sqrt{\int_{E_u}^{\infty} E^2 \cdot \frac{dF}{dE} dE - E_{Av}^2} \dots \dots \dots (3)$$

(2. 2) 仮定と理論展開の概要

本理論で使用する仮定を始めにまとめておく。

(a) 油隙中の部分放電は粒子に起因する高電界部分で発生する。

(b) 超清浄油の交流絶縁破壊電界は電極表面で決定される⁽⁵⁾が、これと同様に部分放電の開始電界は金属表面の面積に依存する。

この仮定(a)の基に、粒子表面を微小に分割(図1)し、微小面積とその部分に印加される電界から、(1)式を用いて微小面積の破壊確率を求める。仮定(b)により、(1)式のワイブルパラメータに超清浄油の交流破壊特性より求めた値を適用する。そして、この微小面積を一つの要素と考えたウィークストリンクセオリーを再び適用し、粒子n個の破壊確率を求める。次に、粒子が存在する油隙に印加される電界を変化させ、粒子n個の破壊電界の分布を(2)式(3)式より求める。

このように、超清浄油のワイブルパラメータから油浸絶縁構成中の球状金属粒子の直径と数に対応した部分放電の開始電界の分布が計算できる。以下に、理論展開の詳細を示す。

図1 球状金属粒子表面の微小分割と微小面積 ΔS_i
 Fig.1 Minute Division of Spherical Metal Particle Surface

(2. 3) 油浸絶縁構成における球状粒子の表面電界

球状導体粒子が油浸絶縁構成(電極-プレスボード-油隙-プレスボード-電極)の油隙部分に存在する場合(図2)を考え、電界計算(表面電荷法、 $\theta: 0 \sim 180$ 度を60分割)により求めた表面電界を図3に示す。図中Eは油隙の平均電界である。図3からわかるように、最大電界を示すのは粒子がプレスボード上に存在する場合($A=0$)

で、その場所は粒子、油、プレスボードのトリプルジャンクション部分になる。また、2mm程度の平等電界中に5~500 μ mの粒子が存在する場合には、表面電界の粒子径依存性はない。

図1に示すように、微小表面積 ΔS_i は θ により正弦状に変化する。

図2 油浸絶縁構成中の球状金属粒子
 Fig.2 Spherical Metal Particles in Oil Immersed Insulating System

図3 金属粒子表面の電界計算結果
 Fig.3 Field on Surface of Spherical Metal Particles

(2. 4) 粒子表面での破壊確率 この項では、粒子表面での破壊電界が最高になる場合、すなわち粒子がプレスボード表面上に存在する場合について、粒子表面での破壊確率の計算方法を詳細に述べる。粒子が油隙中に浮遊する場合については、この項の最後に簡単に説明する。

粒子表面の微小面積 ΔS_i ($i: 1, 2 \dots 60$)の破壊確率 F_i は ΔS_i の表面電界 E_i と超清浄油の交流破壊特性のワイブルパラメータ⁽⁵⁾を用い、(1)式により(4)式で与えられる。(4)式では(1)式の欠陥数(n)を微小面積上の欠陥数(K_i)と直径65mmの電極上の欠陥数(n_{ess})の比、および直径65mmの電極上の欠陥数で表現している。面積効果の仮定の基では、欠陥数の比は電極面積の比となる。

$E_i > E_0$ のとき

$$F_i = 1 - \exp \left\{ -\frac{n_{65\phi}}{E_0^m} \cdot \frac{K_i}{n_{65\phi}} \cdot (E_i - E_0)^m \right\}$$

$$= 1 - \exp \left\{ -1.4^{-m} \cdot \frac{\Delta S_i}{S_{65\phi}} \cdot (E_i - E_0)^m \right\}$$

$E_i \leq E_0$ のとき

$$F_i = 0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

K_i : 微小面積 ΔS_i 上の欠陥数 $S_{65\phi}$: 直径

65mmの電極面積 $n_{65\phi}$: 直径65mmの

電極上の欠陥数

m, E_0, E_0 : 超清浄油交流絶縁破壊時のワイ

ブルパラメータ $m=8.7$ $E_0=15$

$$E_0 \cdot (n_{65\phi})^{-1/m} = 1.4$$

F_i の θ 依存性の計算例を図4 (直径50 μm 、粒子数1個の例) に示した。

(4) 式で計算した、微小面積の破壊確率にウーケストリンクセオリを適用し、求めた粒子 n 個の場合の破壊確率は (5) 式で与えられる。

$$F = 1 - \{ (1 - F_1) (1 - F_2) \dots (1 - F_{60}) \}^n \quad \dots\dots\dots (5)$$

図4 金属粒子表面での破壊確率計算例
(直径50 μm 、粒子数1個)

Fig.4 Breakdown Probability on Surface of
Spherical Metal Particles
(Diameter:50 μm , The Number:1)

図4から次の2点が示唆できる。

(a) トリプルジャンクションの対向側の高電界面 ($\theta = 180$ 度付近) の破壊確率は最高電界値がトリプルジャンクション近傍の $1/2$ 程度 (図3参照) なので破壊確率はトリプルジャンクション近傍に比較して極めて低い。例えば、直径50 μm の粒子1個がプレスボード上に存在する場合の23 kV/mmにおける $\theta = 165$ 度付近での破壊確率はトリプルジャンクション近傍の $1/120$ 程度になる (最高破壊確率を示す微小面積どうしの比較)。

(b) 粒子が油隙中に浮遊する場合に最高電界を示すのは、 $\theta = 0$ 度、180度付近の2面になる (図2、図3参照)。この部分の面積と電界は上記 (a) で説明した、粒子がプレスボード上に存在する場合の $\theta = 180$ 度近傍と一致し、破壊確率がトリプルジャンクション部分に比較し極めて小さいのが容易に判断できる。

(2.5) 破壊電界分布 n 個の粒子の破壊確率は (5) 式で与えられたが、(5) 式右辺の F_i は電界 (油隙の電界 E) 依存性を有する (図4参照)。したがって、各電界に対応する n 個の粒子の累積破壊確率 $F(E)$ は (6) 式で与えられる。(6) 式を微分することにより求めた破壊確率密度を図5に示す (直径50 μm の粒子の場合の計算例)。

$$F(E_j) = 1 - \{ (1 - F_1(E_j)) \dots\dots\dots (1 - F_{60}(E_j)) \}^n$$

$$j: 0 \dots \infty \quad \dots\dots\dots (6)$$

図5 粒子表面での破壊確率密度の電界依存性

Fig.5 Electric Field Dependence of Breakdown
Probability on Surface of Particles

平均破壊電界と標準偏差は (6) 式を (1) 式 (2) 式に適用することにより、(7) 式 (8) 式で計算できる。

$$E_{AV} = \sum_{j=1}^{\infty} E_j \cdot \{ F(E_j) - F(E_{j-1}) \} \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\sigma = \sqrt{\sum_{j=1}^{\infty} E_j^2 \cdot \{ F(E_j) - F(E_{j-1}) \} - E_{AV}^2} \quad \dots\dots\dots (8)$$

金属粒子の直径と数に対応した計算結果を図6、図7に示す。

図6 平均破壊電界の粒子数・粒子直径依存性
Fig.6 Particles Number and Diameter Dependence of Breakdown Electric Field

図7 破壊電界の標準偏差の粒子数・粒子直径依存性
Fig.7 Particles Number and Diameter Dependence of Standard Deviation in Breakdown Electric Field

3. 実験

〈3. 1〉実験方法

(1) 供試油と混入粒子 鉱油精製メーカーから購入した新油 (JIS 2号 2320) を脱気・脱水・フィルタリング処理した⁽⁵⁾ものを供試した。鉱油のクリーン度は以下のとおりである。

油中浮遊粒子数 直径0.8 μm以上の粒子密度
数個/10 mm³

油中水分 2 ppm以下

本報告では、上記のクリーン度の油を「超清浄油」と呼ぶ。

大きさのほぼ均一な球状銅粒子 (直径: 5 μm、50 μm、500 μm) を混入粒子として選定した。粒子を精度よくカウントしながら、油浸絶縁構成の油隙部分に混入した。

(2) 電極と油浸絶縁構成 図8に電極の構造を示す。電極はステンレス製で電極端のアールをとった部分はエポキシ樹脂でモールドした。電界の印加されない端部のエポキシ樹脂間の2枚のプレスボードの間にアクリルの円筒状スペーサを置き、油隙を作る構成にした。スペーサは油隙のギャップ長の決定と粒子の油隙からの流出防止の役割がある。下部電極にプレスボードとスペーサを固定した状態で粒子の混入を行い、次に上部電極を固定した。

プレスボードは120℃で1日以上乾燥した後超清浄油を真空含浸した。そして、超清浄油で超音波洗浄した後使用した。電極はエポキシ樹脂で端部をモールド処理した後超清浄油で十分よく洗浄した。

電極の組み立て作業と粒子カウント・混入作業はクリーンベンチ (クリーン度1000) 内で行なった。粒子混入完了後に他の異物が混入されていないことを各試験毎に確認した (ルーペによる目視検査)。

(3) 部分放電計測用セル 図9に部分放電計測用セルを示す。部分放電計測セルは内部に鉱油を密封し、上述し

た電極を油浸する構成とした。また、電極を真空含浸するために、耐真空構造とした。電極間以外での部分放電発生を防止するために、各所にシールドを設けた。

図8 油浸絶縁構成
Fig.8 Oil Immersed Insulating System

図9 部分放電計測セル
Fig.9 Test Cell for Partial Discharge Measurement

図 10 部分放電計測回路

Fig. 10 Test Circuit for Partial Discharge Measurement

(4) 部分放電計測回路・電圧の印加方法 部分放電は供試体検出法で計測した。図 10 に部分放電の計測回路と校正回路を示す。部分放電の検出器・校正器はそれぞれ三菱電線(株)製NB-5(狭帯域部分放電検出器: $f = 400$ kHz, $\Delta f = 10$ kHz - 6 dB)・PG-1Dを用いた。校正波形は油中部分放電を模擬し、立ち上がり時間 $5 \mu s$ とした⁽⁸⁾。電圧は1分間に2 kVステップで昇圧した。そして、1分間に1パルス以上の部分放電(100 pC以上)が発生した時を、部分放電開始電圧とした。

部分放電の発生位相の計測を行なった。また、直径 $500 \mu m$ の粒子については粒子の挙動の観察を行なった。

(3. 2) 部分放電発生位相と粒子の挙動 図 11 に電圧波形と部分放電発生位相を示す。部分放電は粒子の数や大きさに関係なく、電圧波形のピーク付近で間欠的に発生する。また、第1発目の放電は上部電極が負の時に発生する。

粒子(直径 $500 \mu m$)は、100 pC程度の部分放電が発生する電界以下では、プレスボード上に存在することが多く、プレスボード上で微動している。部分放電が100 pCを越えたくらいから、多くの粒子が上下のプレスボード間を往復運動し始める。そして、粒子はプレスボード上で停滞することが多い。

図 11 部分放電発生位相

Fig. 11 Wave Form of Applied Voltage and Partial Discharge Pulse

(3. 3) 理論値と実験値の比較 粒子数と部分放電開始電界の関係を、粒子直径をパラメータにとり図 12 に示す。図 12 の実線は理論値であり、プロットは実験値(発生電荷: 100 pC)である。このように、理論値と実験値は全般的に良く一致する。とくに、直径 $50 \mu m$ の粒子と直径 $500 \mu m$ の粒子の広範囲な粒子数(1~660個)で実験値と理論値は良く一致する。この範囲では実験値のバラツキはほぼ理論値の 1σ 以内に納まっている(図 7 参照)。直径 $500 \mu m$ の粒子で数の多い場合(660個)と直径 $5 \mu m$ の粒子で数の少ない場合(1~66個)で実験値と理論値が若干ずれるのは以下の理由によると考えられる。

(1) 直径 $500 \mu m$ (660個) サイズの大きい粒子が高密度(10000 個/ $10^5 mm^3$)で存在するので、理論展開では考えなかった粒子間の相互依存性が効いていると思われる。したがって、実験値の方が理論値よりも低くなっていると考えられる。

(2) 直径 $5 \mu m$ (1~66個) この範囲の部分放電開始電界は粒子を入れない場合の値に接近しており、部分放電の発生要因が他の異物(プレスボード上のケバ: 直径 $15 \mu m$ 程度、プレスボード上の凹凸など)や他の異物と銅粒子との相互作用によるところが大きいのではないかと考えられる。したがって、発生電界が高い(粒子を混入しないのと同程度)場合には実験結果と理論値は一致しないと思われる。

以上の結果により、部分放電は銅粒子とプレスボード及び鉱油で形成されるジャンクション部分の高電界領域で発生しているものと思われる。

図 12 部分放電開始電界の粒子数・粒子直径依存性(理論値と実験値の比較)

Fig. 12 Particles Number and Diameter Dependence of Partial Discharge Generation

4. 部分放電発生機構の考察

以上の結果を基に部分放電の発生機構を考察する。部分放電の発生機構は過去の液体絶縁破壊の研究から⁽⁹⁾大別し、高電界油中における電子雪崩現象と電流による油の気泡化現象の2点が考えられる。このうち、電子雪崩に基づく破壊は $1\mu s$ 以下のパルス波形を印加した場合に観察される場合が多い。本研究のように、電圧の昇圧時間(周波数 60Hz の交流波形の立ち上がり時間を考える)が長い場合には、電流に基づく気泡発生が部分放電の発端と考えるのが妥当である。

気泡の発生と部分放電の開始の関係は次のようなモデルで説明することもできる(図13)。始めに、トリプルジャンクション付近に電流が流れる。(図13(a))。次に、この電流により加熱された油が気泡化する(図13(b))。そして、気泡中で間欠放電を起こすと思われる。粒子は、主に気泡中の放電で正に帯電し、クーロン力により上部電極方向に移動すると思われる。粒子が移動するのとほぼ同時に気泡はトリプルジャンクションの高電界領域から平等電界(低電界)領域に浮力により浮き上がるとと思われる(図13(c))。気泡が低電界中に出てしまえば放電は持続しなくなる(図13(d))。

ここに示した部分放電発生機構モデルは著者が思い描いたイメージであり、この他の機構で部分放電に至ることも考えられる。今後微粒子に起因した部分放電発生機構の解明が望まれる。

図13 部分放電の発生機構の考察

Fig.13 Proposed Mechanism in Partial Discharge Initiation

5. まとめ

油浸絶縁構成における部分放電開始電界に及ぼす球状金属(銅)粒子の影響を理論と実験により検討した。

理論：部分放電が粒子表面の高電界領域で発生すると仮定し、この部分にウィーケストリンクセオリに基づく面積効果を適用して破壊確率を求めた。そして、破壊確率から粒子直径と粒子数に対応した破壊電界分布を求めた。

実験：直径の均一な銅粒子(直径 $5, 50, 500\mu m$)を精度よくカウントし、超清浄油を用いた油浸絶縁構成の油隙部分に混入した。そして、部分放電の開始電界の計測をした。

理論値と実験値は、粒子どおしで相互作用のないと思われる範囲、また他の異物(プレスボード上のケバや凹凸など)との相互作用などの影響がないと思われる範囲で一致した。以上の結果から、部分放電はプレスボードと銅粒子及び鉱油で形成されるトリプルジャンクション近傍で発生していると考察した。

(平成6年9月9日受付、平成7年2月23日再受付)

文献

- (1) K.N.Mathes&J.M.Atkins:"Influence of Particles on Partial Discharge and Breakdown in Oil", IEEE Int.Symp.on Electrical Insul. p751(1978)
- (2) K.Miners:"Particles Moisture Effect on Dielectric Strength of Transformer Oil Using VDE Electrode"IEEE Trans.PAS1-101, No3, 226(1982)
- (3) Claier Vincent & Jean-Pierre:"Evaluation in Service Transformer Oil Condition from Various Measurement", IEEE Int. Symp.on Electrical Insul., p310(1986)
- (4) 青野一朗、岸章夫：「変圧器油の油中粒子数と絶縁破壊特性」、昭和63電気関係学会関西支部連大、G3-12
- (5) 栗田裕・長谷川武敏・木村健：「超清浄油の絶縁破壊特性」電学論B、113、939~943 (平5-8)
- (6) 栗田裕・長谷川武敏・平沢栄一：「鉱油の絶縁特性に及ぼす浮遊粒子の影響」平3電気学会全大、No331
- (7) W.Weibull:"Statistical Theory of the Strength of Materials", Ingenior Vetenskaps Akademien Handlingar, Stockholm, Sweden, Vol. 1151, No. 15 (1939)
- (8) 井関昇・倉橋：「交流油中コロナの特性」電学誌、81-874、14~20、(昭36-7)
- (9) A.H.Sharbaugh J.C.Devins: "Electrical Breakdown in Solids and Liquids", Electro-Technology Science & Engineering Series, 98-116, (1961)

栗田 裕 (正員)

昭和35年12月23日生。59年3月早稲田大学理工学部電気工学科卒業。同年三菱電機(株)入社。現在、同社中央研究所にて、油浸絶縁およびガス絶縁の研究に従事。

碓井 修 (正員)

昭和45年3月7日生。平成4年3月室蘭工業大学工学部産業機械工学科卒業。同年三菱電機(株)入社。現在、同社中央研究所にて、油浸絶縁の研究に従事。

長谷川 武敏(正員)

昭和24年5月16日生。43年三菱電機(株)入社。現在、同社中央研究所にて、モールド絶縁および油浸絶縁の研究に従事。工学博士。

藤井 治久 (正員)

昭和27年7月7日生。昭和55年3月大阪大学大学院工学研究科電気工学専攻博士課程修了。同年三菱電機(株)入社。以来、真空絶縁、気体絶縁の研究に従事。現在、同社中央研究所絶縁技術研究部第1グループマネージャー。工学博士。

仲西 幸一郎(正員)

昭和22年7月10日生。昭和48年3月大阪大学大学院工学研究科電気工学専攻修士課程修了。同年三菱電機(株)入社。以来、SF₆ガス絶縁、固体絶縁の研究に従事。現在、同社中央研究所電機技術研究部部長。工学博士。