

複導体送電線の捻回に関する理論的考察

Theoretical Consideration on the Twist Characteristics of Double Conductor Transmission Lines

星 野 弘 之*
Hiroyuki Hoshino

内 容 梗 概

複導体送電線の捻回復元性の良否を判定するためには捻回に対する復元モーメントの計算が必要である。送電線の上下、水平方向の変位に対する反力の計算から復元モーメントを計算した。復元モーメントの計算には特に上下変位に対する反力が重要である。種々の形態の上下変位に対する反力を計算し、水平配列複導体で両端引留、スパン高低差なく最大で180度の捻回を考えた場合、次の結論を得た。

- (1) 捻回の復元はスパン中央に対して両側で同時に対称な運動によって起るものではない。
- (2) スパン中央に対して非対称な捻回復元過程の場合の上下変位に対する反力を計算した。その結果捻回復元可能なスペーサ配置は引留部からスパン長の15～20%の距離だけはなれた所にスペーサを入れた配置であることがわかった。
- (3) かなり長スパンの場合にはスパン中央を最大スペーサ間隔とし両引留部に近づくに従って0.8倍程度の縮少率で間隔を小さくする。引留部からスパン長の15～20%の位置と引留部との間はスパン中央側より小さい間隔で等間隔配置とする。

1. 緒 言

電力需要の増大に伴って送電系統の連繫、広域運営化が提唱されこれらの実現には超高圧送電が是非とも必要となってきた。電気的特性を検討すると多導体送電線はこれらの超高圧送電線としてすぐれた特性をもっていることがわかる⁽¹⁾。しかし従来用いられている単導体送電線に比して構成が複雑化するため振動そのほかの機械的問題については経験されたことのない新しい問題が多い。世界各国においてもこの種の送電線の運転経験が少ないので設計上不明な点が多い。

これらの機械的問題のうちで単導体送電線ではまったく経験されなかった問題として捻回復元性がある。多導体送電線に不均等な着氷や特殊な気流が吹付けられると各素導体が相互にねじれ合い捻転してしまうことである。このようになった場合風圧などの外力が消失しても捻転が復元しない場合がある。このような状態では多導体送電線の電気的な特性が失われるだけでなく各素導体自身にも有害な結果をもたらすと考えられる。多導体送電線がまったく捻回を起さないようにすることは気象条件のきびしい場合には困難であるが、風圧や着氷が消失した場合自然に復元するような構成とすることはさほど困難ではないと考えられる。多導体送電線に用いるスペーサを適当な間隔に配置することによって良好な復元性をうることができる。以下に水平配列複導体送電線に180度程度の捻転が起った場合自然に復元するようなスペーサ配置方法について理論的考察を行いスペーサ配置の決定法について述べる。

2. 捻回理論の考え方

複導体送電線の捻転時の力学的な関係について物理的に正確に計算式を立てて計算すれば、最も適切なスペーサ配置方法を求めることができると考えられるが、実際には相当計算式が複雑となる。計算式が比較的簡便な形となるようにするためには仮定を設ける必要がある。

しかしこれらの仮定は数学的な簡略性を求めると相当大きな仮定となり、その仮定が物理的に疑わしくなり結果に不安が感じられる⁽²⁾。純理論的な方法のほかに実験的な方法がある⁽³⁾⁽⁴⁾。これは模

型送電線または実スパン送電線を用いて各種のスペーサ配置について実験を行い良好な復元性となるスペーサ配置を求める方法である。模型を用いる場合には力学的に計算される縮少比が問題であるがこれを $1/5$ 以下とすることは各種の技術的困難を伴う。実スパンの場合は最も望ましい形であるがスパン長を自由に変えて実験することは設備の点でかなりの困難がある。それゆえ実スパンによって行った実験の結果と仮定を立てて行った計算の結果を比較考察して、その結論によって各種のスパンにおける良好なスペーサ間隔を推論することにした。

3. 捻回実験の結果

捻回実験は主として350mスパンの送電線を用いて行った。実験方法としては

- (1) スパン中央に集中的に捻回力が加えられるような捻回機を用いて行う方法

- (2) 捻回機を用いることなく各スペーサ取付位置にロープを取付け地上から捻回力を与えて捻回し復元性を観察する方法

以上の2通りの方法で行った。(1)の方法によると

スパン中央部ではスペーサ間隔を比較的大きくし、スパン両端部ではスペーサ間隔を小さくすることが望ましい⁽⁵⁾。

- (2) の実験方法によると

スパン中央部でのスペーサ間隔を大きくすると捻回復元性がよくなる。

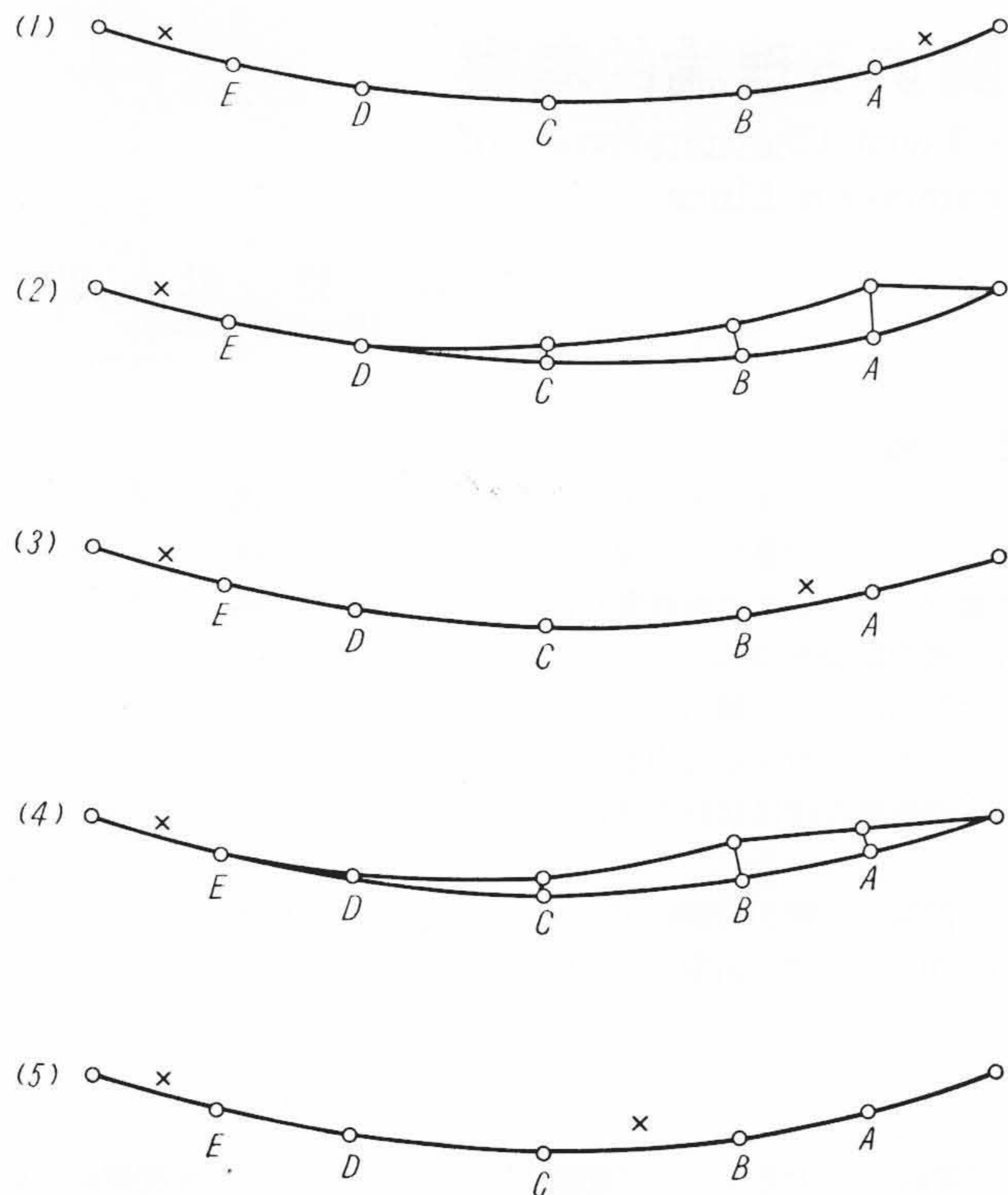
スパン両端部でのスペーサ間隔を小さくすると捻回復元性がよくなる。

という結果が明らかとなった。これらは現在まで行ってきた百回以上の捻回実験から得られた結果の要約である。

4. 捻回の復元過程と上下変位

前述の2通りの実験方法のうち後者の方法で人為的に作ったねじれが復元する場合どのような経過となるかを観察した。その結果は第1図に示すようなものである。第1図において○印のところはスペーサA, B, C, D, Eが入っている。最初180度の捻転状態を横から見ると第1図の(1)のようになり×印の部分にねじれが存在する。捻回が復元する順序は(2)のようにまずAが垂直状態となり回

* 日立電線株式会社電線工場



第 1 図 捻回の復元過程と上下変位

転して(3)のようにねじれがA B間に移動する。同様の経過でねじれが(5)のようにさらに移動する。この間は反対側に起っているねじれは変化しない。スペーサ配置方法の相異によってこの復元の順序は若干の差異がある。A Bにねじれが移動してから反対側のねじれがE D間に移動し、その後でA B間のねじれがE D間に移動することもある。しかし実験的にいえることはスパン中央に対して両側で同時にスペーサが回転し、同時にねじれが移動することがないことである。このことは理論的考察をする上で重要な点である。

またスペーサが回転するときはスペーサの中心位置がほとんど変位しない。このことから推定すると捻回による各素導体の張力変化や反力の計算は単導体送電線のスパン中の特定の点が円弧に沿って上下左右に変位したものと計算してよいことがわかる。

5. 上下変位に対する反力

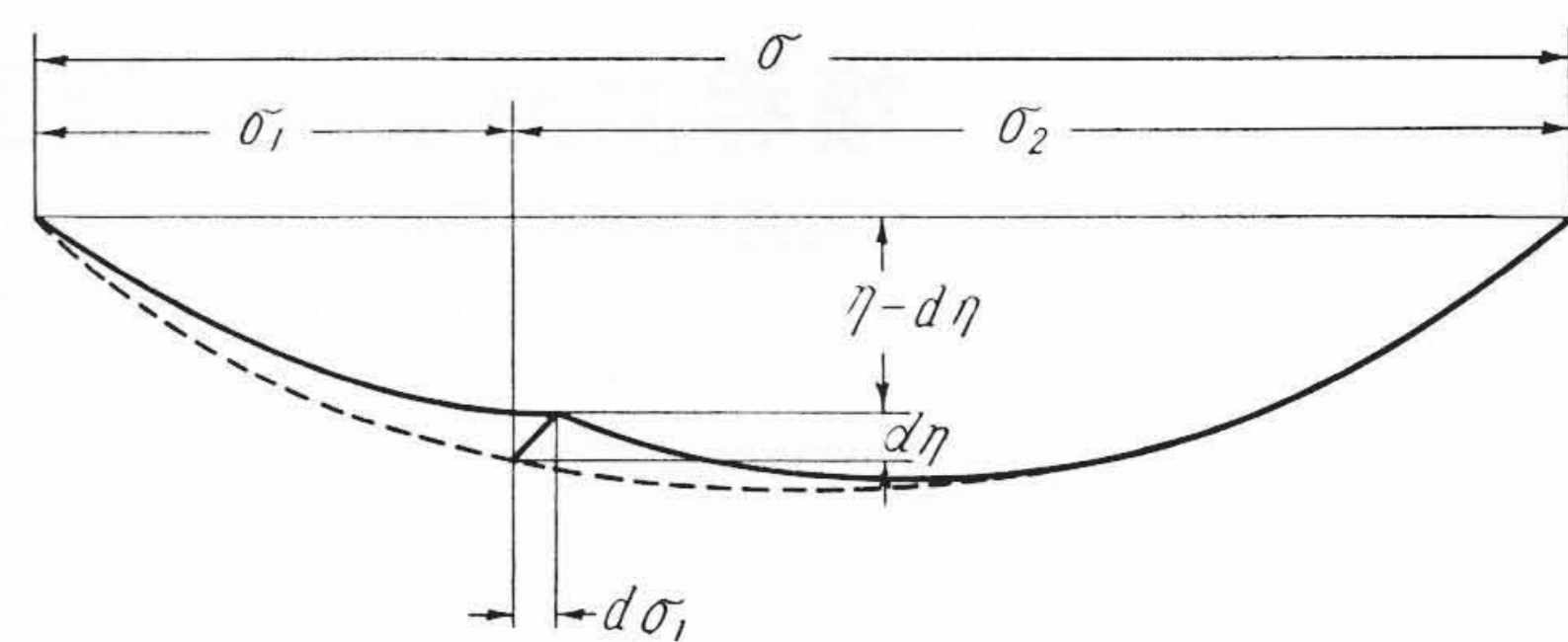
前述のような考察から単導体送電線のスパン中の特定の点が上下に変位した場合の力学的関係を検討することが必要である。スパン中の特定の点が上下左右に変位したときに生ずる反力を計算することによって捻回時に生ずるモーメントを計算することができるからである。上下変位の方法は実際の捻回時の様子を参照して考え、比較的計算の容易な場合について行くと次のようになる。

送電線の形態は抛物線で近似することとし⁽⁶⁾送電線が無張力状態となったときの電線実長を計算する。

$$L = \left(\sigma + \frac{\sigma^3}{24c^2} + \frac{\eta^2}{2\sigma} \right) \left(1 - \frac{c\omega}{EA} \right) \dots\dots\dots (1)$$

ここで

- L: 電線の無張力時の実長 (m)
- σ : スパン水平距離 (m)
- η : スパン高低差 (m)
- $c = T/\omega$ T: 電線の水平張力 (kg)
- ω : 電線の単位長重量 (kg/m)
- E: 電線のヤング率 (kg/cm²)
- A: 電線の断面積 (cm²)



第 2 図 スパン中の 1 箇所が上下変位する場合

である。Lが一定の状態では σ , η を微小量だけ変化させるとそれに伴ってcが変化する。これらの数量的関係はつぎのようにして求められる。(1)式を微分すると

$$dL = \frac{\partial L}{\partial \sigma} d\sigma + \frac{\partial L}{\partial \eta} d\eta + \frac{\partial L}{\partial c} dc \dots\dots\dots (2)$$

となる。Lは無張力時の電線実長であるから変化しない。ゆえに $dL=0$ となり(2)式を変形すると

$$dc = \frac{-\partial L/\partial \sigma}{\partial L/\partial c} d\sigma + \frac{-\partial L/\partial \eta}{\partial L/\partial c} d\eta = \frac{\partial c}{\partial \sigma} d\sigma + \frac{\partial c}{\partial \eta} d\eta \dots\dots\dots (3)$$

となる。(3)式を用いることによりスパン、高低差の微小変化による張力の変化が計算される。

スパンに高低差がないものとしてスパン中の特定の一点のみが上下に変位するものとすれば上下変位によって電線形態は第2図のように変化する。 σ というスパンを上下変位の起る点で σ_1 , σ_2 という2個のスパンに分けてそれぞれについて σ , η の微小変化を考えると

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial c_1}{\partial \sigma_1} &= \frac{\left(1 + \frac{\sigma_1^2}{8c_1} + \frac{\eta^2}{2\sigma_1^2} \right) \left(1 - \frac{c_1\omega}{EA} \right)}{\frac{\sigma_1^3}{12c_1^3} \left(1 - \frac{c_1\omega}{EA} \right) + \left(\sigma_1 + \frac{\sigma_1^3}{24c_1^3} + \frac{\eta^2}{2\sigma_1} \right) \frac{\omega}{EA}} \\ \frac{\partial c_1}{\partial \eta} &= \frac{\frac{\eta}{\sigma_1} \left(1 - \frac{c_1\omega}{EA} \right)}{\frac{\sigma_1^3}{12c_1^3} \left(1 - \frac{c_1\omega}{EA} \right) + \left(\sigma_1 + \frac{\sigma_1^3}{24c_1^3} + \frac{\eta^2}{2\sigma_1} \right) \frac{\omega}{EA}} \\ \frac{\partial c_2}{\partial \sigma_2} &= \frac{\left(1 + \frac{\sigma_2^2}{8c_2} + \frac{\eta^2}{2\sigma_2^2} \right) \left(1 - \frac{c_2\omega}{EA} \right)}{\frac{\sigma_2^3}{12c_2^3} \left(1 - \frac{c_2\omega}{EA} \right) + \left(\sigma_2 + \frac{\sigma_2^3}{24c_2^3} + \frac{\eta^2}{2\sigma_2} \right) \frac{\omega}{EA}} \\ \frac{\partial c_2}{\partial \eta} &= \frac{\frac{\eta}{\sigma_2} \left(1 - \frac{c_2\omega}{EA} \right)}{\frac{\sigma_2^3}{12c_2^3} \left(1 - \frac{c_2\omega}{EA} \right) + \left(\sigma_2 + \frac{\sigma_2^3}{24c_2^3} + \frac{\eta^2}{2\sigma_2} \right) \frac{\omega}{EA}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

となる。ここで c_1, c_2 はそれぞれ σ_1, σ_2 スパンの T/ω で等しい値となる。あとの計算を簡略化するため

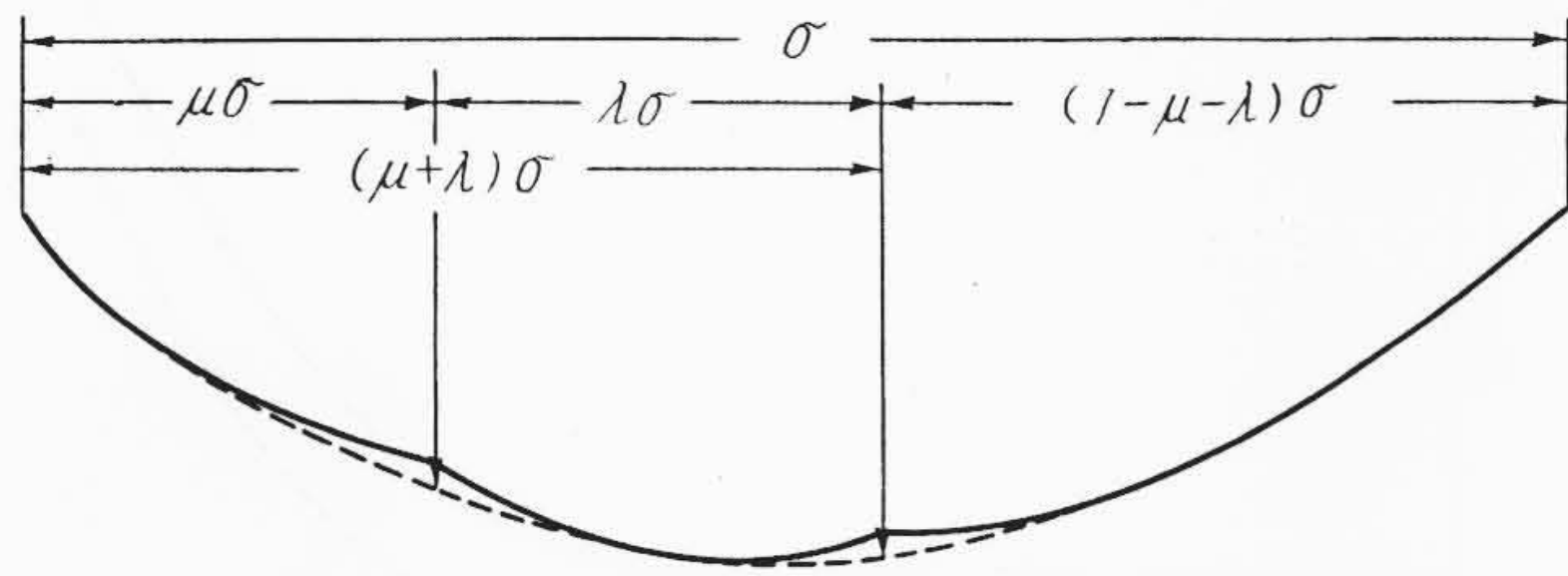
$$\sigma_1 = \mu\sigma \quad \sigma_2 = (1-\mu)\sigma \quad \sigma = 8c\nu$$

$$\eta = 32c\nu^2(1-\mu) \quad \alpha = \frac{3}{16} \frac{c\omega}{EA\nu^2} = \frac{12T^3}{EA\sigma^2\omega^2}$$

とおき微小項を消去して整理すると

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial c_1}{\partial \sigma_1} &= \frac{3}{128\mu\nu^3(\mu^2+\alpha)} \\ \frac{\partial c_1}{\partial \eta} &= \frac{3(1-\mu)\nu}{32\mu\nu^3(\mu^2+\alpha)} \\ \frac{\partial c_2}{\partial \sigma_2} &= \frac{3}{128(1-\mu)\nu^3\{(1-\mu)^2+\alpha\}} \\ \frac{\partial c_2}{\partial \eta} &= \frac{3\mu\nu}{32(1-\mu)\nu^3\{(1-\mu)^2+\alpha\}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

となる。 $dc_1=dc_2$ となるような条件で上下変位を行い、 $-d\sigma_1=d\sigma_2$ とおけば(3)式の関係から



第3図 スパン中の2箇所が上下変位する場合

$$\frac{d\sigma_1}{d\eta} = -\frac{d\sigma_2}{d\eta} = \left(\frac{\partial c_2}{\partial \eta} - \frac{\partial c_1}{\partial \eta} \right) / \left(\frac{\partial c_1}{\partial \sigma_1} + \frac{\partial c_2}{\partial \sigma_2} \right)$$

であるから

$$\frac{d\sigma_1}{d\eta} = \frac{4\nu(4\mu^3 - 6\mu^2 + 4\mu - 1 - \alpha + 2\mu\alpha)}{1 - 3\mu + 3\mu^2 + \alpha} \dots\dots\dots (6)$$

となる。上下変位による張力変化は

$$\frac{dc_1}{d\eta} = \frac{\partial c_1}{\partial \sigma_1} \frac{d\sigma_1}{d\eta} + \frac{\partial c_1}{\partial \eta} = \frac{3}{32\nu^2(1 - 3\mu + 3\mu^2 + \alpha)} \dots\dots\dots (7)$$

となる。上下変位点に対して働く反力は張力の変化によって生ずる上下変位点付近の電線の勾配の変化と電線張力の積で与えられ近似的に

$$R_V(\mu) = -\frac{\omega}{8\nu} \left\{ \frac{1}{\mu(1-\mu)} + 32\nu^2 \frac{dc_1}{d\eta} \right\} \Delta\eta \dots\dots\dots (8)$$

$R_V(\mu)$: μ という点の上下変位に対する反力

$\Delta\eta$: 上下変位の量

で求められる。(8)式に(7)式を代入すると

$$R_V(\mu) = -\frac{\omega}{8\nu} \left\{ \frac{3}{1 - 3\mu + 3\mu^2 + \alpha} + \frac{1}{\mu(1-\mu)} \right\} \Delta\eta \dots\dots\dots (9)$$

となる。

次にスパン中の2点が同時に同量だけ上下変位した場合の反力をそれぞれの2点について計算する。上下変位する点と各部の長さを第3図のように決定し上述の方法と同様にして

$$\frac{\partial c_1}{\partial \sigma_1} d\sigma_1 + \frac{\partial c_1}{\partial \eta} d\eta = \frac{\partial c_2}{\partial \sigma_2} d\sigma_2 = \frac{\partial c_3}{\partial \sigma_3} d\sigma_3 + \frac{\partial c_3}{\partial \eta} d\eta \dots\dots (10)$$

ただし $\sigma_1 = \mu\sigma$, $\sigma_2 = \lambda\sigma$, $\sigma_3 = (1-\mu-\lambda)\sigma$, $d\sigma_1 + d\sigma_2 + d\sigma_3 = 0$

$$\frac{d\sigma_3}{d\eta} = \frac{\frac{\partial c_1}{\partial \eta} - \frac{\partial c_3}{\partial \eta}}{\frac{\partial c_3}{\partial \sigma_3} + \frac{\partial c_1}{\partial \sigma_1}} - \left(\frac{\frac{\partial c_1}{\partial \sigma_1} \cdot \frac{\partial c_3}{\partial \eta}}{\frac{\partial c_2}{\partial \sigma_2}} \right) \dots\dots\dots (11)$$

$$\frac{dc_3}{d\eta} = \frac{\partial c_3}{\partial \sigma_3} \frac{d\sigma_3}{d\eta} + \frac{\partial c_3}{\partial \eta} \dots\dots\dots (12)$$

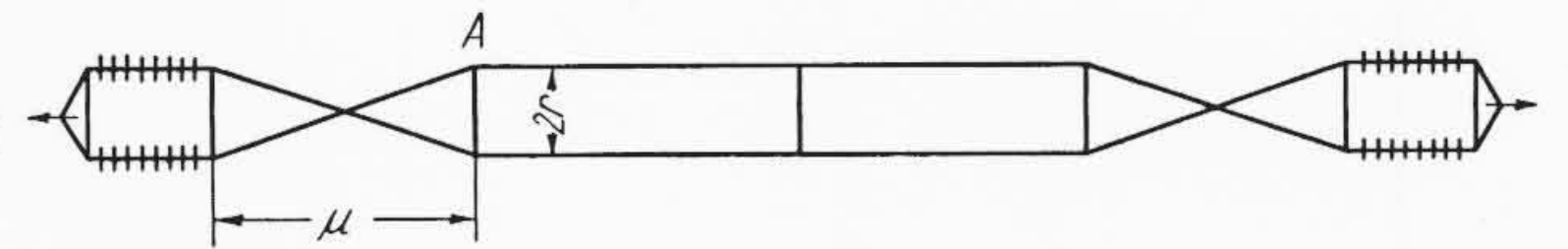
$$= \frac{3(1+\lambda)}{32\nu^2[(1-\mu-\lambda)\{(1-\mu-\lambda)^2 + \alpha\} + \mu(\mu^2 + \alpha) + \lambda(\lambda^2 + \alpha)]} \dots\dots\dots (13)$$

$$R_V(\mu \wedge \mu + \lambda) = -\frac{\omega}{8\nu} \left[\frac{1}{\mu} + 32(\mu + \lambda)\nu^2 \frac{dc}{d\eta} \right] \Delta\eta = -\frac{\omega}{8\nu} \left[\frac{1}{\mu} + \frac{3(1+\lambda)(\mu + \lambda)}{(1-\mu-\lambda)\{(1-\mu-\lambda)^2 + \alpha\} + \mu(\mu^2 + \alpha) + \lambda(\lambda^2 + \alpha)} \right] \Delta\eta \dots\dots\dots (14)$$

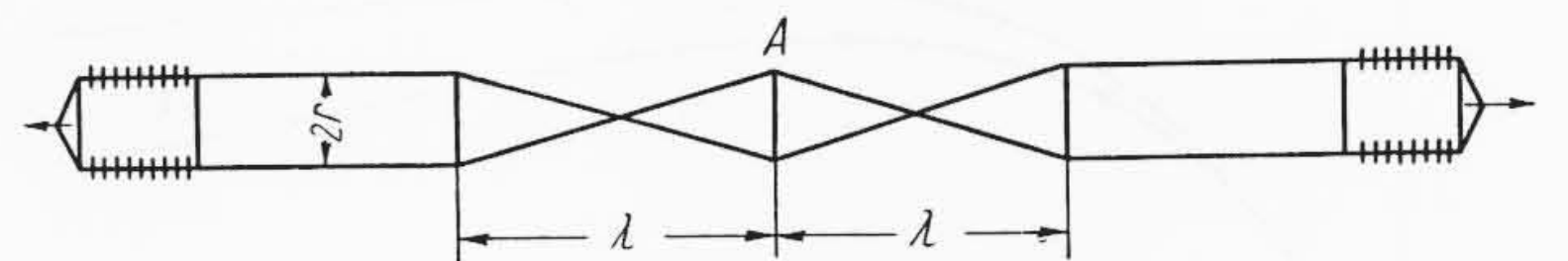
$$R(\mu + \lambda \wedge \mu) = -\frac{\omega}{8\nu} \left[\frac{1}{1-\mu-\lambda} + 32(1-\mu)\nu^2 \frac{dc}{d\eta} \right] \Delta\eta = -\frac{\omega}{8\nu} \left[\frac{1}{1-\mu-\lambda} + \frac{3(1-\mu)(1+\lambda)}{(1-\mu-\lambda)\{(1-\mu-\lambda)^2 + \alpha\} + \mu(\mu^2 + \alpha) + \lambda(\lambda^2 + \alpha)} \right] \Delta\eta \dots\dots\dots (15)$$

ただし $R_V(\mu \wedge \mu + \lambda)$: μ と $\mu + \lambda$ を同時同量だけ上下変位させたときの μ における反力

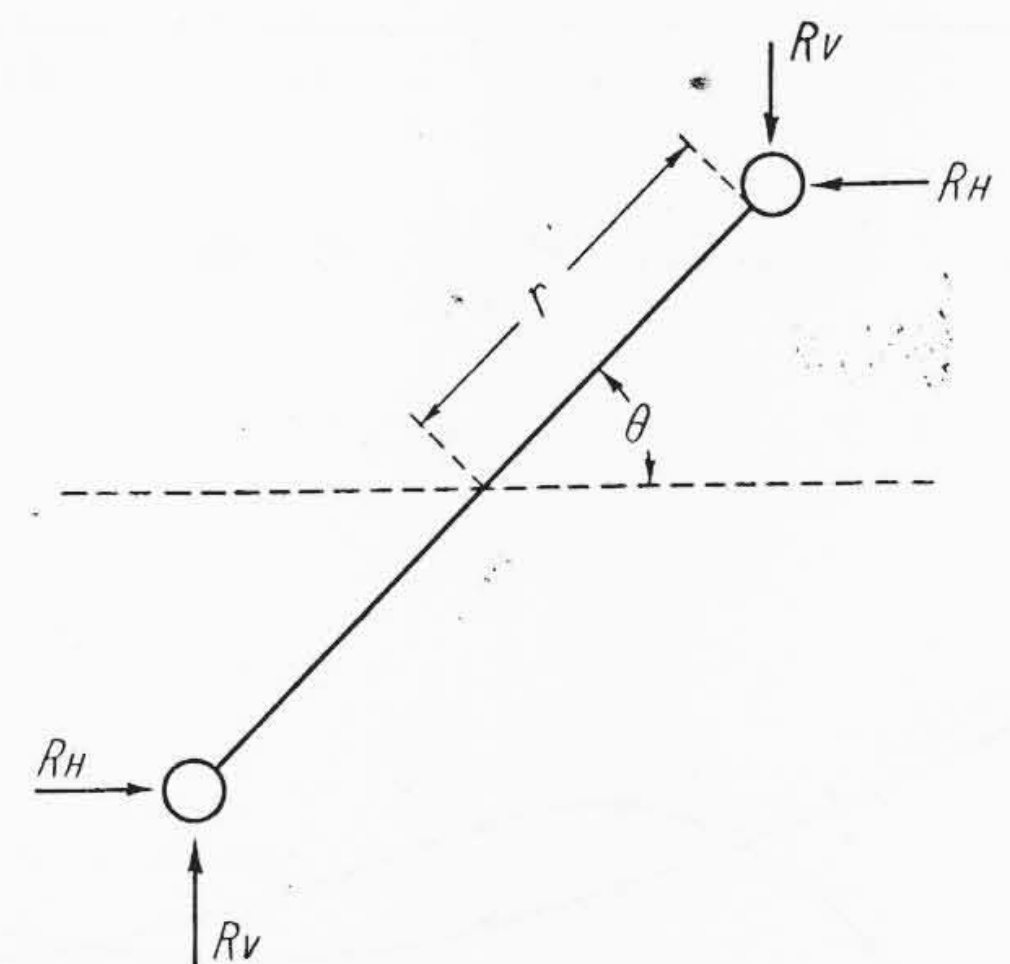
$R_V(\mu + \lambda \wedge \mu)$: μ と $\mu + \lambda$ を同時同量だけ上下変位させたときの $\mu + \lambda$ における反力



第4図 スペーサにかかる水平力(1)



第5図 スペーサにかかる水平力(2)



第6図 スペーサに起る回転モーメント

である。径間の中央に対して対称な2点が同時に上下変位する場合は(14)式の $(\mu + \lambda)$ を $(1-\mu)$ とおきかえることにより求められる。すなわち

$$R_V(\mu \wedge 1-\mu) = -\frac{\omega}{4\nu} \left[\frac{1}{2\mu} + \frac{3(1-\mu)^2}{(1-2\mu)^2 - 2\mu(1-3\mu)(1-\mu) + \alpha} \right] \Delta\eta \dots\dots\dots (16)$$

である。

(9), (14), (15), (16) 式を見ると反力は変位量 $\Delta\eta$ に比例している。なのでおのおの変位のある点は弾力的な反力を示すことがわかり弾性定数に相当する物理量を考えることができる。

6. 水平方向変位に対する反力

第4図に示すようなねじれができたとき水平方向に生ずる反力を計算する。導体の水平張力を T , 導体間隔を $2r$ とするとスペーサ A に働く水平力 $R_H(A)$ は

$$R_H(A) = \frac{2rT}{\mu\sigma} = \frac{r\omega}{4\mu\nu} \dots\dots\dots (17)$$

となる。第5図のようなねじれの場合は

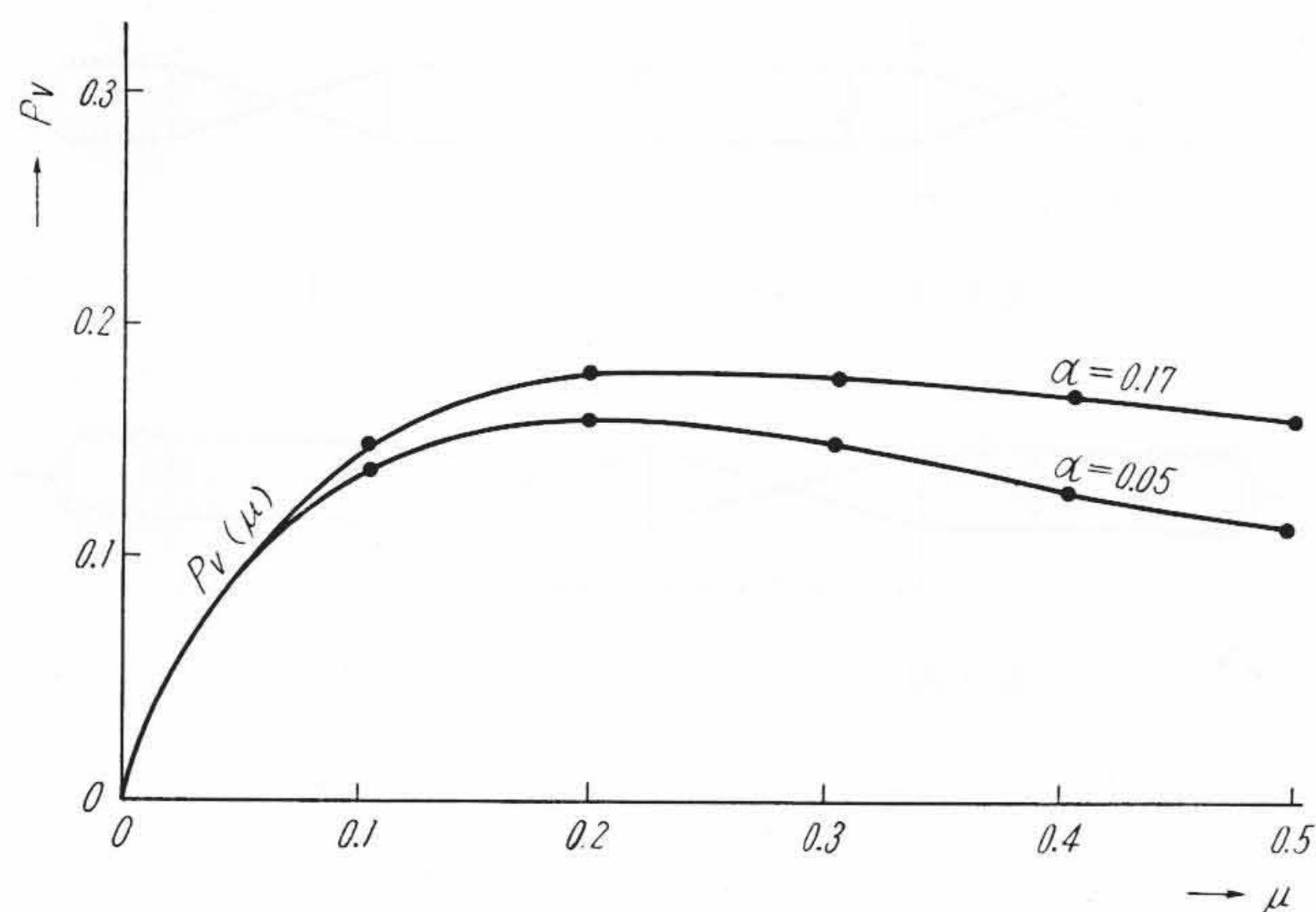
$$R_H(A) = \frac{r\omega}{2\lambda\nu} \dots\dots\dots (18)$$

となる。これらの場合は導体は正常位置から $2r$ だけ変位している。水平方向の反力 R_H は r に比例しているから弾力的な反力であることがわかる。

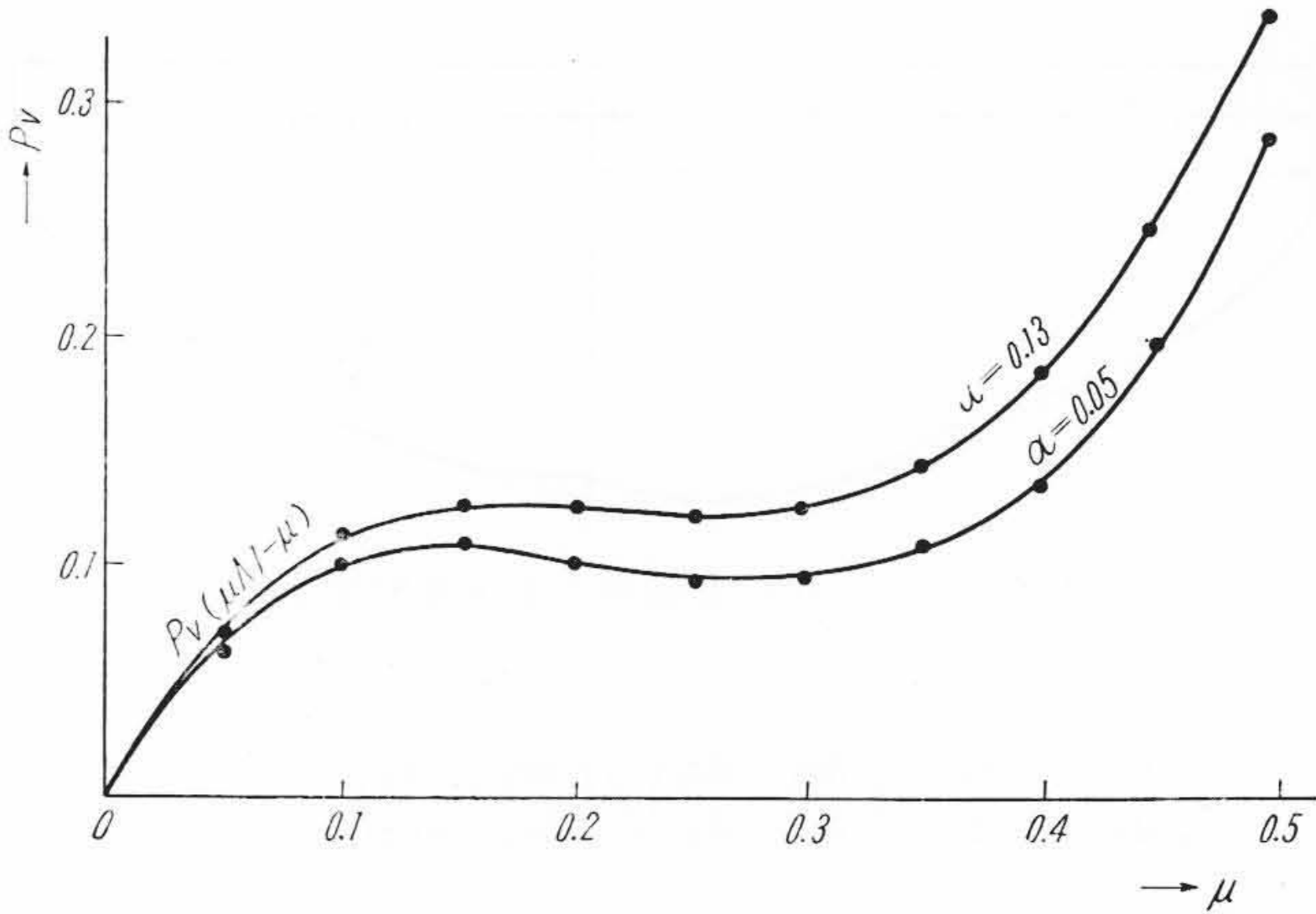
7. 捻回時にスペーサに生ずるモーメント

前述のような計算によってスペーサ取付部に働く水平力と垂直力とが求められた。それゆえ捻回時にスペーサに生ずるモーメントが計算できる。

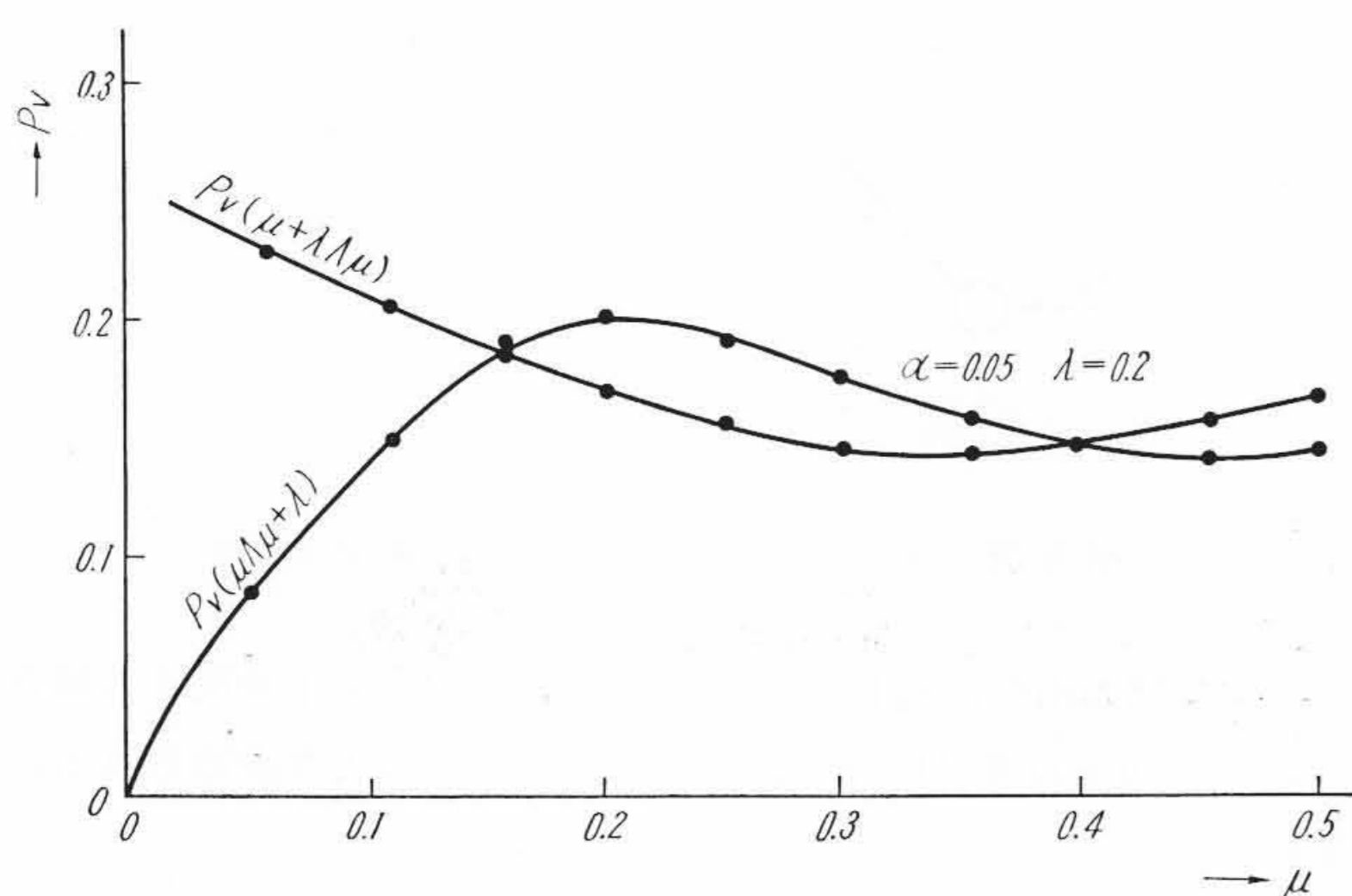
第6図に示すようにスペーサの中心から導体までの距離を r とし導体の上下変位による反力を R_V , 水平方向変位による反力を R_H , スペーサの水平位置からのかたむきを θ とすればスペーサに生ずる回転モーメント Q は



第 7 図 $P_V(\mu)$ の 値



第 9 図 $P_V(\mu \wedge 1-\mu)$ の 値



第 8 図 $P_V(\mu \wedge \mu + \lambda)$ および $P_V(\mu + \lambda \wedge \mu)$ の 値

$$Q = 2r(R_V \cos \theta + R_H \sin \theta) \quad (19)$$

である。上述のように R_V は上下変位に比例するので (9), (14), (15), (16) 式から上下変位に対する弾性係数を求める。その係数を N_V とする。上下変位量は $r \sin \theta$ であるから (19) 式は

$$Q = 2r(rN_V \sin \theta \cos \theta + R_H \sin \theta) \quad (20)$$

となる。

水平方向の反力 R_H は導体の正常位置からの変位に比例するものとしその弾性係数を N_H とする。水平方向の変位量は $r(1 - \cos \theta)$ であるから (20) 式は

$$Q = 2r(rN_V \sin \theta \cos \theta + rN_H \sin \theta - rN_H \cos \theta \sin \theta) \quad (21)$$

となる。捻転が自然に復元するためには (21) 式の Q が正であることが必要である。 θ が 180 度より小さい場合にはこの条件は $2N_H > N_V$ である。 R_H として (17), (18) 式を用いると

$$N_H = \frac{\omega}{8\mu\nu} \quad \text{または} \quad \frac{\omega}{4\lambda\nu} \quad (22)$$

となる。

8. スペーサ配置の決定法

前述のような計算から N_H と N_V を求めそれによってスペーサ間隔 $\mu\sigma$, $\lambda\sigma$ などを求めるとスペーサ配置を決定できる。(22) 式を見ると μ , λ が分母にはいつているから上下反力の計算式 (9), (14), (15), (16) 式を $\Delta\eta$ で割って弾性係数 N_V を求め、さらにそれを $\omega/4\nu$ で割ってその逆数を図表にしておくことと便利なることがわかる。結局その関数は弾性係数の逆数に対応することになるからスティフネス関数 P_V と呼ぶことにする。それらを計算すると

$$P_V(\mu) = \frac{2}{\frac{3}{1-3\mu+3\mu^2+\alpha} + \frac{1}{\mu(1-\mu)}} \quad (23)$$

$$P_V(\mu \wedge \mu + \lambda) = \frac{2}{\frac{1}{\mu} + \frac{3(1+\lambda)(\mu+\lambda)}{(1-\mu-\lambda)\{(1-\mu-\lambda)^2+\alpha\} + \mu(\mu^2+\alpha) + \lambda(\lambda^2+\alpha)}} \quad (24)$$

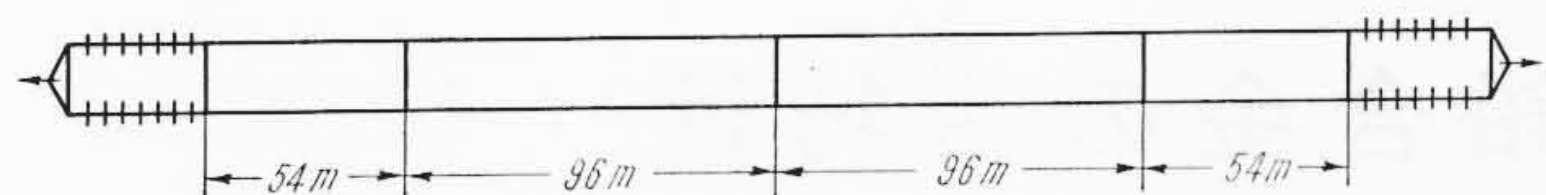
$$P_V(\mu + \lambda \wedge \mu) = \frac{2}{\frac{1}{1-\mu-\lambda} + \frac{3(1-\mu)(1+\lambda)}{(1-\mu-\lambda)\{(1-\mu-\lambda)^2+\alpha\} + \mu(\mu^2+\alpha) + \lambda(\lambda^2+\alpha)}} \quad (25)$$

$$P_V(\mu \wedge 1-\mu) = \frac{1}{\frac{1}{2\mu} + \frac{3(1-\mu)^2}{(1-2\mu)^2 - 2\mu(1-3\mu)(1-\mu) + \alpha}} \quad (26)$$

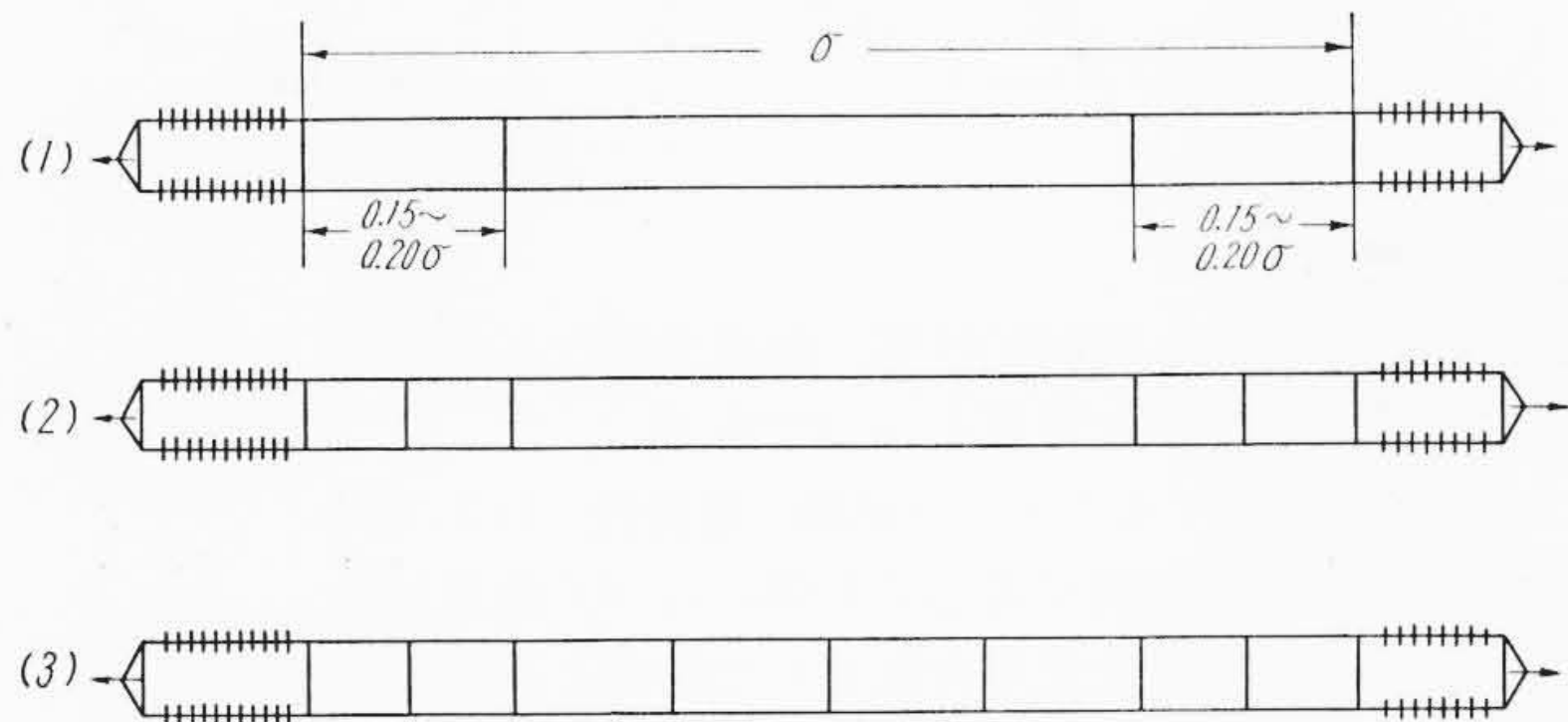
となる。これらの関数を計算して図示すると 第 7~9 図のようになる。捻回の復元過程が 第 1 図のようなものであることは 第 7 図と 第 9 図を比較すれば推定できる。 P_V の値は μ が 0.4~0.5 の範囲外では $P_V(\mu) > P_V(\mu \wedge 1-\mu)$ でありこのことは $R_V(\mu \wedge 1-\mu)$ のほうが大きいことを意味する。 $P_V(\mu)$ は非対称な 1 点の上下変位であり、 $P_V(\mu \wedge 1-\mu)$ は対称な 2 点の上下変位の場合である。それゆえスパン両端で対称にねじれが復元する場合には非対称に片側ずつねじれが復元する場合より機械的エネルギーの変化の幅が大きく 2 倍以上であることが推定される。捻回の復元過程は機械的エネルギーの変化の小さいような経過をたどると考えられ、結局機械的エネルギーの変化が小さいような経過に従う復元が起るものと推定される。それゆえ主として 第 7~8 図を引用してスペーサ配置を考えることとする。

スペーサ配置法の一例としてスパン 300 m, $\alpha = 0.15$ の場合を考える。(22) 式と (23)~(26) 式から $P_V(\mu) = \mu$ となる点にスペーサを入れるとそれが捻回復元可能の限界点になると考えられる。第 7 図を見ると $\alpha = 0.15$ の曲線は $\alpha = 0.05$ と $\alpha = 0.17$ の曲線の中間にある。 $\mu = 0.18$ 付近で $P_V(\mu) = \mu$ となるから $0.18 \times 300 \text{ m} = 54 \text{ m}$ のところにスペーサを入れることが考えられる。スパン両端部からおの 54 m のところにスペーサを入れると残りは 192 m となる。風圧によるスティッキングを有効に防止するためにはスペーサ間隔が 100 m 程度以下であることが望ましいからスパン中央に 1 個スペーサを入れると結局 第 10 図のようになる^{(7)~(9)}。

第 8 図を見ると $\mu = 0.15 \sim 0.4$ で $P_V(\mu \wedge \mu + \lambda) > P_V(\mu + \lambda \wedge \mu)$ となっている。これらの値を計算すると $\alpha = 0.15$, $\mu = 0.18$, $\lambda = 0.32$



第10図 スパン長300mのときのスペーサ配置



第11図 長スパンの場合のスペーサ配置の決定法

で $P_r(0.18 \wedge 0.5) = 0.175$, $P_r(0.5 \wedge 0.18) = 0.173$ となる。 μ と λ の比は $\frac{54}{96}$ であり P_r がほとんど近い値となっているからねじれは十分にスパン中央に移動しうる要素をもっている。これらの結果を総合すると第10図のスペーサ配置で良好な復元性をうることができると考えられる。

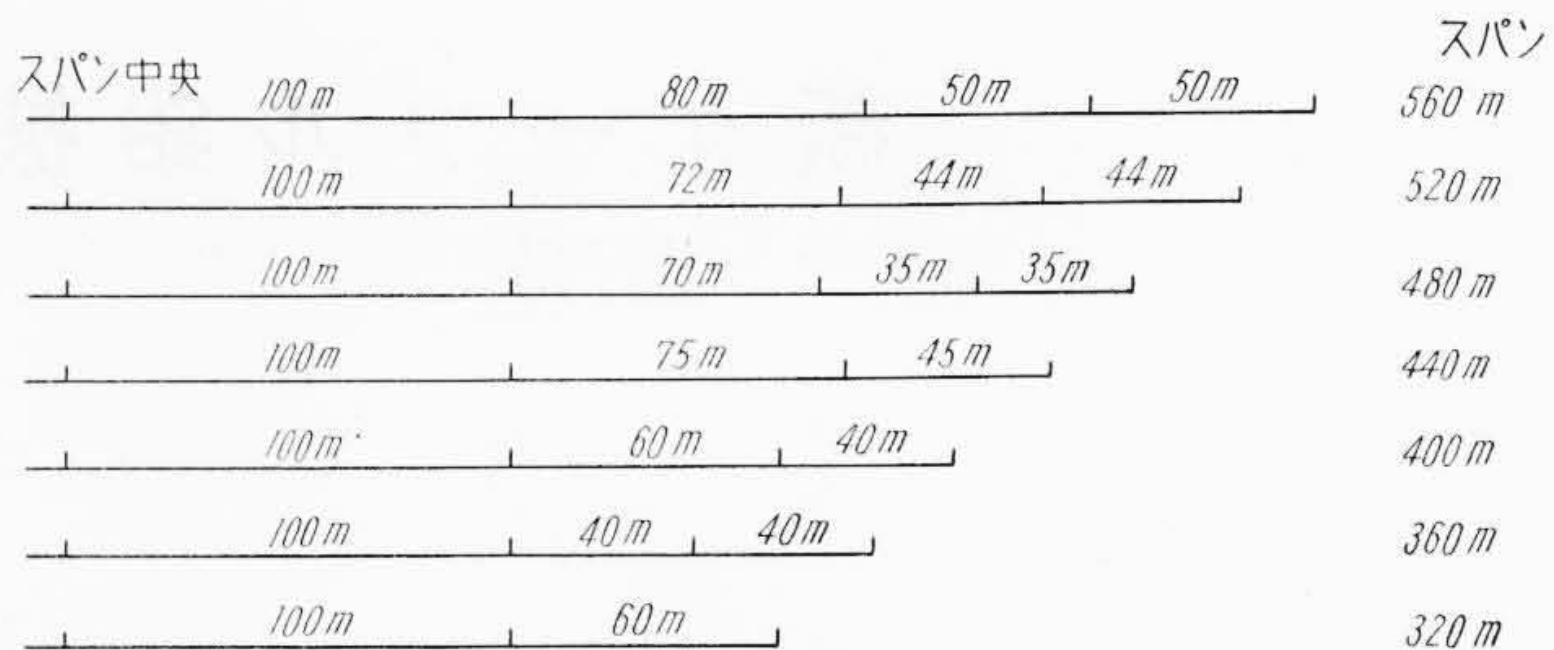
同様な考察によって 240 mm^2 A. C. S. R. 複導体, スパン 350 m, $\alpha = 0.13$ の場合についてスペーサ間隔を求め実験した。スパン中に3個のスペーサを用い1個のスペーサをスパン中央に入れほか2個のスペーサをおのおのスパン両端から 60~90 m の範囲に移動させて実験した。その結果では約 75 m が捻回復元可能な限界長であり理論値より少し長い値となった。これは A. C. S. R. のもつ捻り剛性の作用と考えられる。

前述したような場合は比較的短いスパンであるが、スパン長が500 m程度となると3個程度のスペーサを用いたのではスティッキングを防止できないことになる。使用するスペーサの個数が多い場合には前述の計算式では十分といえないが第10図に示したようなスペーサ配置を基礎として考察することとする。

第10図の場合と同様な方法でスペーサ間隔を求めるとスパン引留部から15~20%の点にスペーサを入れることが考えられる。これを第11図(1)に示す。ほかにスペーサがなければこの配置は良好な復元性をもっている。このスペーサ配置に第11図(2)のようにさらに引留部に近い部分にスペーサを入れると捻回復元性は(1)の場合よりよくなると考えられる。さらにスパン中央部にスペーサを入れ第11図(3)のような配列とする必要があるがこの場合復元が困難となる可能性がある。第8図を見ると $P_r(\mu \wedge \mu + \lambda) > P_r(\mu + \lambda \wedge \mu)$ となる範囲では、スパン中央に行くにしたがってスペーサ間隔が大きくなるような配置としなければねじれがスパン中央部に移動しないと考えられ、したがって復元性が悪いことになる。これらの考察からスペーサの配列は次のような原則に立つて決定することがよいと考えられる。すなわち

スパン両端部から15~20%の範囲内はほぼ等間隔でスペーサを配置する。さらに中央側のスペーサ配置はスパン中央に行くに従ってスペーサ間隔を大きくするような配置とする。

実際に長スパンの場合にはスペーサ間隔の最大値を決定しその長さをスパン中央部のスペーサ間隔とし順次スペーサ間隔を縮小して行き両端から15~20%の位置から等間隔とするようにすればよいと考えられる。この場合スペーサ間隔の縮小率をどの程度とするかという点が問題であるが、第8図を参照して $P_r(\mu + \lambda \wedge \mu)$ と $P_r(\mu \wedge \mu + \lambda)$ の比率を目安とすればよいと考えられる。この値は α , μ , λ などを変数として各種の場合について計算しておくことが必要であるがほとんどの場合 0.8程度より小さくなることはない。最大スぺ



第12図 各スパン長の場合のスペーサ配置

ーサ間隔を100 mとしてこのような考察からスペーサ配置を決定した一例を示すと第12図のようになる。これらの場合スパン中央にスペーサをいれない方式のスペーサ配置も一応考えられるが、その場合は最大スペーサ間隔の区間がスパン中央に1箇所だけということになり、捻回特性上あまりよい方法ではないと考えられる。

9. 結 言

以上のような検討によって次のような点が明らかとなった。

送電線の上下変位、水平変位に対する反力の計算結果からスペーサ間隔決定の簡便な方法を提案した。それによるとスパン中央部のスペーサ間隔に対しスパン引留部に行くに従ってスペーサ間隔を縮小するような配列とし、そのスペーサ間隔縮小率を0.8以下とする。引留部からスパン長の15~20%以内の部分では等間隔とする。

今後に残された問題としては次のような点がある。

(1) 上述の計算では1スパンのみについて考えたが、実際には懸垂クランプを介して隣接するスパンと力学的に連繫している場合が多い。このような場合には実効的な α が大きくなり捻回復元性がよくなる。このような場合の実効的な α の計算方法が必要である。

(2) 上述の計算過程では各素導体の捻り剛性を無視した。捻り剛性は捻回復元性を良くするように作用する。導体間隔が小さく配列された多導体送電線では捻回時の水平、上下変位量が小さくしたがって反力も小さい量が作用している。それゆえ捻り剛性の作用する割合が大きくなる。スペーサ配置が同一の場合には導体間隔が小さくなると捻回復元性がよくなる。

(3) スパンに高低差が存在する場合についての計算が必要である。上述の計算式の導入過程を見ると高低差がスパン長の10~20%以下であれば水平なスパンとほとんど同様の結果となることが推定されるが、原式が拋物線近似の式を用いているため高低差が大きいスパンでは誤差が大きくなる恐れがある。懸垂曲線の式を用いてさらに正確な検討が必要と考えられる。

本報告を終えるにあたって終始ご指導をいただいた日立電線株式会社電線工場久本部長、山本課長、福田主任、八田主任ならびに機械物理系の諸兄にあつくお礼申しあげる。

参 考 文 献

- (1) G. Jancke, D. Zetterholm, E. Danielson: Bundle Conductors Meet all Swedish Requirement (Published by the Swedish State Power Board, Stockholm Sweden 1955)
- (2) 阪本, 吉田, 松林: 電四連大 634 (昭 33-5)
- (3) 林, 吉田, 松林, 石井: 電四連大 633 (昭 33-5)
- (4) 川上, 平野: 電四連大 635 (昭 33-5)
- (5) 林, 鈴木, 山本, 星野: 日立評論, 別冊 No.28, 13(昭33-12)
- (6) 堀, 竹下: 架空送電線の弛度 p.20 (昭 28 電力社発行)
- (7) D. Zetterkolm: CIGRE, Report No. 410 (1950)
- (8) P. Poyart: CIGRE, Report No. 234 (1952)
- (9) M. Angelini: CIGRE, Report No. 224 (1954)