

送電線の衝撃波コロナ特性

Impulse Corona Characteristics on Transmission Lines

沼尻文哉*
Fumiya Numajiri

内 容 梗 概

送電線の耐雷設計に関しては多年にわたって研究されているが、まだまだ未解決の問題が多く残されている。特に高電圧衝撃波のコロナ現象については、あまり研究されていない。このような事情から、モデル的に細線の衝撃波コロナの基礎的な性質を調べて送電線の雷サージのコロナ現象を解析することを試みた。

衝撃波印加時のコロナ損失、コロナ半径についての結果はさらに多くのデータの集積をまたなければならぬけれども、日立電線株式会社日高工場 400 kV 級試験送電線で行った進行波試験の実測結果を解析する上に役立つことができた。

今後、実際の送電導体について研究することが必要である。

1. 緒 言

最近の電力需要増加ははなはだしく、大容量の発電所が各所に建設されている。送電線の送電容量も系統容量に伴って当然増加しなければならぬので送電電圧は上昇の一步をたどってきた。

超高圧送電の必要性は、大電力の経済的長距離輸送と系統連繫による経済的運用が主因であったが、都市近傍でも用地難によって多くのルートが取れないので外輸線が急速に超高圧化されている。

送電線の事故は依然として雷サージによるせん絡事故が最も多く、超高圧送電線では事故を起すと大電力の送電欠除となって系統に致命的影響を与える。したがって十分な耐雷設計を行わなければならない。

最近、超高圧送電線で原因不明の雷害事故がひん発し種々問題となっているが、送電線雷撃時には数千 kV の高電圧になってコロナ現象を伴い複雑な現象になる。このため未知の問題が多く残されてきている。

高電圧コロナ現象解析のために種々の研究を計画しているが、その一つとして小形同心円筒によって細線の衝撃波コロナの様相を調べた⁽¹⁾⁽²⁾。単導体および複導体の衝撃波コロナ損と導体径のコロナによるみかけ上の増加がその主体であるが、この解析によって、日高工場超高圧研究室内で行った「超高圧衝撃電圧試験」のうち、400 kV 級試験送電線における進行波試験の結果⁽³⁾がかなりよく説明できると考えている。

2. 衝撃波コロナ損失

送電線における高電圧衝撃波の進行特性特に波頭変歪はコロナ損と結びつけて説明できることは Skilling-Dykes の理論⁽⁴⁾としてよく知られているが、雷サージのコロナ損失について交流コロナに対する Peek の 2 乗法則が成り立つとして導いているところに問題がある。

衝撃波コロナ損については二、三報告⁽⁵⁾⁽⁶⁾もあるがその特性はまだ詳細に求められていない。

2.1 衝撃波コロナ損測定回路

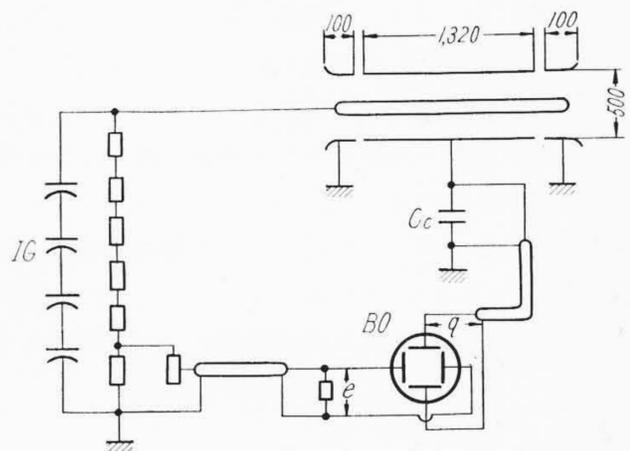
電力損失 P は一般に電圧 e と電流 i の積の時間積分として表わされる⁽⁶⁾。

$$P = \int_0^{\infty} ei dt \dots\dots\dots (1)$$

しかるに

$$i = dq/dt$$

* 日立電線株式会社電線工場



第1図 実験回路

であるから、(1)式は

$$P = \int_0^q e dq \dots\dots\dots (2)$$

もし、電荷と電圧の関係をリサージュ図形に描けば(2)式によってその囲む面積はコロナ損になる。コロナの発生がなければ一本の直線となって面積は零である。

第1図はコロナ損測定回路であるが、同心円筒電極は直径 50 cm、有効電極長 132 cm、両端に 10 cm の保護電極がある。コロナ損測定に用いた導線は 1.2~5.0 mmφ の銅単線の単導体および複導体である。

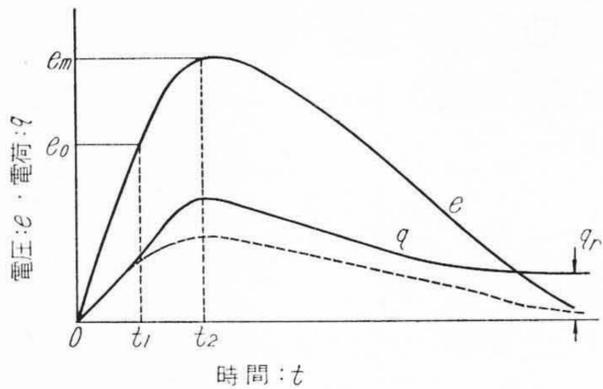
外側の円筒電極を無損失コンデンサ C_c で接地すると、コンデンサ両端の電圧 e_c は中心導線と外部円筒電極間の実効静電容量とこの C_c とで分圧された値である。導線—円筒電極間に蓄積された電荷 q は $q = e_c C_c$ の関係から求められる。

始めは蓄積電荷は印加電圧に比例し、そのこう配は中心導線—外部円筒間の静電容量で定まるが、コロナが発生すればさらにコロナによる放出電荷が蓄積される。導線の印加電圧 e に対してコンデンサ端子電圧 e_c が十分小さければ、第1図の測定による q と e との関係は導線コロナ電荷の特性を与えることになる。

2.2 衝撃波コロナ電荷—電圧曲線($q-e$ 曲線)⁽⁵⁾⁽⁶⁾

第1図で印加衝撃波が導線のコロナ開始電圧以下ならば、 C_c の蓄積電荷は電圧に比例する。コロナ開始電圧以上になると、第2図のようにコロナ開始電圧をこえる部分でコロナによる放出電荷が加わる。波頭長 10 μs まで、波尾長 40~100 μs の波ではコロナは波頭および波高値近傍でのみ発生し、波尾では出ない。しかし、長波尾長の波では波尾部分でも相当コロナが出ることが報告されている⁽⁷⁾。コロナによる放出電荷は印加電圧が零になっても残留電荷 q_r として残る。

この関係を電圧、電荷のリサージュ図形($q-e$ 曲線)にすればコロ



第2図 導線コロナ電荷—時間特性

ナ電荷のヒステリシス特性が得られる。第3図は $q-e$ 図形の一例である。コロナ開始電圧までは電極の幾何学的配置による原容量直線をたどり正負極性とも同一傾斜であるが、コロナが出ると異なった図形をたどる。コロナ開始電圧をこえる電圧値とコロナ電荷量の間にはばらつきはあるが定まった関係のあることがわかる。電圧下降部分では波高値付近でコロナ放出があるのみで波尾ではコロナが出ないので原容量直線と平行して電荷量が減少する。しかし、拡散再結合などによって電荷が消滅するため電荷の減少は少し早い。第3図 q 軸の切片は第2図の q_r に相当するものである。

一方、商用周波電圧 (50 c/s) の場合には単極性衝撃波とは本質的に異なり第4図のような $q-e$ 曲線が得られる。交流の場合には前半波における逆極性のコロナ放出残留電荷がコロナ放電をうながす結果、大きなヒステリシス・ループを描くのであろう。

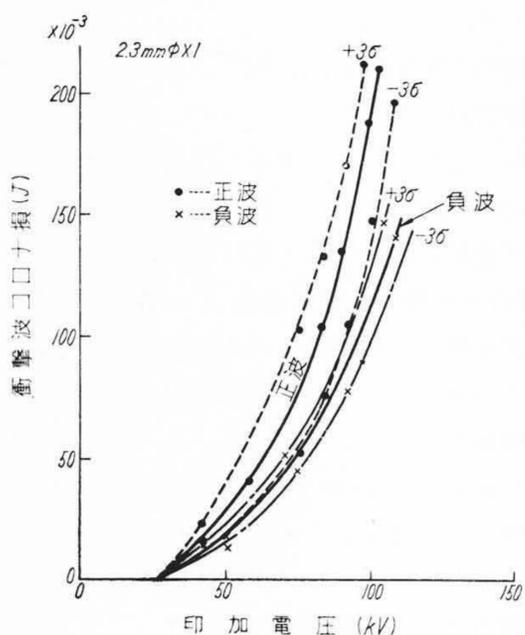
2.3 衝撃波コロナ損のばらつき

第3図(a)に示した $q-e$ 曲線は小形同心円筒における 2.3 mmφ 銅単線単導体の $q-e$ 曲線であるが、囲む面積から衝撃波コロナ損を求めると第5図になる。

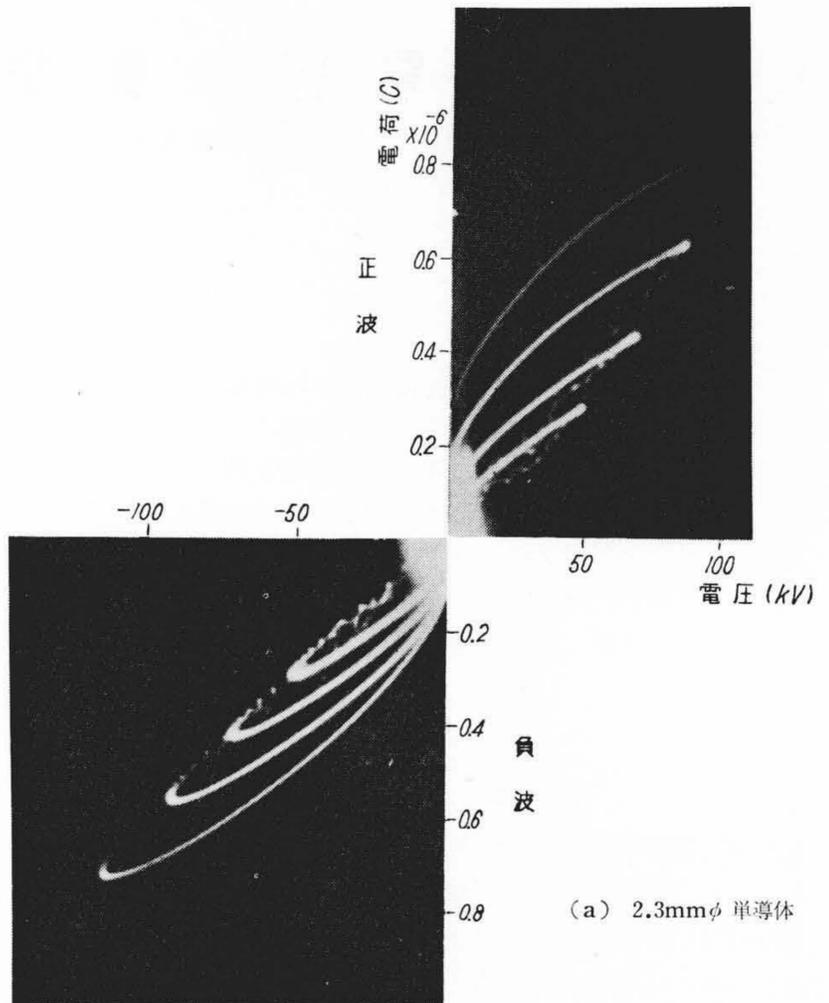
コロナ損にはかなりのばらつきがあり、コロナ損の平均値 \bar{x} と標準偏差 σ は第1表になって分散の幅は負極性のほうがずっと狭い。平均値で考えれば、正極性の衝撃波コロナ損は負極性の約50%増である。第5図に $\pm 3\sigma$ の範囲を点線および鎖線で示した。複導体にし

第1表 衝撃波コロナ損の変動

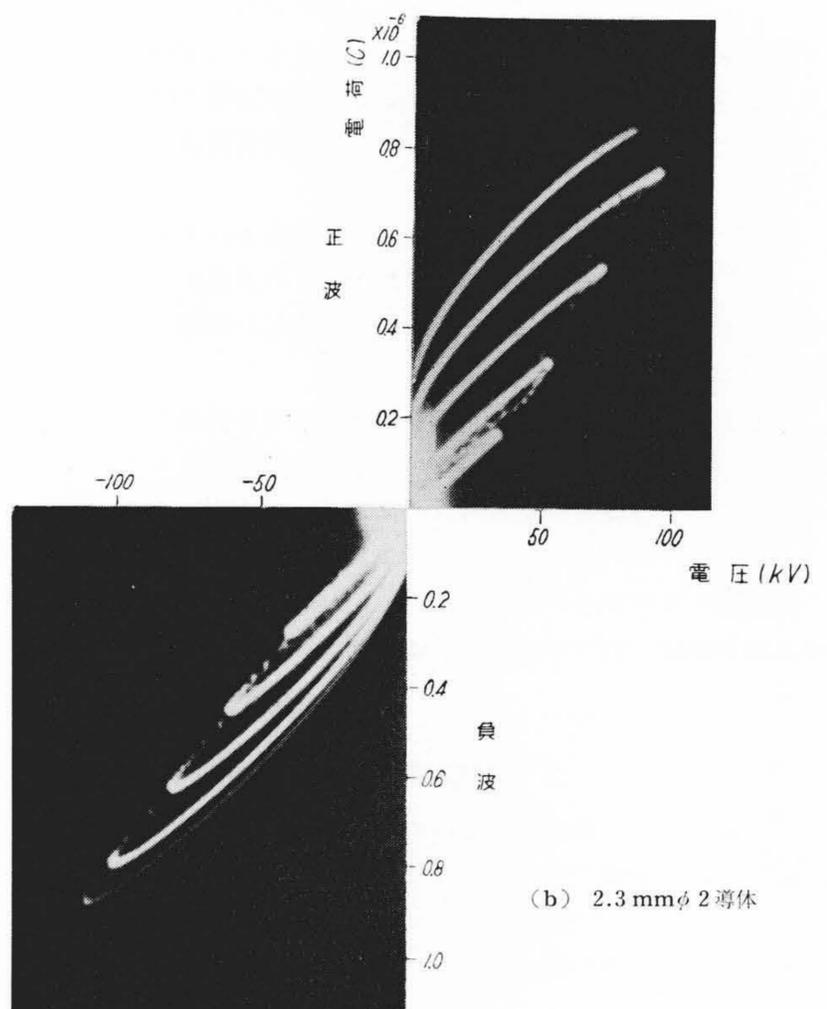
印加電圧 (kV)	正 波		負 波	
	平均値 (\bar{x})	偏差 (σ)	平均値 (\bar{x})	偏差 (σ)
53.4	19.0	(2.47)	11.7	(1.49)
80.2	59.3	(6.49)	41.4	(1.66)
106.9	129.6	(9.30)	79.4	(4.48)



第5図 衝撃波コロナ損 (2.3mmφ 単導体)

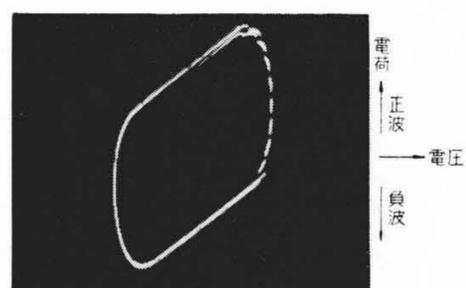


(a) 2.3mmφ 単導体

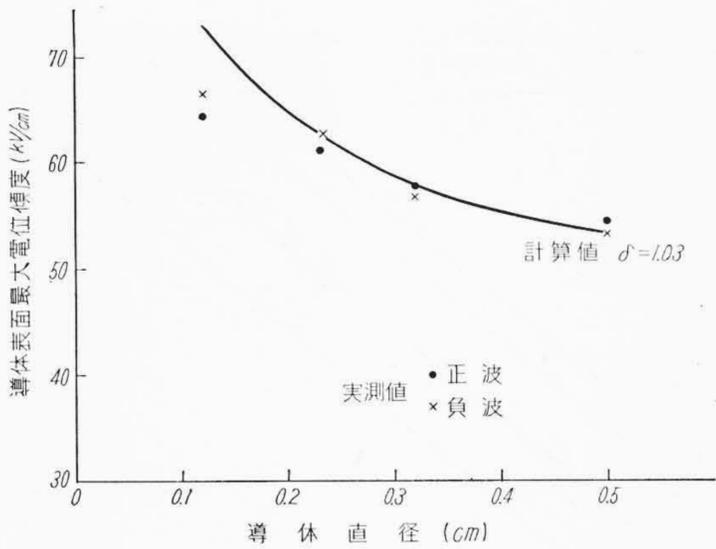


(b) 2.3mmφ 2導体

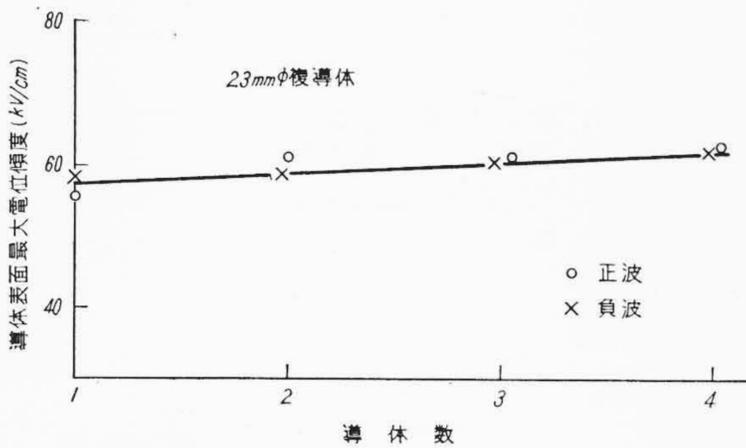
第3図 衝撃波コロナ電荷—電圧特性



第4図 交流コロナ電荷—電圧特性



第6図 コロナ開始電位傾度 (単導体)



第7図 コロナ開始電位傾度 (2.3mmφ複導体)

てもばらつきは単導体とほとんど同じである。

2.4 コロナ開始電位傾度

衝撃波コロナ損失に先立って衝撃波印加時のコロナ開始電圧を求めた。

第6図は単導体の場合のコロナ開始導体表面最大電位傾度と導体径との関係である。極性効果が見られるようであるがばらつきがあって明確ではない。第1図のような回路でコロナ開始電圧を求めるのは精度が悪く正確な値が得られないが、一応の傾向は見つけられるであろう。Peekの同心円筒における交流に対するコロナ開始導体表面電位傾度の実験式は⁽⁸⁾

$$G_0 = 31.3 \delta \left(1 + \frac{0.301}{\sqrt{\delta r}} \right) \left[\frac{\text{kV}_{\text{max}}}{\text{cm}} \right] \dots \dots \dots (3)$$

ここで、 r = 導体半径(cm), δ = 相対空気密度

第6図の実線は $\delta = 1.03$ の場合の(3)式の計算値であるが1.2mmφの場合を除いて大体一致すると考えてよいであろう。すなわち、衝撃電圧についても交流あるいは直流に対する Peek の式が成り立つとみてよいと思われる。これから、コロナ開始電圧は同心円筒において

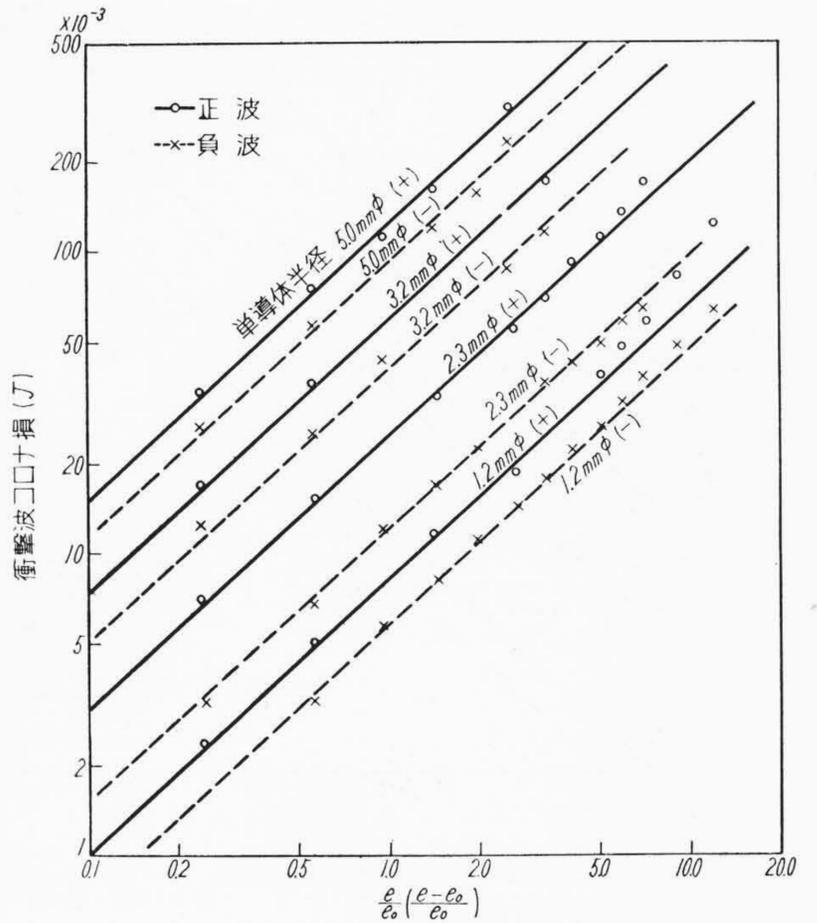
$$e_0 = G_0 r \log_e \frac{D}{r} \dots \dots \dots (4)$$

となる。 D = 外部円筒半径(cm)

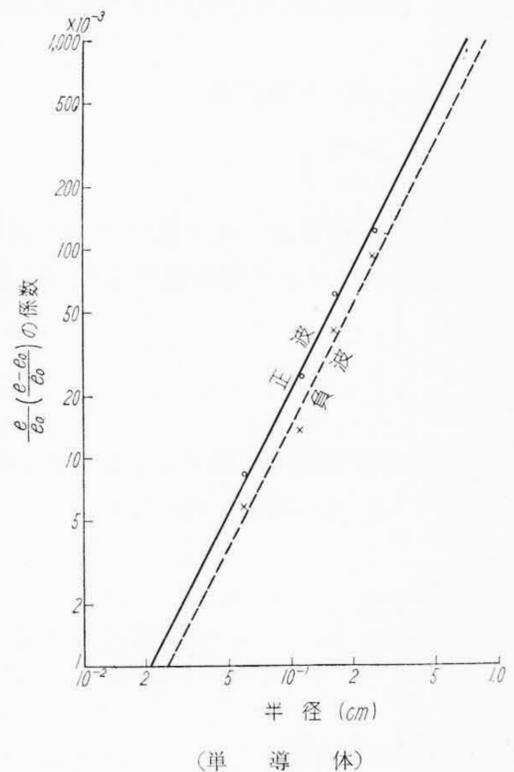
複導体については導体数とコロナ開始導体表面最大電位傾度との関係は第7図になって、コロナ開始電位傾度は素導体半径でほぼ決定することがわかる。導体数が増すとコロナ開始電位傾度がわずかに高くなる傾向もみられる。コロナ開始電圧は単導体と同様にして

$$e_0 = \frac{nr G_{n0}}{1 + (n-1)r/C} \log_e \frac{D}{\sqrt[n]{nrC^{n-1}}} \dots \dots \dots (5)$$

となる。(記号は後述)



第8図 単導体の衝撃波コロナ損



第9図 $\frac{e}{e_0} \left(\frac{e-e_0}{e_0} \right)$ の係数 (単導体)

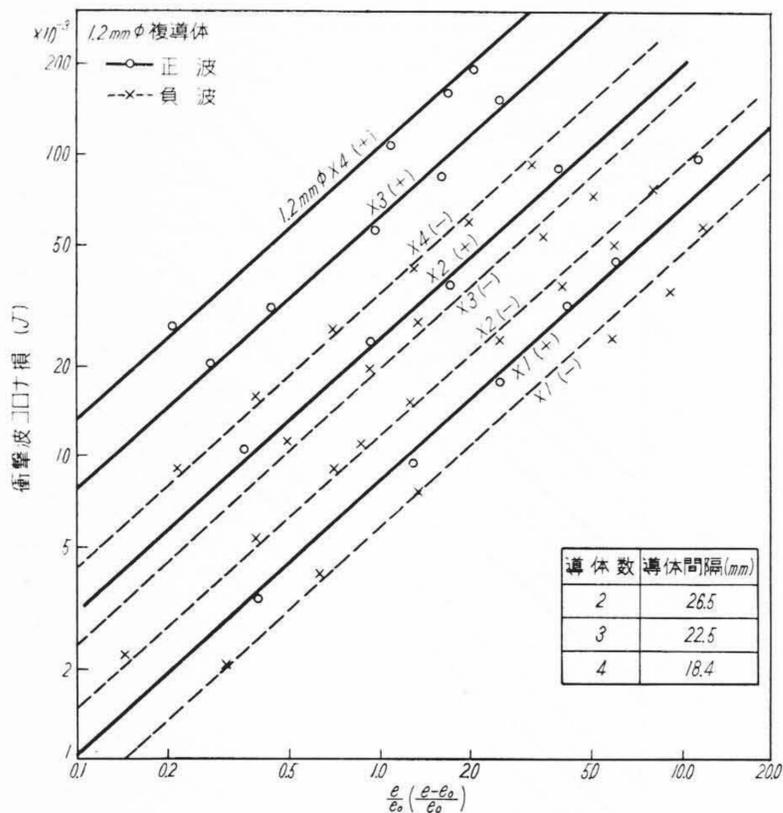
2.5 単導体の衝撃波コロナ損失実験式

交流印加時のコロナ損失については Peek の実験式があるがコロナ開始電圧付近ではよく一致せず、コロナ開始電圧の数倍までは Ryan および Holm の表示式がよいといわれている⁽⁹⁾。衝撃波コロナ損についても実験した範囲内では Peek の2乗法則はみられなかった。

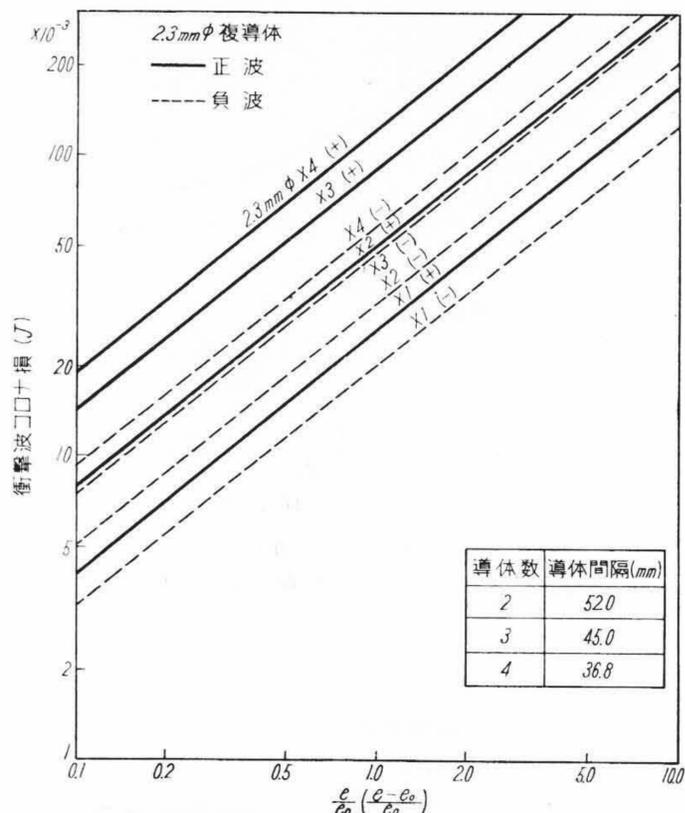
そこで、コロナ損の電圧特性を $\frac{e}{e_0} \left(\frac{e}{e_0} - 1 \right)$ に対して対数グラフに描けばほぼ直線的になって Ryan および Holm の表示式に一致する。高電圧では2乗特性に近づく。

第8図は 1.2~5.0 mmφ の単導体の衝撃波コロナ損を示すが、各線はほぼ平行である。直線の傾斜は厳密に1ではなくばらつきがあるが、測定時の誤差を考えれば衝撃波コロナ損は $e(e-e_0)$ に比例すると考えられる。

導体径が大きくなると第8図の直線は上方に平行移動する。縦軸の切片(横軸1の点)は第9図になって直線になり、そのこう配は2



(a) 1.2mmφ 複導体



(b) 2.3mmφ 複導体

第10図 複導体の衝撃波コロナ損

である。したがって、直径あるいは半径の2乗に比例してコロナ損は増加する。

単導体の衝撃波コロナ損の実験式は

$$P = k_{\pm} r^2 \frac{e}{e_0} \left(\frac{e - e_0}{e_0} \right) \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 $P=1$ cm あたりの衝撃波コロナ損 (J), r = 導体半径 (cm), e = 印加衝撃電圧 (kV), e_0 = コロナ開始電圧 (kV) k_{\pm} は係数で負波および正波に対して

$$\left. \begin{aligned} k_{-} &\approx 1.0 \times 10^{-2} \\ k_{+} &\approx 1.5 \times 10^{-2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

となる。(6)式は導体の断面積に比例することを示しているが、コロナ開始電圧について(4)式の関係代入すれば

$$P = \frac{k_{\pm}}{\left(G_0 \log_e \frac{D}{r} \right)^2} e (e - e_0) \dots\dots\dots (8)$$

となる。

2.6 複導体の衝撃波コロナ損

一方、複導体の衝撃波コロナ損についても単導体と同一の電圧特性が求められ、1.2mmφ, 2.3mmφ についてそれぞれ第10図(a), (b)が得られた。複導体間隔は第10図中に示してあるが、間隔が変わってもコロナ損に大幅な変化はない。

複導体間隔によって導体表面最大電位傾度は変化するが、一般に n 導体の導体表面最大電位傾度 G_n は

$$G_n = \frac{1 + (n-1)r/C}{nr \log_e \frac{D}{\sqrt[n]{nr C^{n-1}}}} \cdot e \left[\frac{\text{kV}_{\text{max}}}{\text{cm}} \right] \dots\dots\dots (9)$$

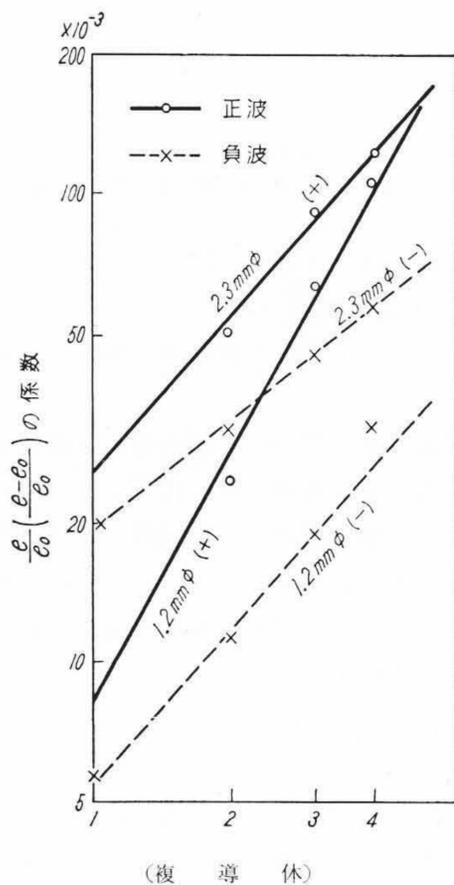
ただし、 $C = a/2 \sin \frac{\pi}{n}$, a = 複導体間隔 (cm)

D = 同心円筒半径 (cm), n = 複導体数

したがって、コロナ開始電位傾度 G_{n0} と G_n との比は

$$\frac{G_n}{G_{n0}} = \frac{e}{e_0} \dots\dots\dots (10)$$

となって電圧に対する比と一致し、第10図(a), (b)は導体表面最



第11図 $\frac{e}{e_0} \left(\frac{e - e_0}{e_0} \right)$ の係数

大電位傾度に対する関係を示していることになる。

複導体のコロナ損係数も単導体と同様に考え、切片(横軸1の点)と導体数の関係を求めれば第11図になる。直線関係が成立つことは非常に興味深い。導体数を n とすれば

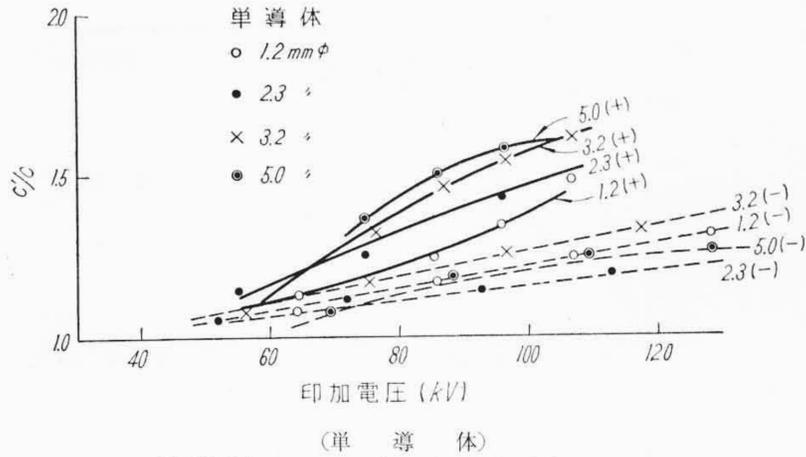
$$P \propto n^{\nu} \dots\dots\dots (11)$$

となる。 ν は導体径および衝撃波極性によって定まる指数であるが、これだけのデータからは明らかにすることはできず、さらに太いサイズの導線について研究することが必要である。なお、一例として第11図で ν の値を求めると、

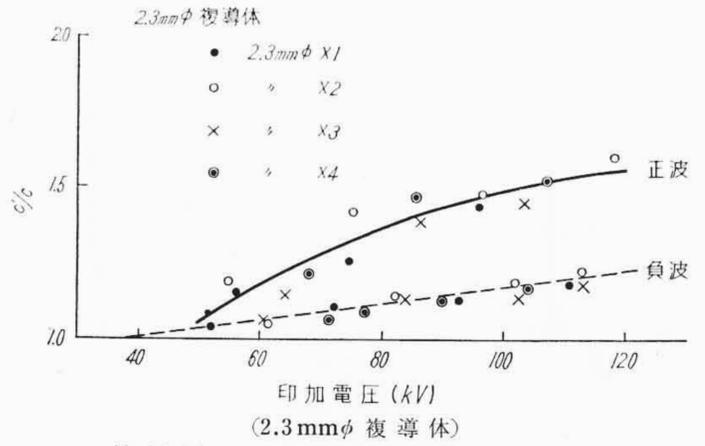
1.2mmφ 複導体では $\nu_{+} = 1.82, \nu_{-} = 1.15$

2.3mmφ 複導体では $\nu_{+} = 1.13, \nu_{-} = 0.79$

になる。



第12図 コロナ発生時の静電容量変化 (単導体)



第13図 コロナ発生時の静電容量変化 (2.3mmφ複導体)

3. 衝撃波コロナ半径

コロナが発生すればコロナ損失を起すが、一方、コロナによって導体近傍の大气が電離し導電性を帯びて、みかけ上導体径が増加したような現象を呈する。コロナによって太くなったみかけ上の導体径をコロナ半径と呼ぶが、導体径が増加すれば送電線のサージ・インピーダンス、他線への結合率などが変化する。巨視的にはコロナの発生は導体径の増加として作用する。

3.1 単導体のコロナ半径

単導体の円筒間静電容量 C は導体半径を r とすれば

$$C = 2\pi\epsilon_0 / \log_e \frac{D}{r} \dots\dots\dots (12)$$

ただし、 ϵ_0 = 誘電率、 D = 円筒半径

コロナが発生してみかけ上導体半径が r' になればコロナ発生後の静電容量 C' は

$$C' = 2\pi\epsilon_0 / \log_e \frac{D}{r'}$$

したがって

$$\frac{C'}{C} = \frac{\log D/r}{\log D/r'} \dots\dots\dots (13)$$

$r'/r = \alpha$ として α を元の導体半径とコロナ半径との比とすれば

$$\alpha = \frac{r'}{r} = \left(\frac{D}{r}\right)^{\left(1 - \frac{C}{C'}\right)} \dots\dots\dots (14)$$

となる。 $q-e$ 曲線 (第3図) において、コロナが発生しないときの傾斜、あるいはコロナ開始までの電圧波頭部分の傾斜はコロナが出ないときの原容量 C を示し、原点と電圧波高値点を結んだ直線の傾斜はコロナ発生静電容量 C' を示す。傾斜の角度をそれぞれ θ, θ' とすれば

$$\frac{C'}{C} = \frac{\tan \theta'}{\tan \theta} \dots\dots\dots (15)$$

となって、 θ, θ' を測定すれば α が求められる。

第12図は $q-e$ 曲線から求めた C'/C の電圧特性である。負波は傾向が一定しないので判断に苦しむが、一応導体径には関係しないと考えてよいであろう。電圧が増加しても C'/C はわずかに増加しない。これは負コロナの伸びがほとんど一定であることを示すものである。正波印加では負波印加よりもはるかに大きな C'/C になるし、導体径によって正コロナの伸びは異なってくる。導体径が大きいほど正波の C'/C は大きく、コロナの伸びは大きくなることを示している。しかし、高電圧になれば飽和して C'/C が一定になる傾向をもっているようである。

コロナ半径は第12図の値から(14)式を用いて計算できる。

3.2 複導体のコロナ半径

複導体の場合は複導体の等価導体径 r_e を考えれば静電容量は単

導体とまったく同一になって

$$C_n = 2\pi\epsilon_0 / \log_e \frac{D}{r_e}$$

となる。等価導体径 r_e は

$$r_e = \sqrt[n]{nrC^{n-1}}, \quad C = a/2 \sin \frac{\pi}{n} \dots\dots\dots (16)$$

ここで、 n = 複導体数、 r = 素導体半径、 α = 複導体間隔

いま、コロナによって素導体半径がみかけ上 $r' (= \alpha nr)$ になれば、そのときの等価導体径 r_e' は

$$r_e' = r_e \cdot \sqrt[n]{\alpha^n} \dots\dots\dots (17)$$

したがって、コロナ発生時の静電容量 C_n' と原容量 C_n との比は

$$\frac{C_n'}{C_n} = \frac{\log_e D/r_e}{\log_e D/r_e \sqrt[n]{\alpha^n}} \dots\dots\dots (18)$$

ゆえに

$$\alpha^n = \frac{r'}{r} = \left(\frac{D}{r_e}\right)^n \left(1 - \frac{C_n'}{C_n}\right) \dots\dots\dots (19)$$

複導体の場合の C_n'/C_n は第13図になる。複導体の場合にも C_n'/C_n の傾向は単導体の傾向と非常によく似ている。負波の C_n'/C_n は導体数に関係なくほとんど同じになり、電圧上昇とともにわずかに大きくなる傾向は単導体とまったく同一である。正波は負波よりも大きな C_n'/C_n をもち、電圧とともに急激に上昇する。しかし、ある幅はあるが導体数に関しては同一の C_n'/C_n になると考えて十分であろう。

3.3 コロナ容量比

麻生氏によれば⁽⁶⁾、コロナ開始後の導線の容量変化が直線的であれば、コロナ発生以前の容量 C とコロナ発生後のコロナ電荷直線の傾斜 C_k (コロナによる静電容量の増加を ΔC とすれば $C_k = C + \Delta C$) との比 C_k/C が進行波の波頭変歪に重要な意味をもつといわれる。この C_k/C がコロナ容量比と呼ばれるもので、波頭変歪の一つの目安である。 $q-e$ 曲線よりこのコロナ容量比を求めると単導体および複導体について第2表のようになって導体の種類にはあまり関係しない。コロナ容量比は

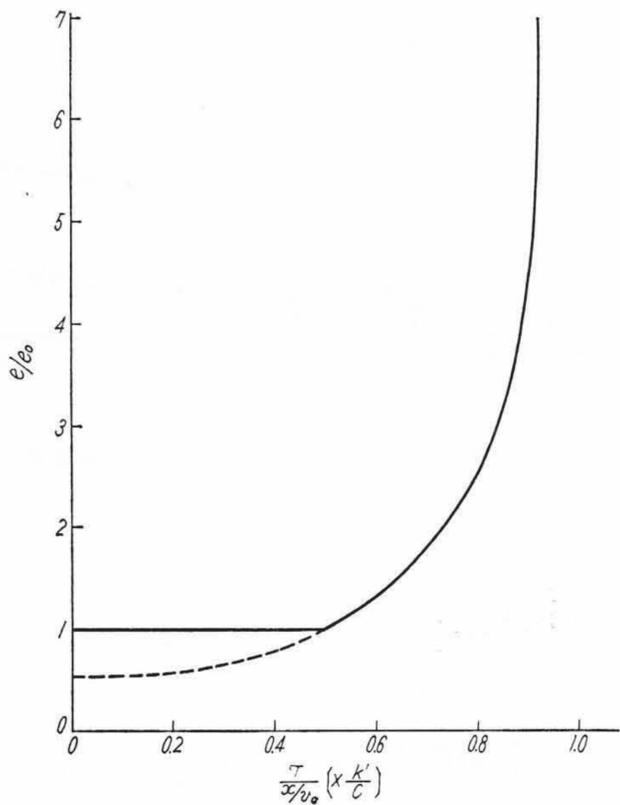
$$\text{正極性 } C_{k+}/C \approx 2.0 \sim 2.5$$

$$\text{負極性 } C_{k-}/C \approx 1.3 \sim 1.5$$

と考えられる。

第2表 コロナ容量比 (a) 単導体 (b) 複導体

導体径(mm)	C_{k+}/C	C_{k-}/C	導体数	C_{k+}/C	C_{k-}/C
1.2	2.16	1.34	2.3mmφ×1	1.79	1.30
2.3	1.79	1.30	2.3mmφ×2	2.51	1.31
3.2	2.00	1.37	2.3mmφ×3	2.51	1.28
5.0	2.68	1.45	2.3mmφ×4	2.48	1.42



第 14 図 コロナ変歪量

4. 試験送電線における実測

日立電線株式会社日高工場内に建設した亘長 540m の 400 kV 級試験送電線において、中相の 610 mm² ACSR 二導体（水平配列 40 cm 間隔）と平行に 2 m 離して 180 mm² 硬アルミより線（外径 18.5 mmφ、架空地線用 120 mm² IACSR 相当）を架線し、架空地線雷撃時の進行波の波頭変歪，結合率の変化などを検討した⁽³⁾。

試験送電線は 3 径間門形鉄塔 4 基より成り、印加端 A 点と 340 m 離れた C 点に 10 kΩ 弱の抵抗分圧器を両線とも設置した。導体の平均地上高は 10m である。遠端は 400Ω で接地し、サージ・インピーダンス整合を行った。5,000kV 衝撃電圧発生装置の出力を 150mmφ 中空シールド導体で約 100m 導き出し、架空地線に印加した。衝撃電圧発生装置の内部抵抗 660Ω，1,320Ω の 2 通りで印加したが、線路のサージ・インピーダンスのために 1,000 kV 前後までしか発生しない。

4.1 高電圧衝撃波の波頭変歪

コロナによる進行波の減衰を理論的に導いたのは Skilling, Dykes 両氏⁽⁴⁾(1937年)で、Sunde 氏，Bewley 氏⁽¹⁰⁾によって補足説明されているが、コロナ損が(6)式あるいは(8)式で表わされるときのコロナ発生時の進行波の伝はん速度 v は

$$v = \frac{v_0}{1 + \frac{k'}{C} \left(1 - \frac{e_0}{2e}\right)}, \quad e \geq e_0 \dots\dots\dots(20)$$

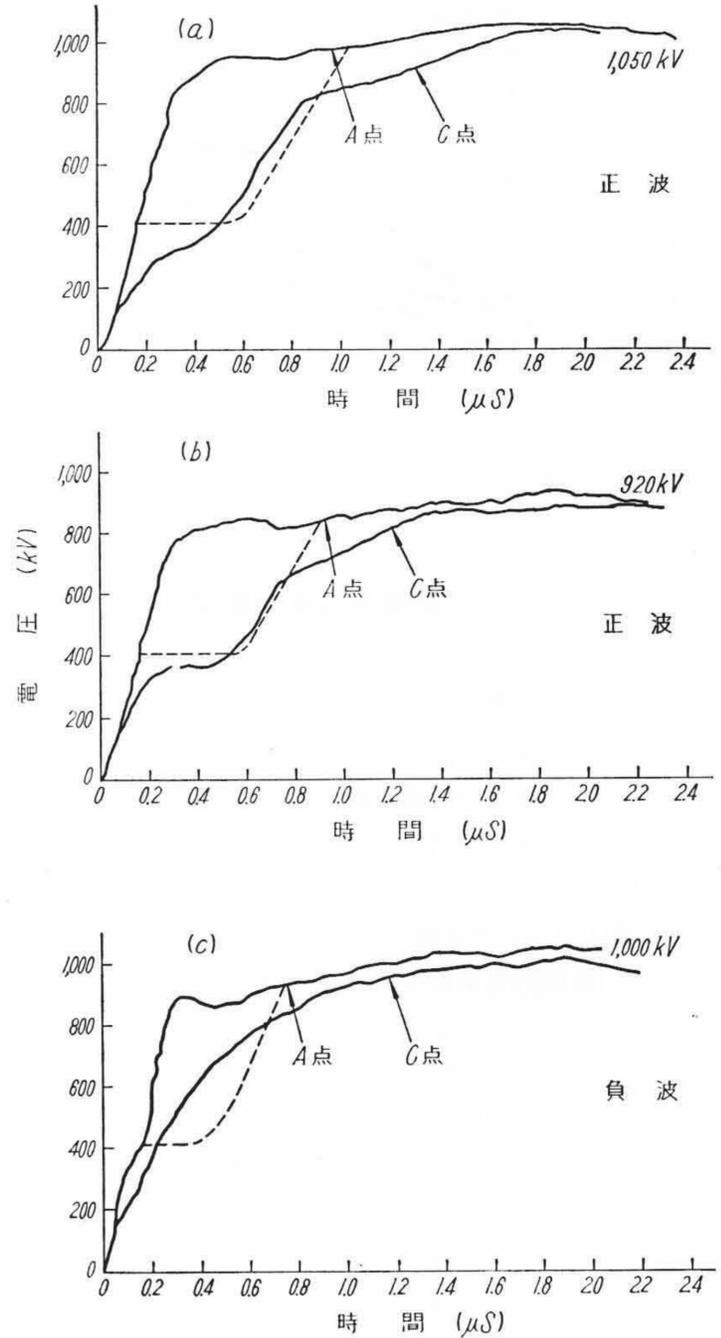
ただし、 $k' = k_+ r^2 / e_0^2$ ， $C \left(= 2\pi\epsilon_0 / \log_e \frac{D}{r} \right)$ ：導体の静電容量（1 相のみの場合は $D = 2h$ ）， v_0 は減衰もコロナもないときの伝はん速度で光速に等しい。

これから電圧 e における遅延時間 τ は

$$\tau = \frac{k'}{C} \left(1 - \frac{e_0}{2e}\right) \frac{x}{v_0}, \quad e \geq e_0 \dots\dots\dots(21)$$

となる。 x/v_0 は x 離れた地点に光速の波が伝はんする時間であり、 $\tau/(x/v_0)$ はコロナ発生時の(相対的な)遅延量を示すことになる。 k'/C は線種や線の配置によって異なる量であるので除外して考え、 $\tau/(x/v_0)$ と e/e_0 の関係を求めると第 14 図になる。実際の遅延量 $\tau/(x/v_0)$ は第 14 図の読みに k'/C を乗じたものである。

第 15 図は 400 kV 級試験送電線で実測した印加端 A と 340m 地点



(a) 1,050 kV 正波
(b) 920 kV 正波
(c) 1,000 kV 負波

第 15 図 400 kV 級試験送電線における進行波の波頭変化

C の波形である。著しい波頭変歪がみられる。 $2r = 1.85(\text{cm})$ ， $D = 2 \times 10^2(\text{cm})$ ，を代入すれば，(4)，(6)，(21)の各式より

$$\left. \begin{aligned} \text{正極性 } \tau_+ &= \frac{x}{v_0} \times 0.738 \left(1 - \frac{e_0}{2e}\right) \\ \text{負極性 } \tau_- &= \frac{x}{v_0} \times 0.491 \left(1 - \frac{e_0}{2e}\right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(22)$$

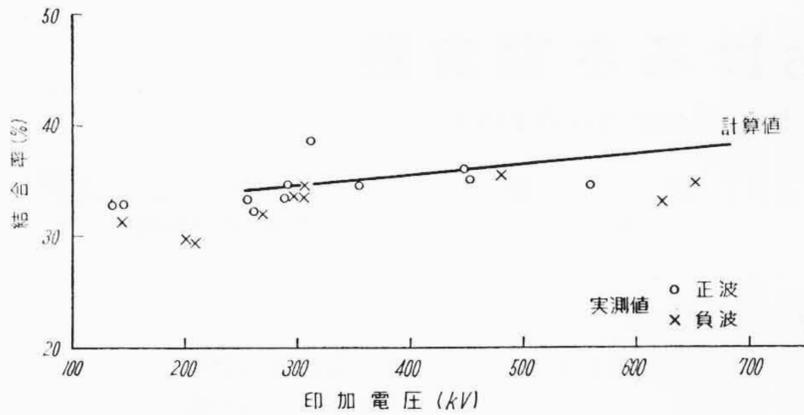
$e \geq e_0, e_0 = 410 \text{ kV}$

となる。 $x = 340\text{m}$ として計算すれば第 15 図中の点線のようにあって、正極性では非常によく一致する。負極性では一致しないが、変歪の様相が異なるので実測波形自体を検討する必要がある。コロナ開始電圧の計算値 410 kV よりもずっと低い電圧からコロナが出ているのはより線のためで、より線係数 0.73 を考えると 300 kV となって実際と一致する。なお、コロナが発達した状態ではより線でも円滑導体と考えたほうがよい。負波では正波の 67% 程度の変歪になる。

4.2 コロナによる結合率の増加

2 本の導体が平行に架線されている場合、第 1 の導体に印加した電圧によって第 2 の導体に誘導電圧を発生する。この印加電圧に対する誘導電圧の比を結合率と呼んでいる。

同一地上高の 2 線があって導体 1 にサージ電圧 e_1 が印加されたとする、印加点において導体 2 に誘導する電圧 e_2 との比は⁽¹¹⁾



第16図 400 kV 級試験送電線における結合率の変化
(I.G. 内部抵抗 1320Ω の場合)

$$(結合率) \quad k_{12} = \frac{e_2}{e_1} = \frac{\log_e \sqrt{1 + \left(\frac{2h}{D}\right)^2}}{\log_e \frac{2h}{r_1}} \dots\dots\dots (23)$$

ここで、 h = 両相の地上高、 r_1 = 導体1の半径

波が伝ぱんしたのちは結合率は伝ぱん距離、波の相対的大きさに関係する。コロナによって導体径が r_1' になると結合率の比は

$$\frac{k_{12}'}{k_{12}} = \frac{\log 2h/r_1}{\log 2h/r_1'} \dots\dots\dots (24)$$

となる。この比は(13)式の C'/C に等しい。

第16図は400 kV 試験送電線で実測したA点における結合率の電圧特性である。負波の場合については第12図より計算すれば実線のように実測結果とほぼ一致する。正波に対する結合率も負波をやや上回る程度であるが、第12図の正波では大きくなるので説明できない。

この原因は単線とより線のコロナの伸び方が本質的に異なることにあると考えられる。実用のより線についてのコロナ特性を十分研究することが必要であろう。

5. 結 言

小形同心円筒電極によって細線の衝撃波コロナの性質を調べ

- (1) 単導体および複導体の衝撃波コロナ損
- (2) 単導体および複導体の衝撃波コロナ半径
- (3) コロナ容量比

についてかなり明らかにできたが、さらに400 kV 級試験送電線における波頭変歪、結合率の実測結果の解析に役立てることができた。しかし、モデル電極で用いた単線のコロナ放電の様相がより線のコロナ放電と大幅に異なる懸念があるので、今後、実用導体を用いて解析することがぜひとも必要であろう。特に、複導体送電線について十分に研究して行きたい。

終りに臨み懇篤な援助を賜った電線工場研究部久本部長、永野宏郎氏、実験の労にあられた秋山博君に心から深謝する。なお、試験送電線による実測結果は耐雷設計基準委員会との協同実験の一部で電力中央研究所川合幹雄氏のご指導を受けたことを厚くお礼申上げる。

参 考 文 献

- (1) 沼尻, 永野: 昭34東京支部大会, 213 (昭34-11)
- (2) 沼尻, 永野: 昭35連大, 913 (昭35-7)
- (3) 耐雷委員会, 日立電線株式会社: 耐雷設計基準委員会送電線分科会資料 L-141 (昭36-2)
- (4) H. H. Skilling, P. de K. Dykes: E. E., 56, 850 (1937)
- (5) 麻生: 電学誌, 77, 1467-1474 (昭32-11)
- (6) C. F. Wagner, B. L. Lloyd: A. I. E. E. Trans., 74, III, 858-872 (1955)
- (7) 麻生, 室岡: 昭34連大, 576 (昭34-4)
- (8) 電気学会大学講座: 放電現象, 70 (昭26 電気学会)
- (9) 電気学会大学講座: 放電現象, 67 (昭26 電気学会)
- (10) L. Bewley: Traveling Waves on Transmission Systems, 35-38 (1951 John Wiley & Sons, Inc.)
- (11) 法貴, 三田: 絶縁と閃絡防止, 146-147 (昭26 オーム社)



登録新案 第504365号

新 案 の 紹 介



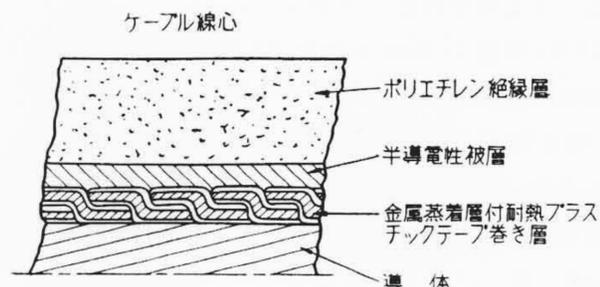
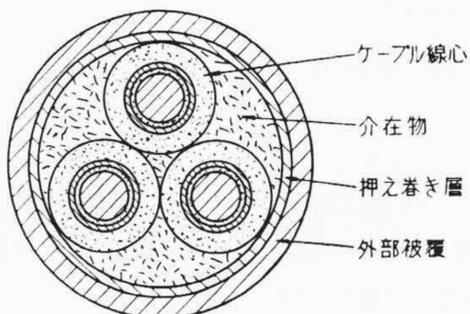
杉山正夫・宮沢定雄

ポ リ エ チ レ ン 絶 縁 電 力 ケ ー ブ ル

ポリエチレンは絶縁耐力および体積固有抵抗が高く、誘電正接、誘電率ともに小さく、しかも吸湿による絶縁抵抗の低下の心配がないなど、ケーブル絶縁体として数多くの長所を有するが、その反面熱可塑性であるため、ある程度以上に加熱されると軟化する性質がある。このため短絡事故時の導体の急激な温度上昇によって、ケーブル線心相互間の絶縁破壊を招くおそれがあった。

この考案はこのような点にかんがみ、導体の周上に、表面を金属蒸着化した耐熱プラスチックテープ巻き層、および半導電性被層を

設けて、ポリエチレン絶縁体を被覆したものである。このようにすれば、短絡事故時に大電流が流れ導体温度が瞬間的に上昇しても、中間のテープ巻き層および半導電性被層がポリエチレン絶縁体への熱伝導を緩和する役割を果たすから、ポリエチレン絶縁体の熔融変形による事故は未然に阻止できる。なおこのテープ巻き層、および半導電性被層は、導体と絶縁体間に生じやすい空気薄層のオゾン発生防止にも効果がある。(斎藤)



第1図 ポリエチレン絶縁電力ケーブル