

メッセンジャーワイヤ付通信ケーブルの一次定数

(続 報)

八 田 達*

Primary Constants of Self-Supporting Communication Cables
(Part II)

By Tohru Hatta

Hitachi Electric Wire and Cable Works, Hitachi, Ltd.

Abstract

In his previous report, the writer developed a mathematical treatment of the interaction between a star quad and a steel wire running in parallel, introducing approximate formulae for transmission constants of this system. That calculation was for the purpose of coping with the recent tendency that the self-supporting communication cable had come to replace open wires in carrier telephone service. The writer gave thereby a foundation for the design of this type of cables. But the analysis had to involve complicated calculations when the diameter of the support wire (i.e. the steel wire) was large, and was found inconvenient to obtain a qualitative information on this problem. In order to eliminate those shortcomings, the writer has developed a new method of analysis for the same problem after the method of H. Kadan, who calculated the transmission constants of the carrier frequency cable on the assumption that the magnetic field of the current pair was equivalent to that of a linear dipole. The formulae derived from the new analysis have proved to be given in simple forms in both audio and carrier frequency ranges, and are more convenient for practical uses compared with those given by the previous analysis.

〔I〕 緒 言

東北電力株式会社において、従来行われて来た架空裸線搬送の通信方式を高抗張力を有する星型カッドケーブルに切り換える計画がすすめられ、この目的に使用されるケーブルとして、日立製作所において考案され製造されたいわゆる「メッセンジャーワイヤ付通信ケーブル」が使用された。すなわち、このケーブルは伝送系星型カッドケーブルに高抗張力のメッセンジャーワイヤ用鋼線を固定し、一体化したものでその後東京電力株式会社においても、このケーブルの使用が計画され、メッセンジャーワイヤを規則的に接地することによつて伝送系が高圧線より受ける誘導障害を軽減する研究が進められた。伝送系とメッセンジャーワイヤとを一体にしたメッセン

* 日立製作所日立電線工場

ジャーワイヤ付通信ケーブルは架設工事が簡単となるほか、メッセンジャーワイヤと伝送系の相互移動が阻止せられ、傾斜地に架設しても迂りを生じないので機械的原因による事故が減少し、保守費も軽減される等幾多の特長をもっているため海外においては早くから実用化され⁽¹⁾、本邦においてもこの方式の利点が注目されていたものである。しかしながらこれらはいずれも遮蔽体を有する多対ケーブル⁽²⁾か、あるいは制御ケーブル⁽³⁾への応用であつて、無遮蔽のカッドに鋼線を平行させこれを搬送通信に使用する方法に関してはほとんど先例が見当らず、磁性体がカッドに平行する関係上、鋼線の磁化やその中に生ずる渦流によつて伝送特性に変化を生じ、果して搬送通信が実用的に可能か否かが問題視されたが、当時これに関する資料は全くなく、新たにこの問題を取り上げる必要を生じた。

筆者はさきに、この問題を解明するため、星型カッドとそれに平行した鋼線との相互作用に関して数学的な解析を試み⁽⁴⁾、設計さえ正しければこの構造のケーブルでも普通のポリエチレン絶縁搬送ケーブルと同程度の減衰に喰い止めることができることを確認できた。しかし、この方法は鋼線の径が太くなるにつれて数値計算が急速に厄介となり、定性的な見透しをうるのも困難となる欠点があつた。その後、Dr. H. P. Kaden 氏の近著⁽⁵⁾に、非磁性の円筒遮蔽内に収容された星型カッドの伝送定数の計算に関してきわめて興味ある解析が行われていることを知り、これに若干の修正を加えて当面の問題を取扱つて見たのが本稿の計算である。Kaden氏は電流対の作る磁界を双極子界と等価におきかえて計算しているが、カッド径が遮蔽径に較べて十分小さければ、この方法はきわめて合理的な近似法である。しかし、われわれの問題にあつてはカッド径と鋼線径が同程度で、さらに相互間隔も小さいため、このような近似方法の妥当性に関しては論議の余地があり、また磁性体を対象とする関係上計算が面倒となる欠点がある。

しかして、本稿の計算式は低周波および搬送周波数帯域ではきわめて簡潔で実用的な型をもち、その精度もほぼ満足なものである。もとより、十分な数値計算を行えば、本稿の方法も前報告のそれと全く同一の数量的結論に到達するのは勿論で、計算式より予想される定性的な見透しも多くの点で合致している。

〔II〕 準備的解析

星型カッド内の各心線はいずれも螺旋状に振られているため、厳密な意味でケーブル軸と平行ではないが、撚程がカッド径に較べて十分に大きいと考え、これを部分的に二次元問題と考へて線路定数の計算を行うのが常識的な近似方法である。このようにすれば電流は全てケーブル軸と平行的に流れると考えられ、磁界のベクトルポテンシャルはこの方向の成分のみ問題とすればよく、取扱いは著るしく簡単となる。このように二次元的導体系に関する準定常態電磁場の解析においては、この導体系の垂直断面を複素平面とみなし、複素ベクトルポテンシャル（実際には実数部分のみ問題となる）を考へて解析を行うのが普通である⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾。しかし、ここで注意しなければならないことは、この場合の複素量は飽まで空間的な意味で用いられているのであつて、通常の回路網理論において時間的な意味で用いられる複素量とは嚴重に区別しなければならない。このため前者および後者の場合において、虚根はそれぞれ i および j をもつて区別するほか、いささかくどくなる嫌いはあるが複素ベクトルポテンシャルの前に一々実数部を示す記号 \Re を附して

混乱を防ぐこととする。

いま、第1図に示す半径 r_s の鋼線に外部磁界が作用するものとしよう。いまこの磁界のベクトルポテンシャルは軸方向の成分のみもつものとして、これを複素量 $A_0(\xi)$ で表示し、これを Q 近傍で Taylor 級数に展開して

$$A_0(\xi) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n \xi^n \dots\dots\dots (1)$$

をえたものとすれば、 c_n は当然複素量となる。このとき(1)の常数項 c_0 は以下の計算に本質的な意味をもたないので省略して差支えない。(1)式の第 n 項による部分界を

$$A_n^{(0)}(\rho, \phi) = \Re c_n \xi^n \dots\dots\dots (2)$$

とし、部分界(2)式による反作用界を $A_n^{(s)}(\rho, \phi)$ としてこれを鋼線素面の境界条件より計算すれば

$$A_n^{(s)}(\rho, \phi) = a_n \Re \tilde{c}_n \left(\frac{r_s^2}{\xi}\right)^n \dots\dots\dots (3)$$

となる。ここで \sim は共軛複素量を示す記号。また a_n は

$$a_n = \frac{2 I_n(p_s r_s)}{\left(1 - \frac{1}{\mu}\right) I_n(p_s r_s) + \frac{1}{\mu} p_s r_s I_{n-1}(p_s r_s)} - 1 \dots\dots\dots (4)$$

したがつてこの場合の反作用界は

$$A_s(\rho, \phi) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \Re \tilde{c}_n \left(\frac{r_s^2}{\xi}\right)^n \dots\dots\dots (5)$$

となる。ここで

$$p_s = (j\omega\mu\mu_0\sigma_s)^{\frac{1}{2}}, \quad \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$$

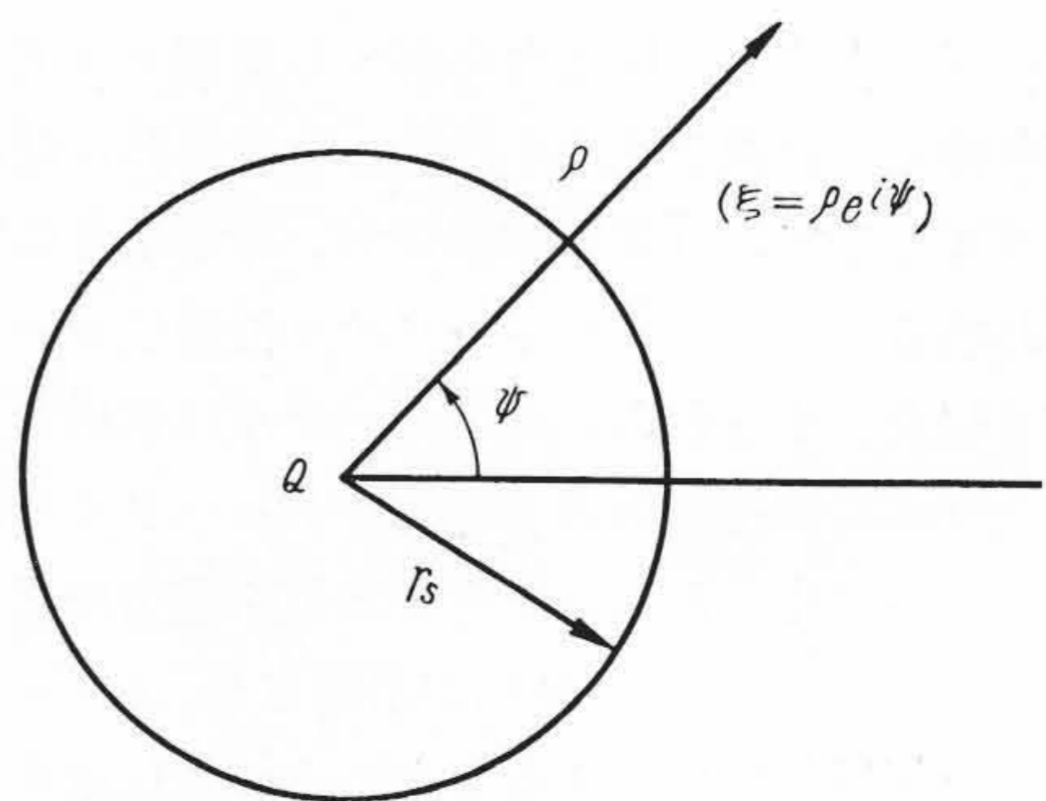
μ : 鋼の比導磁率

σ_s : 鋼の比導電率

$I_n(z)$: n 次の第1種変形 Bessel 函数

単位: M.K.S. 合理化単位系

とする。(4)式の誘導に関しては前報告を参照して頂きたい。ここで $n=1$ の項のみ取れば外部磁界が均一な場合の界がえられ、また $\mu=1$ とすれば非磁性円筒導体の反作用界をうる。



第1図 外部磁界の作用を受ける鋼線
Fig.1. Steel Wire Exposed to External Magnetic Field

つぎに a_n および p_s をつぎのように実数および虚数部分に分離する。

$$a_n = u_n - jv_n \dots\dots\dots (6)$$

$$p_s = (1+j)/\vartheta_s \dots\dots\dots (7)$$

ϑ_s : 鋼の等価導体厚

周波数が低く $\vartheta_s \gg r_s$ ならば(4)式は簡略化されて

$$u_{n+1} = \frac{\mu-1}{\mu+1} \dots\dots\dots (8)$$

$$v_{n+1} = \frac{2}{\mu} \left(\frac{r_s}{\vartheta_s}\right)^2 \frac{1}{(n+1)(n+2)} \dots\dots\dots (9)$$

がえられる。

周波数が上昇して $|p_s r_s| \gg 1$ となれば $I_n(z)$ の漸近展開を用いて

$$a_n = \frac{2}{1 + \frac{1}{\mu} \frac{p_s r_s}{n}} - 1 \dots\dots\dots (10)$$

と近似できる。しかも $\left| \frac{1}{\mu} \frac{p_s r_s}{n} \right| \ll 1$ が満足される場合には

$$a_n = 1 - 2\left(\frac{1}{\mu} \frac{p_s r_s}{n}\right) + 2\left(\frac{1}{\mu} \frac{p_s r_s}{n}\right)^2 - 2\left(\frac{1}{\mu} \frac{p_s r_s}{n}\right)^3 \dots\dots\dots (11)$$

ここで

$$\frac{1}{\mu} \frac{r_s}{\vartheta_s} \equiv \delta$$

とすれば δ の量性は 0 となり, (11)式および(6)式より

$$u_{n+1} = 1 - 2\delta \frac{1}{n+1} + 4\delta^3 \frac{1}{(n+1)^3} \dots\dots\dots (12)$$

$$v_{n+1} = 2\delta \left\{ \frac{1}{n+1} - 2\delta \frac{1}{(n+1)^2} + 2\delta^2 \frac{1}{(n+1)^3} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

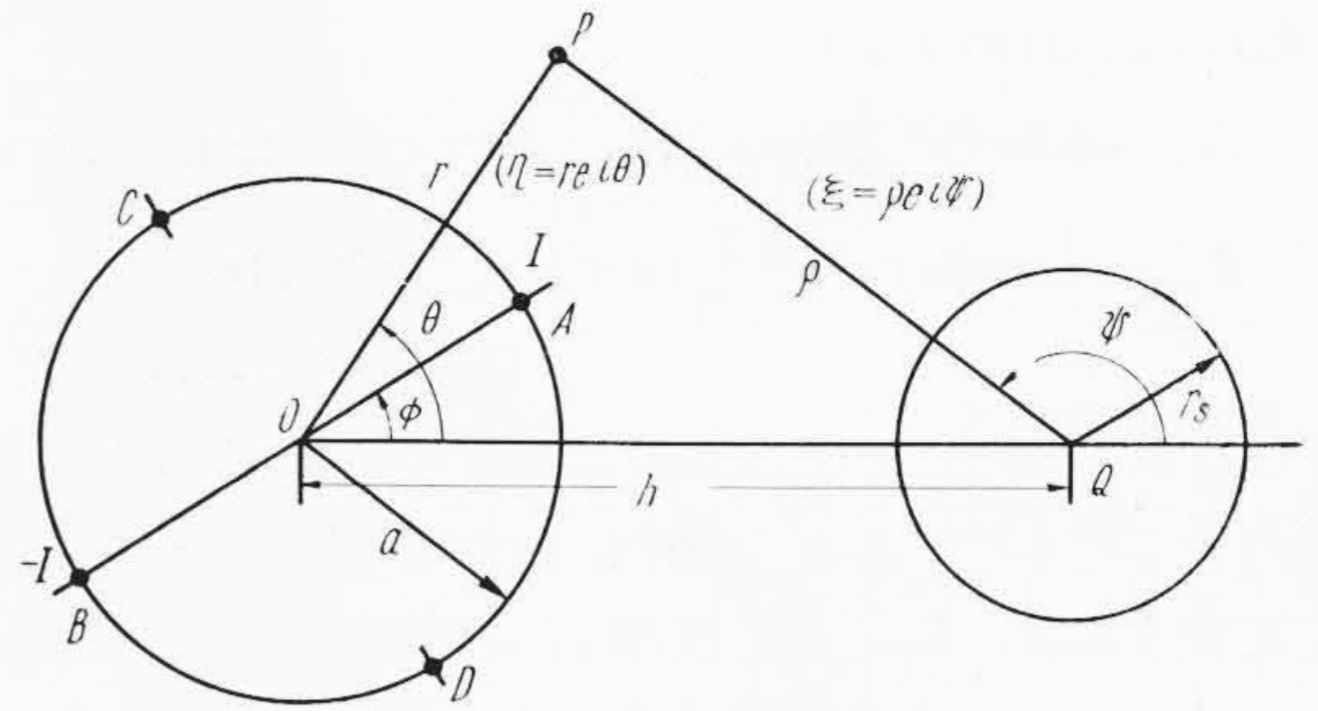
周波数の上昇とともに δ の大きさは次第に増加し, (12)式および(13)式における δ の高次の項が問題となってくる。搬送周波数帯では(12)式および(13)式で一応実用的な結果がえられると見てよいようである。

[III] 実回線の一次定数

前節の計算によつて, 任意の外部磁界を受けた鋼線が外部空間におよぼす反作用界を計算する方法が与えられた。鋼線の近接によつてカッドの定数がいかに変動するかを知るためにはこのときのカッド近傍の磁界を求めることが必要であるが, 孤立したカッドの磁界に鋼線の反作用界を加算してやれば一先ずこの目的は達せられるものと考えられよう。

実回線においては電流は第2図の通り分配され, このときの電流対のベクトルポテンシャルは

$$\begin{aligned} A_0 &= \frac{I}{2\pi} \log \frac{BA}{AP} = \frac{I}{2\pi} \Re \log \frac{\eta + ae^{i\phi}}{\eta - ae^{i\phi}} \\ &= \frac{I}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \Re \left(\frac{a}{\eta}\right)^{2n+1} e^{i(2n+1)\phi} \quad (a < |\eta|) \end{aligned} \dots\dots\dots (14)$$



第2図 実回線

Fig. 2. Side Circuit

と書くことができる。このとき $m=0$ の項のみ取つて第1近似とすれば

$$A_0 = \frac{I}{\pi} \Re \frac{a}{\eta} e^{i\phi} = \frac{I}{\pi} a \frac{\cos(\theta-\phi)}{r} \dots\dots\dots (15)$$

となり, これは点0に ϕ 方向を向いて配置された磁気的雙極子の界にほかならない。(15)式をQを原点とする座標で表示するため2項定理を応用すれば

$$A_0 = \frac{I}{\pi} \frac{a}{h} \sum_{n=0}^{\infty} (-)^n \Re \left(\frac{\xi}{h}\right)^n e^{i\phi} \quad (|\xi| < h) \dots\dots\dots (16)$$

このときの鋼線の反作用界 A_{0s} は(16)式を(5)式に適用すれば容易に計算され

$$\begin{aligned} A_{0s} &= \frac{I}{\pi} \frac{a}{h} \sum_{n=1}^{\infty} (-)^n \left(\frac{r_s}{h}\right)^{2n} \Re \left(\frac{h}{\xi}\right)^{-n} e^{-i\phi} \\ &= \frac{I}{\pi} \frac{a}{h} \sum_{n=1}^{\infty} a_n \left(\frac{r_s}{h}\right)^{2n} \Re \left(1 - \frac{r}{h} e^{i\theta}\right)^n e^{-i\phi} \end{aligned} \dots\dots\dots (17)$$

ここで

$$\frac{a}{h} \equiv x, \quad \frac{r_s}{h} \equiv y$$

とおき, A, B における A_{0s} の差を ΔA_{0s} とすれば

$$\begin{aligned} \Delta A_{0s} &= A_{0s}(r=a, \theta=\phi) - A_{0s}(r=a, \theta=\phi+\pi) \\ &= \frac{I}{\pi} x \sum_{n=1}^{\infty} a_n y^{2n} \\ &\quad \times \Re \left\{ (1 - xe^{i\phi})^{-n} - (1 + xe^{i\phi})^{-n} \right\} e^{-i\phi} \end{aligned} \dots\dots\dots (18)$$

前報告と同様鋼線の近接による短絡インピーダンスの変化量 $R_{0s} + j\omega L_{0s}$ は

$$R_{0s} + j\omega L_{0s} = j\omega\mu_0 \overline{\Delta A_{0s}} / I \dots\dots\dots (19)$$

ここで $\overline{\Delta A_{0s}}$ は

$$\overline{\Delta A_{0s}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Delta A_{0s} d\phi \dots\dots\dots (20)$$

で定義され, カッドが螺旋状に振られていることを顧慮して ΔA_{0s} を ϕ の1周期について平均したものである。(18)式を(20)式に代入すれば

$$\overline{\Delta A_{0s}} = \frac{I}{\pi} 2x^2 y^2 \sum_{n=0}^{\infty} (n+1) a_{n+1} y^{2n} \dots\dots\dots (21)$$

(21)および(19)式より

$$L_{0s} = 0.8x^2y^2 \sum_{n=0}^{\infty} (n+1)u_{n+1}y^{2n} \text{ (mH/km)} \quad (22)$$

$$R_{0s} = 0.50265fx^2y^2 \sum_{n=0}^{\infty} (n+1)v_{n+1}y^{2n} \times 10^{-2} \text{ (\Omega/km)} \dots\dots (23)$$

がえられる。ここで f は周波数をサイクル/秒 (c/s) であらわしたものである。(12)および(13)式をこれらの式に応用すれば、 L_{0s} および R_{0s} は原理的には求められるわけであるが、 y^2 の値が十分小さくない限り、級数(22)および(23)式の収斂は緩慢であつて実用的な方法ではない。しかし(8)、(9)式または(12)、(13)式の近似が合理的な場合にはこれらの級数は閉じた型に書き直すことができる。

(1) 低周波領域の解

周波数が十分に低く、(8)および(9)式の関係が成立する場合には、これらの関係を(22)および(23)式に応用し、 $y^2 < 1$ の事実に着目すれば、 L_{0s} および R_{0s} はつぎのように表示される。

$$L_{0s} = \frac{\mu-1}{\mu+1} \frac{0.8x^2y^2}{(1-y^2)^2} \text{ (mH/km)} \dots\dots\dots (24)$$

$$R_{0s} = 1.0053f \frac{1}{\mu} \left(\frac{r_s}{\vartheta_s} \right)^2 \frac{x^2}{y^2} \times \left\{ -2.3026 \log_{10} (1-y^2) - y^2 \right\} \times 10^{-2} \text{ (\Omega/km)} \dots\dots (25)$$

(24)式は伝送電流の磁界によつて鋼線が磁化し、これによつて線路のインダクタンスが増大することを示している。(25)式は鋼線内に生ずる渦流損失による実効抵抗の増加量であるが、(8)、(9)式の近似が成立する場合にはほとんど問題にならない程小さい。

(2) 高周波領域の解

周波数が上昇して(12)および(13)式の関係が合理的な場合には

$$L_{0s} = 0.8x^2y^2 \left\{ \frac{1}{(1-y^2)^2} - 2\delta \frac{1}{1-y^2} + 4\delta^3 \left(1 + \frac{1}{4}y^2 + \frac{1}{9}y^4 \right) \right\} \text{ (mH/km)} \dots (26)$$

$$R_{0s} = 1.0053f\delta x^2 \left\{ \frac{y^2}{1-y^2} + 4.6502\delta \log_{10}(1-y^2) + 2\delta^2 y^2 \left(1 + \frac{1}{4}y^2 + \frac{1}{9}y^4 \right) \right\} \times 10^{-2} \text{ (\Omega/km)} \dots (27)$$

(26)式の括弧の中の第1項は鋼線の磁化によるインダクタンスの増加量を示すもので、以下の項は鋼線内を流れる渦流によるインダクタンスの減少を示す。(27)式は鋼線内の渦流による実効抵抗の増加量であるが、ほぼ周波数の3/2乗に比例して増大する。またこの量は鋼線の比導磁率高く、比導電率の小さな程減少することが示される。これらの鋼線の影響はほぼ隔離距離の4乗に反比例し、また鋼線径の大略2乗に比例していることが理解される。

[IV] 実回線に関する二次補正の計算

前節までの計算は電流対の界を双極子の界と等価におきかえて誘導されたものである。もとより十分に遠方から観測する場合、このような近似ではほぼ差支えはあるまいが、しかし実際にはカッドと鋼線との隔離距離がカッド径と同程度である場合が多く、このような場合には上述の近似が妥当か否かが問題となる。この点を究明するためには(15)式の近似をさらに正しく取る必要があり、このため級数表示(14)式の $m=1$ の項

$$A_1 = \frac{I}{\pi} \frac{1}{3} \Re \left(\frac{a}{\eta} \right)^3 e^{i3\phi} = \frac{I}{\pi} \frac{a^3}{3} \frac{\cos 3(\theta-\phi)}{r^3} \dots\dots (28)$$

を追加して考える。(28)式は0に ϕ 方向を向けて配置された磁氣的6極子の界にほかならない。この界は鋼線に散乱され再びカッドに誘導するが、これに基づく短絡インピーダンスの変化量 $R_{1s} + j\omega L_{1s}$ は前節とほぼ相似の方法で計算できる。

(1) 低周波領域の解

周波数が低く、(8)および(9)式の近似が成立する場合は

$$L_{1s} = \frac{\mu-1}{\mu+1} \frac{0.8x^6y^2}{(1-y^2)^6} \left(1 + 2y^2 + \frac{1}{3}y^4 \right) \text{ (mH/km)} \dots (29)$$

$$R_{1s} = 0.50265f \frac{1}{\mu} \left(\frac{r_s}{\vartheta_s} \right)^2 \frac{x^6y^2}{(1-y^2)^4} \times \left(1 - \frac{4}{3}y^2 + \frac{8}{9}y^4 - \frac{2}{9}y^6 \right) \times 10^{-2} \text{ (\Omega/km)} \dots (30)$$

(2) 高周波領域の解

この場合は(12)および(13)式の関係より

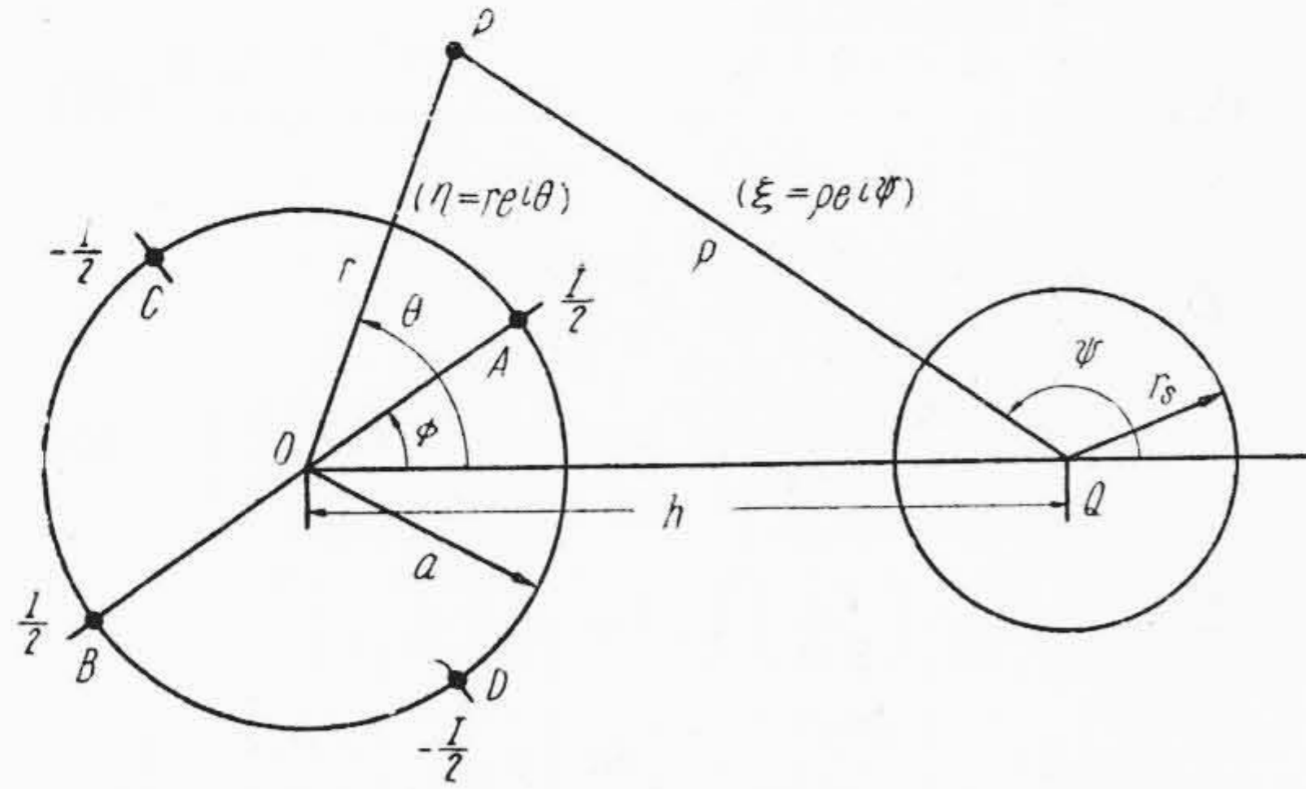
$$L_{1s} = \frac{0.8x^6y^2}{(1-y^2)^6} \left(1 + 2y^2 + \frac{1}{3}y^4 \right) - 0.1778\delta x^6 \left\{ \frac{1+4y^2+y^4}{(1-y^2)^5} - 1 \right\} \text{ (mH/km)} \dots (31)$$

$$R_{1s} = 1.117f\delta x^6 \left\{ \frac{1+4y^2+y^4}{(1-y^2)^5} - 1 \right\} \times 10^{-3} \text{ (\Omega/km)} \dots (32)$$

(24)~(27)式と(29)~(32)式を対比して見ればあきらかな通り、後者の大きさは大略前者に $x^4/(1-y^2)^4$ を乗じた程度のもので、 x または y が1に近くない限り、二次補正の項は省略しても実用上の支障は生じない。これは双極子ポテンシャルの近似方法が、電流対のかなり近傍までこの種の問題に対して相当に精度の高い近似であることを物語っている。

[V] 重信回線の一次定数

重信回線の場合は、電流は第3図の通り分配されるが、この回線においては第三金属体の影響は実用線の場合程



第3図 重信回線
Fig. 3. Phantom Circuit

顕著には現われない。第3図の観測点Pにおいて電流による一次界は

$$A_0 = \frac{I}{4\pi} \log \frac{CP \cdot DP}{AP \cdot BP} = \frac{I}{2\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{2m+1} \operatorname{Re} \left(\frac{a}{\eta} \right)^{2(2m+1)} e^{i 2(2m+1)\phi} \quad (a < |\eta|) \dots (33)$$

この級数の収斂は迅速であつて、 $m=0$ の項のみで実用上十分に満足な近似がえられる。このとき、

$$A_0 = \frac{I}{2\pi} \operatorname{Re} \left(\frac{a}{\eta} \right)^2 e^{i 2\phi} = \frac{I}{\pi} \frac{a^2 \cos 2(\theta - \phi)}{r^2} \quad (34)$$

となり、これは点OにP方向に向いて配置された磁氣的4極子の界にほかならない。このときの鋼線の反作用界を A_{0s} とし、 $\overline{A_{0s}}$ をつぎのように定義すれば(実回線の場合と異つた形である)

$$\overline{A_{0s}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left\{ A_{0s}(r=a, \theta=\phi) - A_{0s}(r=a, \theta=\phi + \frac{\pi}{2}) \right\} d\phi \dots (35)$$

このときの短絡インピーダンスの変化量 $R_{0s} + j\omega L_{0s}$ は

$$R_{0s} + j\omega L_{0s} = j\omega \mu_0 \overline{A_{0s}} / I \dots (36)$$

となる。これらの関係より

$$L_{0s} = 0.2 x^4 y^2 \sum_{n=0}^{\infty} (n+1)(n+2)^2 u_{n+1} y^{2n} \quad (\text{mH/km}) \dots (37)$$

$$R_{0s} = 1.2566 f x^4 y^2 \sum_{n=0}^{\infty} (n+1)(n+2)^2 v_{n+1} y^{2n} \times 10^{-3} \quad (\Omega/\text{km}) \dots (38)$$

これら級数の収斂ははなはだ緩慢であるが、つぎの場合には実回線の場合と同様に簡潔化することができる。

(1) 低周波領域の解

(8)および(9)式の関係が成立すると考えて

$$L_{0s} = \frac{\mu-1}{\mu+1} \frac{0.8 x^4 y^2}{(1-y^2)^4} \left(1 + \frac{1}{2} y^2 \right) (\text{mH/km}) \quad (39)$$

$$R_{0s} = 0.50265 f \frac{1}{\mu} \left(\frac{r_s}{\vartheta_s} \right)^2 \frac{x^4 y^2}{(1-y^2)^2} \left(1 - \frac{1}{2} y^2 \right) \times 10^{-2} \quad (\Omega/\text{km}) \dots (40)$$

(2) 高周波領域の解

この場合は(12)および(13)式の近似を用いて

$$L_{0s} = 0.8 x^4 y^2 \left[\frac{1 + \frac{1}{2} y^2}{(1-y^2)^4} - \frac{\delta}{2} \frac{4-3y^2+y^4}{(1-y^2)^3} + \delta^3 \left\{ \frac{1}{1-y^2} - \frac{4.60517}{y^2} \log_{10}(1-y^2) + \left(1 + \frac{1}{4} y^2 + \frac{1}{9} y^4 \right) \right\} \right] (\text{mH/km}) \dots (41)$$

$$R_{0s} = 1.0053 f \delta x^4 y^2 \left[\frac{1 - \frac{3}{4} y^2 + \frac{1}{4} y^4}{(1-y^2)^3} - \frac{\delta}{2} \left\{ \frac{3-2y^2}{(1-y^2)^2} - \frac{2.3026}{y^2} \log_{10}(1-y^2) \right\} + \frac{\delta^2}{2} \left\{ \frac{1}{1-y^2} - \frac{4.6052}{y^2} \log_{10}(1-y^2) + \left(1 + \frac{1}{4} y^2 + \frac{1}{9} y^4 \right) \right\} \right] \times 10^{-2} (\Omega/\text{km}) \quad (42)$$

以上の計算結果を [III] のそれと対比してみればあきらかな通り、重信回線に現われる一次定数の変化量は実回線のそれに x^2 を乗じた程度のものである。

[VI] 高周波領域における補正

高周波領域に関するいままでの計算は、いずれも δ の値が小さく、(11)式の展開が合理的であると考えて誘導されたものである。しかし、周波数が上昇しまたは鋼線径が大きな場合には、上記計算式の誤差は次第に増加するが、これに対しては次式で与えられる補正項を加算すれば、さらに周波数の高い領域まで応用の範囲を拡張することができる。

(1) 実回線

$$L_e = -0.8 x^2 (1+x^4) y^2 \Delta u \quad (\text{mH/km}) \dots (43)$$

$$R_e = 0.50265 f x^2 (1+x^4) y^2 \Delta v \times 10^{-2} \quad (\Omega/\text{km}) \dots (44)$$

(2) 重信回線

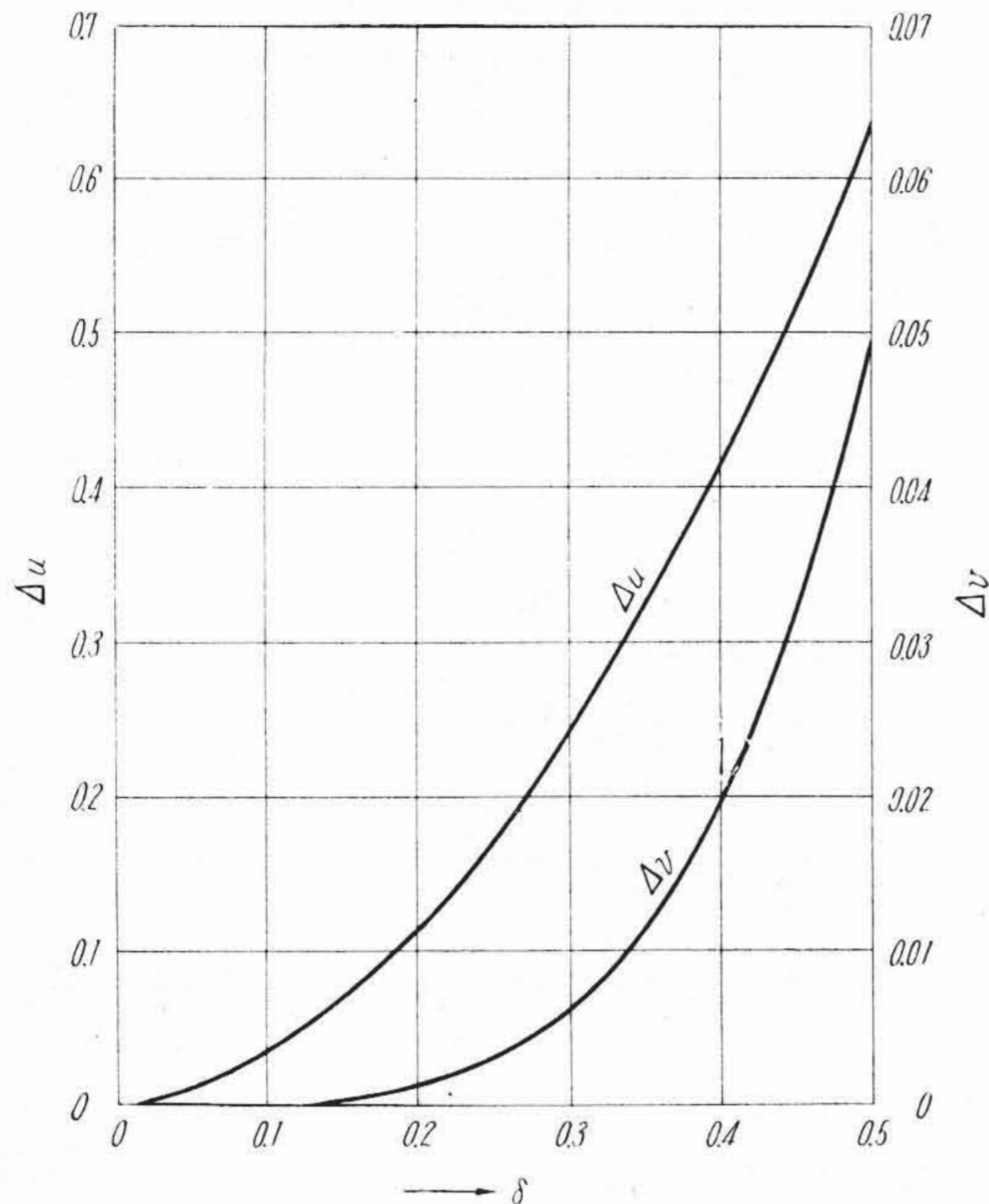
$$L_e = -0.8 x^4 y^2 \Delta u \quad (\text{mH/km}) \dots (45)$$

$$R_e = 0.50265 f x^4 y^2 \Delta v \times 10^{-2} \quad (\Omega/\text{km}) \dots (46)$$

$\Delta u, \Delta v$ の数値は δ の函数として第4図(次頁参照)に示されているが、 R_e の値は一般に僅少で省略しても大過ない。

[VII] 近接作用

いままでの計算は、各心線間に相互作用がなく、したがつて電流は各心線内を軸対称的に流れていると考えて誘導されたものである。実際には各心線は外部磁界の作用を受けてその内部に渦流を生じ、これに基づく抵抗の増加およびインダクタンスの減少がある。これはいわゆ



第4図 Δu および Δv と δ との関係
Fig. 4. Numerical Values of Δu and Δv as Functions of δ

る近接作用として知られるもので、正確な定数計算には無視することができない。一般にカッドに高磁性の第三金属体が近接すれば、線路の近接作用は強化されることが予想される。

非磁性円筒遮蔽内の星型カッドの近接作用に関してはすでに Kaden 氏の計算⁽⁹⁾があり、われわれの場合もこれと類似の考えで解決できる。しかし、これに関する Kaden の記述はあまりにも簡潔であつて、正統的な近似法というよりはむしろ直観的に結論を導入したと思われる節がある。実際、彼の計算結果を詳細に検討してみると種々納得のゆかぬ点が多く、殊に重信回線の場合はあきらかに誤りを犯している。この計算は相当に厄介であつて、その詳細を記述するのはあまりに冗漫となるので、いつさいを省略して結果のみを記せば、近接作用のインダクタンス L_n および抵抗 R_n は次式から計算される。

(1) 実回線

$$R_n + j\omega L_n = j\omega\mu_0 \frac{1}{\pi} \left(\frac{r_i}{2a}\right)^2 \left\{ -\frac{I_2(p_i r_i)}{I_0(p_i r_i)} \right\} \times \left[\left\{ 1 + 4x^2 y^2 \sum_{n=0}^{\infty} (n+1) a_{n+1} y^{2n} \right\}^2 + \left\{ 2 + 4x^2 y^2 \sum_{n=0}^{\infty} (n+1) a_{n+1} y^{2n} \right\}^2 \right] \dots (47)$$

ここで

- r_i : 心線半径, $p_i \equiv (1+i)/\vartheta_i$
- ϑ_i : 心線材質の等価導体厚
- $-I_2(p_i r_i)/I_0(p_i r_i)$: 心線の近接作用函数

である。いま簡単のため

$$a_{n+1} = 1 \dots \dots \dots (48)$$

と考えれば

$$L_n = \frac{\mu_0}{\pi} \left(\frac{r_i}{2a}\right)^2 \left[\left\{ 1 + \frac{4x^2 y^2}{(1-y^2)^2} \right\}^2 + \left\{ 2 + \frac{4x^2 y^2}{(1-y^2)^2} \right\}^2 \right] \Re \left\{ -\frac{I_2(p_i r_i)}{I_0(p_i r_i)} \right\} \dots (49)$$

$$R_n = \frac{2}{\pi r_i^2 \sigma_i} \left(\frac{r_i}{2a}\right)^2 \left[\left\{ 1 + \frac{4x^2 y^2}{(1-y^2)^2} \right\}^2 + \left\{ 2 + \frac{4x^2 y^2}{(1-y^2)^2} \right\}^2 \right] \Re \left\{ p_i r_i \frac{I_1(p_i r_i)}{I_0(p_i r_i)} \right\} \dots \dots \dots (50)$$

σ_i は心線材質の導電率である。

(2) 重信回線

$$R_n + j\omega L_n = j\omega\mu_0 \frac{1}{2\pi} \left(\frac{r_i}{2a}\right)^2 \left\{ -\frac{I_2(p_i r_i)}{I_0(p_i r_i)} \right\} \times \left[\left\{ 1 + 4x^4 y^2 \sum_{n=0}^{\infty} (n+1)(n+2)^2 a_{n+1} y^{2n} \right\}^2 + \left\{ 4x^3 y^2 \sum_{n=0}^{\infty} (n+1)(n+2) a_{n+1} y^{2n} \right\}^2 \right] \dots (51)$$

実回線の場合と同様、(48)式の関係が成立するとみて

$$L_n = \frac{\mu_0}{2\pi} \left(\frac{r_i}{2a}\right)^2 \left[\left\{ 1 + 16 \frac{x^4 y^2}{(1-y^2)^4} \left(1 + \frac{1}{2} y^2\right) \right\}^2 + \left\{ 8 \frac{x^3 y^2}{(1-y^2)^3} \right\}^2 \right] \Re \left\{ -\frac{I_2(p_i r_i)}{I_0(p_i r_i)} \right\} \dots \dots \dots (52)$$

$$R_n = \frac{1}{\pi r_i^2 \sigma_i} \left(\frac{r_i}{2a}\right)^2 \left[\left\{ 1 + 16 \frac{x^4 y^2}{(1-y^2)^4} \left(1 + \frac{1}{2} y^2\right) \right\}^2 + \left\{ 8 \frac{x^3 y^2}{(1-y^2)^3} \right\}^2 \right] \Re \left\{ p_i r_i \frac{I_1(p_i r_i)}{I_0(p_i r_i)} \right\} \dots (53)$$

しかし、上記の計算結果は(48)式の仮定に基づいて誘導されたもので、その結果鋼線の近接による近接作用の変化量はやや過大評価されている。さらに正確な計算を必要とする場合は、 a_{n+1} の型として(11)式を用いればよく、この計算には [III] および [V] の計算結果が流用できる。本節の計算によつて鋼線の近接によつて近接作用の増大する現象を把握する方法がえられたが、しかしこの増加量は普通の場合極く僅少である。

[VIII] メッセージワイヤ付通信ケーブルの一次定数

実際に問題となる線路の一次定数を知るためには、前節までの計算結果にカッドの外部インピーダンスおよび電流を通ずる心線の表皮作用のインピーダンスを加算しなければならない。これらに関しては周知の公式があるが、Kaden 氏の論文にはこれに関する詳細な記述があるので、同文献を参照して頂きたい。⁽¹⁰⁾

いま

- 外部インダクタンス: L_a
- 表皮作用のインダクタンス: L_i
- 表皮作用の抵抗: R_i

とすれば、メッセージワイヤ付通信ケーブルの一次定数は

$$L_g = L_a + L_i + L_n + L_{0s} + L_{1s} + L_c$$

$$R_g = R_i + R_n + R_{0s} + R_{1s} + R_c$$

ただし、重信回線の場合、 L_{1s} および R_{1s} の項は除外してよい。また、Kaden は時間因子として $e^{-j\omega t}$ を用いており、したがって通の円筒関数 $J_n(z)$, $H_n^{(1)}(z)$ を用いて解析を行っている。この点、時間因子として $e^{j\omega t}$ (電気工学の慣例による) を用いて行われた筆者の計算と多少異った点がある。 L_{0s} , L_{1s} , L_c ; R_{0s} , R_{1s} , R_c の計算式は実回線および重信回線の場合について本稿に与えられている。

最後に静電容量および漏洩コンダクタンスについて一言したい。一般に二次元的導体系においてインダクタンス L が周波数の函数として求められた場合、これに関する $\omega \rightarrow \infty$ の極限值 L_∞ を求めれば、線路の静電容量 C は

$$C = \mu_0 \epsilon_0 \epsilon / L_\infty \dots \dots \dots (54)$$

で与えられる。 ϵ_0 は真空の導電率 (8.86 pF/m), ϵ は空間の比誘電率である。もとより、この関係が厳密な意味で正しいのは各導体が平行な場合に限られ、われわれの場合のように心線が螺旋状に捩られた場合にはこのような考えは正しくない。しかし、第三金属体がカッドの

定数に極端に大きな変動を与えない限り、上述の方法で一応の傾向がえられるように思われ、現に Kaden 氏も円筒遮蔽内に偏心したカッドの静電容量は、このような方法で計算できるとしている。実際、カッドと遮蔽の中心が一致している場合は、この方法で問題はない。筆者もこの要領で静電容量の計算を試みたが、しかし、鋼線の近接による静電容量の増加率は (54) 式から期待されるよりは著るしく大きなものである。これはこのような計算方法が正しくないことを暗示するものであつて、この点今後の検討に譲りたい。

[IX] 数 値 的 検 討

前節までの解析によつて鋼線の近接による伝送特性の変化量を定量的に求める方法が与えられたが、つぎに示す構造の東北電力株式会社納入品について一次定数を計算した結果を実測値とともに第1表および第2表に示す。

$$2r_i = 0.9 \text{ mm}, \quad 2a = 2.47 \text{ mm}$$

$$2r_s = 3 \text{ mm}, \quad h = 11.7 \text{ mm}$$

これらの結果より、上記の構造では鋼線の影響は実用上ほとんど問題とならないことが確認できる。なお、相互間隔をこの程度にすれば、静電容量および漏洩コンダクタンスも鋼線の近接によつてほとんど影響されない。

第 1 表 0.9 mm×2 対メッセージワイヤ付通信ケーブルのインダクタンスの計算値および実測値

Table 1. Calculated Values of Inductance of 0.9 mm×2 pairs Self-Supporting Communication Cable, Together with Observed Ones

f (kc)	1	5	10	20	30	60	120
L_a	0.6811	0.6811	0.6811	0.6811	0.6811	0.6811	0.6811
L_i	0.1000	0.0998	0.0997	0.0991	0.0980	0.0926	0.0794
L_n	-0.0001	-0.0009	-0.0015	-0.0059	-0.0113	-0.0239	-0.0376
L_{0s}	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001
L_{1s}	—	—	—	—	—	—	—
L_g	0.7811	0.7803	0.7794	0.7744	0.7679	0.7498	0.7240
実 測 値	0.780	0.775	0.775	0.769	0.763	0.746	0.715

第 2 表 0.9 mm×2 対メッセージワイヤ付通信ケーブルの実効抵抗の計算値および実測値

Table 2. Calculated Values of Effective Resistance of 0.9 mm×2 pairs Self-Supporting Communication Cable, Together with Observed Ones

f (kc)	1	5	10	20	30	60	120
R_i	54.19	54.35	54.62	55.00	56.09	61.88	77.11
R_n	0.01	0.10	0.41	2.25	4.10	9.72	17.19
R_{0s}	—	—	—	—	0.01	0.02	0.04
R_{1s}	—	—	—	—	—	—	—
R_g	54.20	54.45	55.03	57.25	60.20	71.72	94.34
実 測 値	54.30	54.48	54.88	56.90	59.14	71.50	94.66

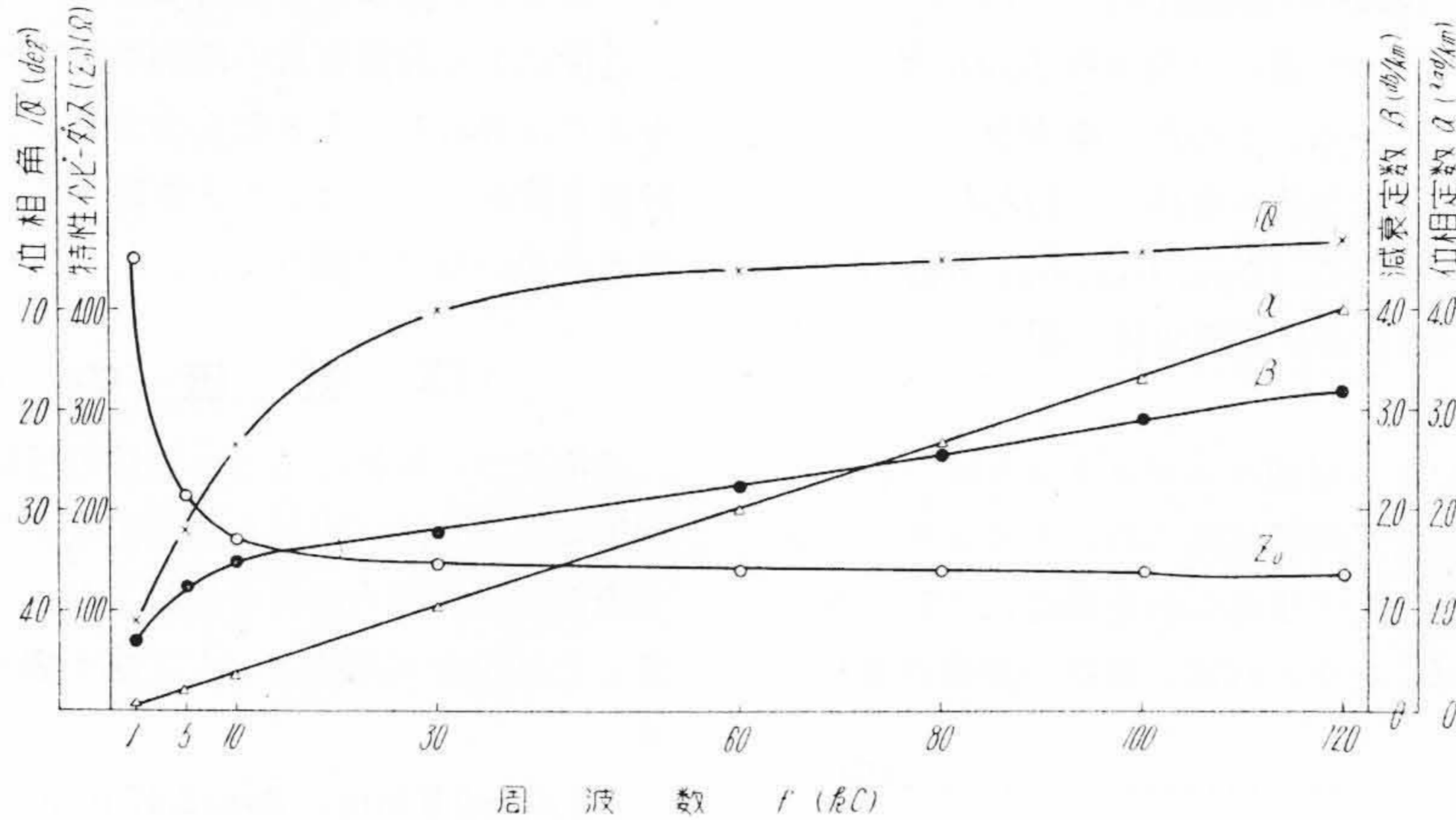
このケーブルの二次定数の値は周波数の函数として第5図に示されるが、その減衰量は同一心線径を有する普通のポリエチレン絶縁搬送ケーブルに較べ、その優劣は定め難い。

つぎに、東京電力株式会社に納入された

$$2r_i = 1.2 \text{ mm}, \quad 2a = 3.16 \text{ mm}$$

$$2r_s = 4.5 \text{ mm}, \quad h = 8.3 \text{ mm}$$

のケーブルについて、一次定数を計算した結果を実測値とともに第3表および第4表に示す。このケーブルは高压配電線に添加される場合、伝送系の対地アドミタンス



第5図 東北電力納 0.9 mm×2 対メッセンジャーワイヤ付通信ケーブルの伝送定数の周波数特性

Fig. 5. Frequency Characteristics of Transmission Constants of 0.9 mm×2 pairs Self-Supporting Communication Cable, Supplied to Tohoku Electric Power Company

第3表 1.2 mm×2 対メッセンジャーワイヤ付通信ケーブルのインダクタンスの計算値および実測値

Table 3. Calculated Values of Inductance of 1.2 mm×2 Pairs Self-Supporting Communication Cable, Together with Observed Ones

f (kc)	1	3	5	10	20	30
L_a	0.6625	0.6625	0.6625	0.6625	0.6625	0.6625
L_i	0.1000	0.0998	0.0997	0.0994	0.0970	0.0939
L_n	-0.0001	-0.0007	-0.0014	-0.0050	-0.0152	-0.0240
L_{0s}	0.0023	0.0022	0.0021	0.0020	0.0019	0.0016
L_{1s}	—	—	—	—	—	—
L_g	0.7647	0.7638	0.7629	0.7588	0.7464	0.7341
実測値	0.7646	0.7642	0.7642	0.7602	0.7458	0.7309

第4表 1.2 mm×2 対メッセンジャーワイヤ付通信ケーブルの実効抵抗の計算値および実測値

Table 4. Calculated Values of Effective Resistance of 1.2 mm×2 Pairs Self-Supporting Communication Cable, Together with Observed Ones

f (kc)	1	3	5	10	20	30
R_i	30.22	30.28	30.37	30.69	31.79	33.60
R_n	0.013	0.076	0.238	1.115	3.291	5.034
R_{0s}	0.001	0.005	0.010	0.026	0.058	0.118
R_{1s}	—	—	—	—	—	—
R_g	30.23	30.36	30.62	31.75	35.14	38.75
実測値	30.30	30.41	30.79	31.77	35.80	40.80

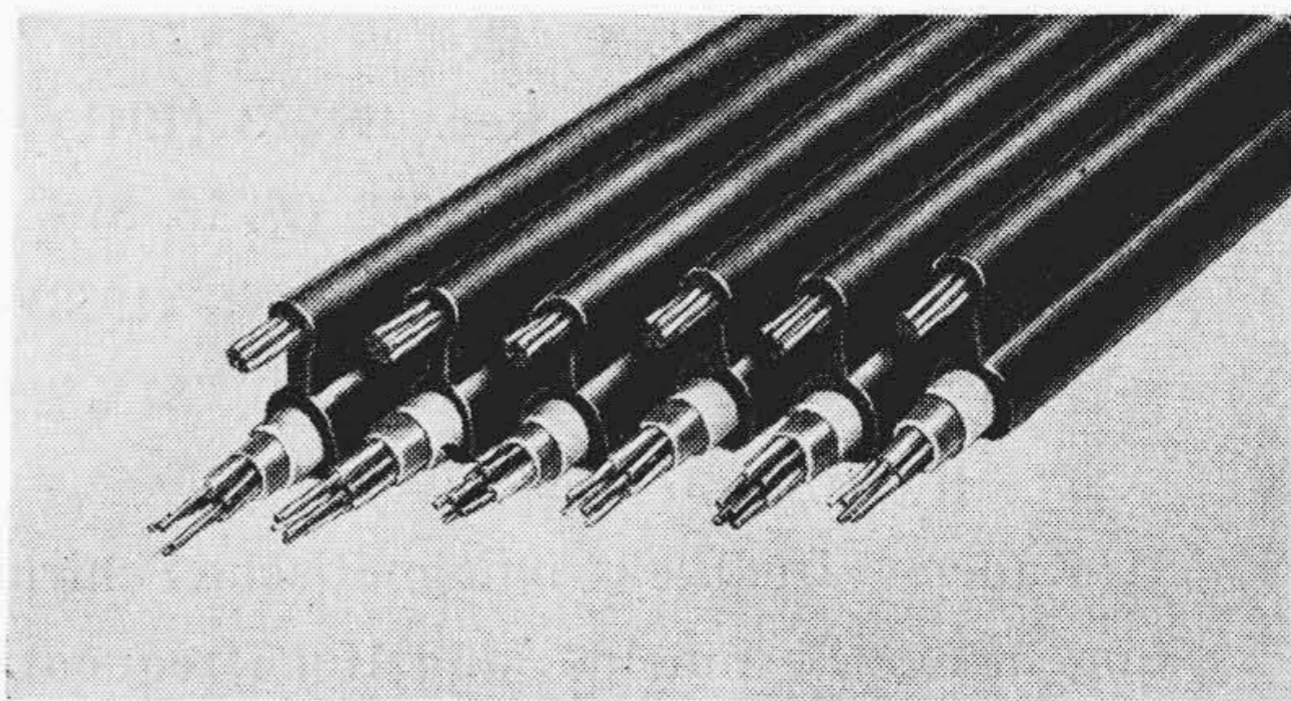
スを増大させて伝送系の受ける静電誘導を軽減するために、鋼線とカッドとの距離を小さく設計されたものである。

この程度の寸法では鋼線の近接によつて静電容量はかなり増大するので、減衰も鋼線を取り外した場合に較べて約 10% 程度増大する。

[X] 結 言

メッセンジャーワイヤ付通信ケーブルの設計に関する理論的な基礎を確立するため、本稿では星型カッドとそれに平行した鋼線との相互作用に関して数学的な解析が行われ、このケーブルの実効抵抗およびインダクタンスの計算を誘導することができた。数値的検討の結果によれば、星型カッドに鋼線が近接しても、伝送特性に現われる変化量は思いのほか少なく、これは実測の結果とほぼ合致している。したがつて、この構造のケーブルでも設計さえ正しければ普通のポリエチレン絶縁搬送ケーブルと同程度の減衰に喰い止めることが可能であつて、電気的特性上からはそれ程の問題はなく、むしろ製造上、工事上などの実際問題の方がはるかに本質的であろう。ただし、注意しなければならないことは、伝送系と鋼線とを固定するため金属テープを用いて押し巻きを行う場合、これに基づく減衰の増加は著しく他の固定方法が望ましい。このため、最近日立製作所で製造されているメッセンジャーワイヤ付通信ケーブルでは、**第6図**に示すようにヒヨウタン状に押し出されたビニルによつて鋼線とカッドとを固定する方式が採用されている。このような方式では、金属テープを用いる必要がない上に、カッドと鋼線との離隔距離を十分に大きくすることができるため伝送特性を損うことがきわめて少なく、さらに工事現場の取扱いに便利なほか、ビニルによつて鋼線の腐蝕が防止されるなどの利点が挙げられ、需要家側より御好評を頂いている。

また、このケーブルは高圧配電（または送電）線に添架または平行して使用する場合、メッセンジャーワイヤを規則的に接地しておけば伝送系が高圧線より受ける静電および電磁誘導障の軽減にきわめて効果的であり、この特長は東京電力株式会社に注目され、日立製作所協力のもとにこの問題に関する現地実験が行われた。すなわち、最近配電電圧の上昇に伴い、これに添架された裸電話線はいずれも高圧線より受ける誘導障（特に静電誘導）に苦しんでいるが、静電誘導を軽減するためには伝送系の対地アドミッタンスを増大させてやればこの目的は達せられる。メッセンジャーワイヤ付通信ケーブルでは、伝送系とメッセンジャーワイヤ（鋼線）とが近接して平行しているため、メッセンジャーワイヤを接地



第6図 P.V.C. 押出によつてメッセンジャーワイヤに星型クワッドを固定した通信ケーブル

Fig. 6. Self-Supporting Communication Cable, in which Star Quad is Fixed to Support Wire by Means of P.V.C. Extrusion

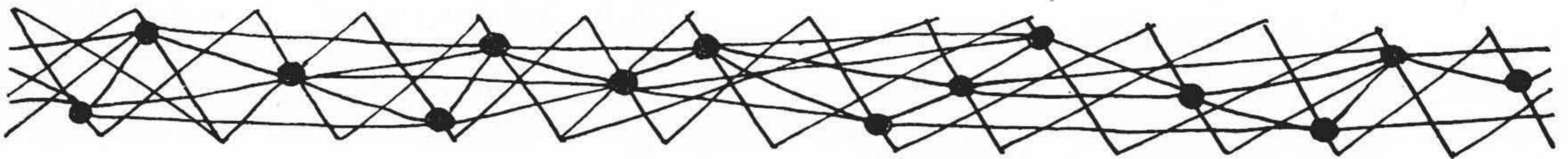
しておけば裸線に較べて対地アドミッタンスをはるかに大きく取ることができる。6 kV 配電線の添架電話線と平行してメッセンジャーワイヤ付通信ケーブルを架設し、そのメッセンジャーワイヤを接地して両通信線路にかかる静電誘導電圧を測定してみたところ、裸線大地間約 220 V に対し、ケーブル線大地間は僅かに 15 V に過ぎなかつた。またメッセンジャーワイヤを送受両端で接地してやれば、メッセンジャー大地を循環する誘導電流は高圧線の誘導磁束を受消す方向に流れるため、電磁誘導電圧も著しく軽減される。その他、ケーブル心線間に誘起される電圧や雑音レベルなどは裸線の場合に較べはるかに僅少で、ほとんど測定できない程であつた。これに関する詳細は追つて東京電力株式会社より発表される筈である。

最後に問題として残されたことは、伝送系と平行した鋼線の非直線性によつて各チャンネル相互に漏話を生じないかという点である。しかし、鋼線はカッドの外側を走っているために、これに作用する磁界は小さく、したがつて鋼線の非直線性はそれ程顕著に現われるとは思われず、また伝送系におよぼす鋼線の影響は本質的に僅少なものであるから、実際にはほとんど問題とならぬ程度であろうと思われる。この点、高インピーダンス用の鉄覆鋼線⁽¹¹⁾（磁界の最も強い場所に鉄層が位置している）とは著しく趣を異にしている。

最後にメッセンジャーワイヤ付通信ケーブルの実用化に御尽力頂いた東北電力宮城支店佐藤氏ほか関係者、東京電力通信課相木、岡両氏ほか関係者、終始御指導御激励を障いた日立製作所日立電線工場久本試作課長、測定を担当して頂いた検査課結城、佐藤両氏、種々貴重な御討論御援助を頂いた技術課庄司氏、試作課堀口、岩上、野原各氏に対して深甚な謝意を表す。

参考文献

<p>(1) J.A. Carr: Bell Lab. Rec. 19 273 (1941) 信邦外誌 101 610 (昭 16. 8)</p> <p>(2) A.S. Windeler: B.S.T.J. 32 1245 (1953)</p> <p>(3) 藤倉: 電学誌 73 1171 (昭 28. 10) 製品紹介</p> <p>(4) 八田: 日立評論 37 843 (1955)</p> <p>(5) H. Kaden: Die Elektromagnetische Schirmung in der Fernmelde- und Hochfrequenz-</p>	<p>technik, Springer- Verlag (1951)</p> <p>(6) 文献 (5) 参照</p> <p>(7) F. Sommer: E.N.T. 17 281 (1940)</p> <p>(8) 杉: 信学誌 32 91 (昭 29. 2)</p> <p>(9) 文献 (5) p. 33 参照</p> <p>(10) H. Kaden: E.F.D. 52 174 (1939) 信邦外誌 79 814 (昭 14)</p> <p>(11) 杉, 村井: 住友電気彙報 45 39 (昭 28. 2)</p>
--	--



日立製作所社員社外寄稿一覧 (昭和30年6月受付分)

寄稿先	題 名	執筆者所属	執 筆 者
建設資材調査会 ホーム社	小型共電式構内交換機 フライアッシュと集塵装置	本 社 日立工場	石丸義雄 大野長太郎 高橋治男
日本電気協会 ホーム社	積算電力計用潤滑油について	日立研究所 日立工場	茂庭喜弘 藪野亥石
日刊工業新聞社 電気通信学会	遮断器発達史 平削盤の平面研究削盤としての利用	日立研究所 川崎工場	牧 元 安 好美
火力発電技術協会 ホーム社	高Q負荷による速度変調管の引張り現象 フライアッシュ回収装置について	日立工場 日立工場	南野幸雄 大野長太郎
鉄鋼協会	蒸気タービン 13%Cr鋼の機械的強度におよぼす非金属介在物およびMoの影響	日立工場 日立研究所	桑野幸三 小野健二 佐々木良一
家庭電気文化会 電気書院	わが社の小型冷房器 直流送電に使用される変換装置	本 社 日立工場	高橋秀彦 曾根田瑞夫
工業技術院 電気書院	JIS C 2101 絶縁油安定度試験方法解説書 モートルの出来るまで	日立研究所 亀戸工場	高橋治男 園山裕
電気書院 ホーム社	柱上変圧器の出来るまで 電動機巻線の巻方と三つの係数について	亀戸工場 亀戸工場	吉原敏男 久郷松雄
ホーム社 日本金属学会	電気機器工業における真空技術 特殊鋼 JIS の解説	本 社 安来工場	叶屋復雄 小柴定雄
オーディオ ホーム社	テレビ用受像管 (その二) 最近のタービン発電	本 社 日立工場	内海金吾 是井良朗
全日本歯車工業会 日本規格協会	マーグ HSS 90P 歯車究磨盤について チェーンの破壊強度の抜取検査	日立工場 亀有工場 中央研究所	中村夙雄 島田正三
小峰工業技術KK 電力社	工場設備としての送風機 低品位炭を燃料とするボイラーについて	川崎工場 日立工場 日立工場 日立研究所	印収宗一郎 杉沼八郎 林河原安誠