UDC 621.317.727.1: 621.315.212.
621.317.326

論文

53-B36

急しゅん波測定用二重らせん形分圧器

正 員 内 藤 文 信 (東北大)

正 員 故 麻 生 忠 雄 (東北大)

1. ま え が き

高電圧急しゅんインパルスの精密測定には高い時間分解能を有する分圧器, オシロスコープが必要であるが, 高絶縁耐力の要求される分圧器は回路の小形化に困難な問題があり, そのパルス応答速度はまだ十分に改善されていない。回路の大形化に伴う応答速度の低下は本質的に避けられない問題ではあるが, 高周波に対する電磁界モードの明確な分布定数回路により分圧器を構成すれば, 応答速度の向上を図ることは今後共にかなり期待できる。

本稿は, 高周波回路として豊富な機能を有し, また構成いかんによっては, 同軸円筒導体と同程度の耐電圧性を付与し得る同軸二重らせん回路を応用した分圧器について検討したものである。

2. 伝送線路形分圧路

高しゅん度インパルス測定用分圧器の設計において問題となる回路の残留インダクタンス, 浮遊容量などは一般に回路定数として評定しにくい場合が多く, 対象とする周波数帯の高域化に伴ってその補償などは極めて困難なものになる。このような観点からすれば, 高しゅん度分圧器の設計方針としては残留インダクタンス, 浮遊容量といった不明確な諸量を軽減あるいは補償することよりも, むしろこれら諸量が評定しにくい形で回路に介入するのを避ける意味で, 電磁界モードの明確な分布定数回路による回路構成が有利である。

無損失に近い多導線系から成る伝送線路は, 高周波広帯域にわたって純抵抗性のサージインピーダンスを有し, また各導線を伝搬する電圧, 電流波の結合率が一定であることはよく知られている。この伝送線路が

有する優れた機能は変圧器, フィルタなど各種通信機用回路には広く応用されているが, 高電圧回路への応用例はまだ小数に過ぎない⁽¹⁾。

Fletcher 氏はポリエチレンと TiO_2 磁器を絶縁材とする単純な二重同軸線路によって分圧器を構成し, 良好な結果を得ている⁽²⁾。この分圧器は二重同軸線路の内部および外部同軸回路のサージインピーダンスの比から決まる分圧比を有し, 誘電率の高い TiO_2 磁器を外部同軸回路の絶縁材に使用することにより高分圧比が得られるが, 線路が直線的であるだけに, 線路終端からの反射波によって制約される忠実な分圧時間幅を拡張するには, これに相当する長大な線路が必要である。

これに対して筆者らは, らせん回路が優れた低速波回路であることに着目し, 小形の回路でも比較的長時間領域まで使用可能な同軸二重らせん形の分圧器を開発した。これは上記の単純な二重同軸線路形のものと比較して, ns 程度の時間領域ではまだ十分良好なパルス応答特性が期待でき, 構造的にも相当な耐電圧性を付与し得ること, また分圧器の入出力インピーダンスを広範囲にわたって設計可能であることなど, らせん回路の採用による利点は多い。

この分圧器は, 第1図に示すようにシールド円筒内に同軸配置した2本のらせんにより構成され, 内部らせんの端子 a に測定電圧を印加し外部らせんの端子 b に分圧電圧を得る。高電圧側の内部らせん終端 a' において, 高しゅん度パルスに対するインピーダンス整

第1図 同軸二重らせん形分圧器

Fig. 1. Impulse voltage divider, using shielded two-concentric helices.

Voltage Divider Using Shielded Two-Concentric Helices for the Measurement of Steep Front Impulses. By Fuminobu Naito, Member & Tadao Aso, Member (Faculty of Engineering, Tohoku University).

内藤文信: 正員, 東北大学工学部電気工学科

(故)麻生忠雄: 正員, 東北大学工学部電気工学科

合を確実にとることに困難な問題があり、忠実な分圧特性の得られる時間幅は終端からの反射波が始端にもどるまでの時間に制約されるが、らせん回路の低速波特性によってこの時間幅を拡張することは比較的容易である。この時間範囲では、らせん回路は半無限長線路として扱うことができるので、内外らせんの自己サージインピーダンスを Z_{s1} , Z_{s2} , 相互サージインピーダンスを Z_m とすれば、分圧比 v_2/v_1 および高電圧端子 a から見た分圧器の入力インピーダンス Z_{in} は次式で与えられる。

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{R_2 Z_m}{Z_{s1}(R_2 + Z_{s2}) - Z_m^2} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$Z_{in} = Z_{s1} - \frac{Z_m^2}{R_2 + Z_{s2}} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 R_2 は出力端子に接続されるケーブルなど低圧側回路の総合抵抗であるが、高周波特性の良好なものを構成することは容易であって分圧器のパルス応答特性を低下させる要因にはならない。

このように本分圧器は、らせん回路を応用した一種の伝送線路形分圧器であって、そのパルス応答特性は使用するらせん回路のそれに見合う程度まで向上させることができる。

3. 同軸二重らせん回路の分圧特性

らせん回路についての研究報告は多く、らせん回路を導線方向にのみ導電性を有する円筒面として扱う簡明な Sheth theory⁽³⁾, 更に回路の周期性を考慮した Tape theory⁽⁴⁾, らせんの太さまでも考慮した高度な Wire theory⁽⁵⁾ などがある。

筆者らが対象とする同軸二重らせん回路は、その耐電圧性、装置の小形などを重視することかららせんピッチは比較的小さく、また使用周波数帯域はオシロスコープのそれに見合う程度を考えれば、一応の目的は

達成されることから、多少精度は劣るがとりあえず、Sheath theory による回路設計を試みることにした。

〈3・1〉 同軸二重らせん回路の伝送特性

同軸二重らせん回路を第2図に示すような同軸二重シースらせんモデルとして取扱い、シールド円筒およびらせん導体の固有抵抗、らせん支持物の誘電特性などを無視すれば、円筒内軸対称電磁界成分についてその基本波伝搬定数関数の決定方程式は次のようになる。

$$\begin{aligned} & \left(\frac{u^2}{s^2 \varepsilon \mu} \right)^2 + \left(\frac{u^2}{s^2 \varepsilon \mu} \right) \left\{ \left(\frac{I_1(ub)}{I_0(ub)} \cot \Psi \right)^2 \right. \\ & \times \left(\frac{K_1(ub) - K_1(uc)}{I_1(ub) - I_1(uc)} \right) \left(\frac{K_0(uc) - K_0(ua)}{I_0(uc) - I_0(ua)} \right) \\ & \times \left(\frac{K_0(ub) - K_0(ua)}{I_0(ub) - I_0(ua)} \right) \left(\frac{K_0(ub) - K_0(uc)}{I_0(ub) - I_0(uc)} \right) \\ & + 2 \left(\frac{I_1(ua)}{I_0(ua)} \cot \varphi \right) \left(\frac{I_1(ub)}{I_0(ub)} \cot \Psi \right) \\ & \times \left(\frac{K_1(ub) - K_1(uc)}{I_1(ub) - I_1(uc)} \right) \left(\frac{K_0(ub) - K_0(ua)}{I_0(ub) - I_0(ua)} \right) \\ & + \left(\frac{I_1(ua)}{I_0(ua)} \cot \varphi \right)^2 \left(\frac{K_1(uc)}{I_1(uc)} - \frac{K_1(ua)}{I_1(ua)} \right) \left\{ \right. \\ & + \left(\frac{I_1(ua)}{I_0(ua)} \cot \varphi \right)^2 \left(\frac{K_0(ub)}{I_0(ub)} - \frac{K_0(ua)}{I_0(ua)} \right) \left\{ \right. \\ & + \left(\frac{I_1(ua)}{I_0(ua)} \cot \varphi \right)^2 \left(\frac{I_1(ub)}{I_0(ub)} \cot \Psi \right)^2 \\ & \times \left(\frac{K_1(ub) - K_1(ua)}{I_1(ub) - I_1(ua)} \right) \left(\frac{K_1(ub) - K_1(uc)}{I_1(ub) - I_1(uc)} \right) \\ & \times \left(\frac{K_0(ub) - K_0(ua)}{I_0(ub) - I_0(ua)} \right) \left(\frac{K_0(ub) - K_0(uc)}{I_0(ub) - I_0(uc)} \right) \\ & = 0 \quad \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

ここに、 a, b, c はそれぞれ内部らせん、外部らせん、シールド円筒の半径であり、 φ, Ψ は内外らせんのピッチ角である。また、 $I_0(ur), I_1(ur), K_0(ur), K_1(ur)$ ($r=a, b, c$) は変形ベッセル関数を表わす。 u は径方向の伝搬定数関数であり、軸方向の伝搬定数関数 γ との間に次式の関係がある。

$$\gamma^2 + u^2 = s^2 \varepsilon \mu \quad \dots\dots\dots (4)$$

また、 ε, μ は自由空間における誘電率、透磁率であり、 s は時間 t に関するラプラス変換の微分演算子である。

らせんの半径が対象とする電磁波の波長に比較して十分小さい周波数領域では $|ur| \ll 1$ ($r=a, b, c$) となり、(3)式の変形ベッセル関数は次のような近似式で与えられる。

第2図 シースらせんモデル

Fig. 2. Sheath-helix model.

$$\begin{cases} I_0(ur)=1 \\ I_1(ur)=1/2(ur) \\ K_0(ur)=-\ln(ur/2)-0.57721 \dots\dots (5) \\ K_1(ur)=1/(ur) \end{cases}$$

この近似によれば、(3)式は次のような ($u^2/s^2\varepsilon\mu$) に関する2次の代数方程式となり、容易に解を求めることができる。

$$\begin{aligned} & \left(\frac{u^2}{s^2\varepsilon\mu} \right)^2 - \left(\frac{u^2}{s^2\varepsilon\mu} \right) \left\{ \frac{(1-b^2/c^2)\ln(c/a)}{2\ln(a/b)\ln(c/b)} \cot^2\psi \right. \\ & \quad + \frac{a}{b} \frac{1-b^2/c^2}{\ln(a/b)} \cot\varphi \cot\psi \\ & \quad \left. - \frac{1-a^2/c^2}{2\ln(a/b)} \cot^2\varphi \right\} \\ & \quad + \frac{(1-a^2/b^2)(1-b^2/c^2)}{4\ln(b/a)\ln(c/b)} \cot^2\varphi \omega t^2 \psi = 0 \end{aligned} \dots\dots (6)$$

一般に(6)式は ($u^2/s^2\varepsilon\mu$) について二つの独立な解を有するが、このことは同軸二重らせん回路にはその軸対称電磁界成分についてみて二つの伝送モードが存在することを意味する。

筆者らは、同軸二重らせん回路の基本特性を検討するために第1表に示すような諸元を有するらせんを試作したが、これとらせんピッチ角が等しい回路についてらせん軸方向の電磁波伝搬速度を(4)、(6)式から試算すると第3図のようである。二つのモードに対する伝搬速度には大きな差異があり、そのうち低速波の速度 w_{II} は外部らせんの半径が大きくなるに従って一定な値 ($\cos\psi$, $c_0=3\times 10^8$ m/s) をとる。この値は外部らせんを電磁波がらせん方向に光速で伝搬する場合の値に等しい。一方、高速波の速度 w_I は内部らせんの半径が小さくなるに従って漸増する傾向があり、この値は内部らせんをらせん方向に光速で伝搬とした場合の値 ($\cos\varphi$) に比較して約2倍程度大きい。試作回路 ($a/c=0.27$, $b/c=0.95$) についての試算値は、実験値 ($w_I=4.3\times 10^{-2}c_0$, $w_{II}=5.8\times 10^{-3}c_0$) とよい一致がみられた。

(6)式は(3)式の低周波近似式であり、(6)式が使用できる周波数帯域には上限がある。(3)式から直接、解が求められるならば伝搬速度の周波数依存性が明らかとなり、また(6)式の周波数条件なども明らかになる。(3)式は u に関する超越方程式であり、これを解析的に解くことは一般に困難であるが、数値解析法あるいはグラフの利用などによって解くことは可能である。伝搬速度の周波数依存性を求めるために、 $s=j\omega$ とおけば(3)式は ($-u^2/w^2\varepsilon\mu$) + $A(u)$ ($-u^2/w^2\varepsilon\mu$) + $B(u)=0$ となる。これを ($-u^2/w^2\varepsilon\mu$) に関する二次方

第1表 試作同軸二重らせんの諸元

Table 1. Geometry of tested two-concentric helixes.

内部らせん半径 a	3.1 cm
外部らせん半径 b	10.9 cm
シールド円筒半径 c	11.5 cm
内部らせんピッチ角 φ	2.57×10^{-3} rad
外部らせんピッチ角 ψ	5.87×10^{-3} rad
内部らせん長 l_1	1.96 m
外部らせん長 l_2	0.27 m
内部らせん導体 (直径)	アルミニウム線(2mm)
外部らせん導体 (直径)	アルミニウム線(2mm)
シールド円筒導体 (厚さ)	アルミニウム管(2mm)

(a) 高速波モード

(b) 低速波モード

第3図 伝搬速度

Fig. 3. Propagation-velocity.

程式とみなし、解く形で変形すれば $u = [-\omega^2\varepsilon\mu\{-A(u) \pm \sqrt{A(u)^2 - 4B(u)}\}/2]^{1/2}$ となり、 $u=F(u)$ なる形に書くことができる。いま(6)式から求められる低周波近似解を角周波数 ω における荒い近似解 u_1 として反復公式 $u_{n+1}=F(u_n)$, ($n=1, 2, 3, \dots$) を $|F'(u)| < 1$ なる収束条件のもとに適用すれば $u_1, u_2, u_3, \dots, u_n$ は逐次決定される。

筆者らは、この反復法により角周波数 ω における(3)式の解を求め(4)式により伝搬速度を決定した。第4図は試作回路について伝搬速度の周波数特性を試算した結果である。これによれば低速波の周波数依存性は極めて小さいが、高速波は30MHz以上の周波数領域で速度が低下することが判明した。

第 4 図 伝搬速度の周波数特性

Fig. 4. Frequency characteristics of propagation-velocity.

〈3.2〉 同軸二重らせん回路の分圧率とサージインピーダンス 内外らせんとシールド円筒間の電圧をそれぞれ v_1, v_2 , また両らせんを軸方向に流れる電流を i_1, i_2 とすれば v_1, v_2, i_1, i_2 はそれぞれ二つの独立なモードで伝搬する電圧波, 電流波の一次結合の形で与えられる。すなわち, これをその進行波成分のみについてみれば次式ようになる。

$$\begin{cases} v_1 = f_I e^{-\gamma_I z} + f_{II} e^{-\gamma_{II} z} \\ v_2 = (f_I / \delta_I) e^{-\gamma_I z} + (f_{II} / \delta_{II}) e^{-\gamma_{II} z} \\ i_1 = (f_I / Z_{II}) e^{-\gamma_I z} + (f_{II} / Z_{II}) e^{-\gamma_{II} z} \\ i_2 = (f_I / Z_{II} \delta_I) e^{-\gamma_I z} + (f_{II} / Z_{II} \delta_{II}) e^{-\gamma_{II} z} \end{cases} \quad (7)$$

ここに, f_I, f_{II} は内部らせんを伝搬する両モードの電圧波振幅である。 δ_I, δ_{II} はモード別に定義した分圧率を与える。また Z_{II}, Z_{I2} は高速波モードの電圧, 電流波に対して定義した内外らせんのサージインピーダンスであり, Z_{II}, Z_{I2} は同様に低速波モードについて定義したサージインピーダンスである。内外らせんの自己サージインピーダンス Z_{s1}, Z_{s2} および相互サージインピーダンス Z_m は, ここで, 定義したモード別のサージインピーダンス, 分圧率と次のような関係にある。

$$\begin{cases} Z_{s1} = \frac{Z_{II} Z_{I2} (Z_{I2} \delta_I - Z_{II} \delta_{II})}{Z_{II} Z_{I2} \delta_I - Z_{II} Z_{I2} \delta_{II}} \\ Z_{s2} = \frac{Z_{I2} Z_{II} (Z_{II} \delta_I - Z_{II} \delta_{II})}{Z_{II} Z_{I2} \delta_I - Z_{II} Z_{I2} \delta_{II}} \\ Z_m = \frac{Z_{II} Z_{I2} (Z_{I2} - Z_{II})}{Z_{II} Z_{I2} \delta_I - Z_{II} Z_{I2} \delta_{II}} \end{cases} \quad (8)$$

モード別に定義した分圧率 (δ_I, δ_{II}), サージインピーダンス ($Z_{N1}, Z_{N2}, (N=I, II)$) は次式で与えられる。

$$\delta_N = \frac{I_0(u_N a)}{I_0(u_N b)}$$

$$\times \left[1 + \eta_N \frac{\frac{K_0(u_N b)}{I_0(u_N b)} - \frac{K_0(u_N a)}{I_0(u_N a)}}{\frac{K_0(u_N c)}{I_0(u_N c)} - \frac{K_0(u_N b)}{I_0(u_N b)}} \right] \dots (9)$$

$$Z_{N1} = \frac{-\gamma_N}{2\pi s \epsilon} \{ I_0(u_N a) \}^2 \left[\frac{K_0(u_N b)}{I_0(u_N b)} - \frac{K_0(u_N a)}{I_0(u_N a)} + \frac{1}{\eta_N} \left(\frac{K_0(u_N c)}{I_0(u_N c)} - \frac{K_0(u_N b)}{I_0(u_N b)} \right) \right] \dots (10)$$

$$Z_{N2} = \frac{-\gamma_N}{2\pi s \epsilon} \{ I_0(u_N b) \}^2 \frac{\frac{K_0(u_N c)}{I_0(u_N c)} - \frac{K_0(u_N b)}{I_0(u_N b)}}{1 - \eta_N} \dots (11)$$

ここに, $u_N, \gamma_N, (N=I, II)$ は二つのモードに対する径方向および軸方向の伝搬定数関数であり, $\eta_N, (N=I, II)$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \eta_N = & \left[1 + (u_N / s \sqrt{\epsilon \mu} \cot \Psi)^2 \right. \\ & \times \{ I_0(u_N b) / I_1(u_N b) \}^2 \\ & \times \frac{K_0(u_N b) / I_0(u_N b) - K_0(u_N c) / I_0(u_N c)}{K_1(u_N b) / I_1(u_N b) - K_1(u_N c) / I_1(u_N c)} \\ & \times \left. \left[1 - \frac{I_1(u_N a) I_0(u_N b) \cot \varphi}{I_0(u_N a) I_1(u_N b) \cot \Psi} \right]^{-1} \right] \end{aligned} \quad (13)$$

先のベッセル関数に対する近似式(5)式を適用すれば, (9)~(11)式は次のようになる。

$$\delta_N = \frac{\ln(c/b) + \eta_N \ln(b/a)}{\ln(c/b)} \dots (14)$$

$$Z_{N1} = \frac{-\gamma_N}{2\pi s \epsilon} \left(\ln(b/a) + \frac{1}{\eta_N} \ln(c/b) \right) \dots (15)$$

$$Z_{N2} = \frac{-\gamma_N}{2\pi s \epsilon} \left(\frac{\ln(c/b)}{1 - \eta_N} \right) \dots (16)$$

ここに, η_N は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \eta_N = & \left[1 + \frac{2u_N^2}{s^2 \epsilon \mu \cot^2 \Psi} \frac{c^2 \ln(c/b)}{(c^2 - b^2)} \right. \\ & \times \left. \left[1 - \frac{a \cot \varphi}{b \cot \Psi} \right]^{-1} \right] \end{aligned} \quad (17)$$

第5図は, 第1表の試作回路と同じらせんピッチ角を有する同軸二重らせん回路について, (14), (17)式より分圧率 $\delta_N, (N=I, II)$ を試算した結果である。これによると高速波モードに対して $\delta_I > 1$ となる。これに対して, 逆に低速波モードについては $\delta_{II} < 1$ となる。これは内部らせんの電圧波は主に高速波モードで伝搬するのに対して, 外部らせんの電圧波は主に低速波モードで伝搬することを意味する。

第6図は内部らせんのモード別サージインピーダンスを(15)式から試算した結果である。内部らせんの半径が小さい場合, このインピーダンスの外部らせん半

第 5 図 分 圧 率
Fig. 5. Diving ratio.

第 6 図 内部らせんのサージインピーダンス
Fig. 6. Surge impedance of inner helix.

第 7 図 外部らせんのサージインピーダンス
Fig. 7. Surge impedance of outer helix.

径に対する依存性は小さい。高速波モードに対する内部らせんのサージインピーダンス Z_{II} は分圧器の入力インピーダンスを決定するうえで重要な回路定数であ

るが、試作回路についての計算値は実測値 ($Z_{II}=1.8 \text{ k}\Omega$) とよく一致する。

第 7 図は外部らせんのモード別サージインピーダンスを (16) 式より試算した結果である。低速波モードに対する Z_{II2} は、分圧器の出力側回路の設計上重要な定数であるが、試作回路についての計算値は、実測値 ($Z_{II2}=680 \Omega$) と比較して若干低い値となった。らせん半径比 b/c の大きな範囲では、半径比に対するインピーダンスの変化率が大きいので、半径比のとりかたに導線の太さ程度の裕度はみえておく必要がある。

筆者らが開発した同軸二重らせん形分圧器では、その使用時間幅をらせん終端からの反射波が始端にもどるまでの時間範囲に限定するので、この場合らせん回路は半無限長線路として扱えばよい。従って第 1 図に示す本方式の分圧器は、第 8 図に示すような等価回路で表わすことができる。抵抗 R_2 は低圧側回路の総合抵抗に相当する。(7) 式よりらせんの始端 ($z=0$) における電圧、電流は次のようになる。

$$\begin{cases} v_1 = f_1 + f_2 \\ v_2 = f_1/\delta_I + f_2/\delta_{II} \\ i_1 = f_1/Z_{II1} + f_2/Z_{III} \\ i_2 = f_1/(Z_{II}\delta_I) + f_2/(Z_{II2}\delta_{II}) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (18)$$

また、外部らせんの端子条件から次式が成立する。

$$v_2 = -R_2 i_2 \quad \dots\dots\dots (19)$$

(18), (19) 式より分圧比 (v_2/v_1) は次のようになる。

$$\frac{v_2}{v_1} = \left(1 - \frac{1+R_2/Z_{II2}}{1+R_2/Z_{II2}}\right) \left(\delta_I - \delta_{II} \frac{1+R_2/Z_{II2}}{1+R_2/Z_{II2}}\right)^{-1} \quad \dots\dots\dots (20)$$

また、高圧側端子からみた分圧器の入力インピーダンス Z_{in} は次のようになる。

$$\begin{aligned} Z_{in} = & \left[1 - \frac{\delta_{II}(1+R_2/Z_{II2})}{\delta_I(1+R_2/Z_{II2})}\right] \\ & \times \left[\frac{1}{Z_{II}} - \frac{1}{Z_{III}} \frac{\delta_{II}(1+R_2/Z_{II2})}{\delta_I(1+R_2/Z_{II2})}\right]^{-1} \quad \dots\dots\dots (21) \end{aligned}$$

第 8 図 同軸二重らせん形分圧器の等価回路
Fig. 8. Equivalent circuit of impulse voltage divider, using shielded two-concentric helices.

本方式による分圧器を構成する場合、高分圧比を得るために、外部らせんの半径比 b/c は大きくとるのが適当であるが、この場合、一般に $\delta_1 \gg \delta_{11}$ となり(20)、(21)式は次のように近似式できる。

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{R_2}{Z_{112} + R_2} \left(\frac{1}{\delta_1} - \frac{Z_{112}}{\delta_1 Z_{12}} \right) \dots\dots\dots (22)$$

$$Z_{in} = Z_{11} \dots\dots\dots (23)$$

(22)式から明らかなように、分圧比は高速波モードの分圧率 δ_1 に逆比例すると考えてよい。試作回路についての計算値は $R_2 = Z_{112}$ の場合 $v_2/v_1 = 1/35$ であり、実測値(1/37)とほぼ一致する。この値は分圧器として十分なものではないが、出力側回路に要求される絶縁条件は相当に緩和されるから出力電圧を更に分圧する抵抗減衰器などの設計は容易なものとなり、この意味において有効である。

分圧器の入力インピーダンスは(23)式から明らかなように、内部らせんの高速波モードに対するサージインピーダンスに近い値になる。内部らせんの半径比、らせんピッチ角を適当に選ぶことによって、入力インピーダンスは数 $k\Omega$ の範囲で調整可能である。

4. 同軸二重らせん形分圧器の構成

同軸二重らせん回路は二つの独立な伝送モードを有し、これに対する完全なインピーダンス整合回路の構成は一般に難しい。また高電圧回路では、これは技術的にも更に困難な問題である。従って同軸二重らせん形分圧器の構成にあたって忠実な分圧特性の得られる時間幅 T は高速波モードの波(速度 w_1) が内部らせん(長さ l_1) を一往復するのに要する時間($T = 2l_1/w_1$) に制限されると考えるべきである。また本方式の分圧器では、内外らせんの電磁結合が比較的小さなものが主体であり、外部らせんの主要な伝搬モードが低速波(速度 w_{11}) であるから、外部らせん長 l_2 を内部らせんと同一 l_1 長にする必要はない。これは同一長のもものと比較して、厳密な意味でのインピーダンス整合条件では劣るが、この影響はごく軽微に抑えることができる。外部らせんに必要な最小限の長さ l_{2min} は次式で与えられる。

$$l_{2min} = \frac{2w_{11}}{w_1 + w_{11}} l_1 \dots\dots\dots (24)$$

これは外部らせんを往路を高速波モードで、帰路を低速波モードで往復するのに要する時間($l_2/w_1 + l_2/w_{11}$) が内部らせんを高速波が往復する時間($2l_1/w_1$) と一致する場合の長さに相当する。

第9図は、第1表のらせん回路を使って構成した同軸二重らせん形分圧器を示す。らせん回路にはとりあ

第9図 試作分圧器

Fig. 9. Test voltage divider.

第10図 パルス応答波形

Fig. 10. Pulse response.

えずらせんのサージインピーダンスに見合う値の抵抗を接続したが、これはパルスの不必要な往復反射を避けるために用いたもので、これにより特性が左右されるものではない。第10図は水銀リレー式パルス発生器のステップ関数波に対する応答波形である。応答波形の立上り時間は使用したオシロスコープ(80MHz)の応答時間と同程度であり、試作分圧器のパルス特性は極めて良好である。高圧端子 a からケーブルの出力端子 c までの総合分圧比は、端子 b に接続した抵抗とケーブルとの分圧特性が加味されるため、約 $1/500$ となる。内部らせんを高速波が一往復するのに要する時間は約 300 ns であり、使用可能な時間幅をこの程度まで拡張することは可能なのだが、外部らせん長が(24)式から求められる値(0.46 m) よりかなり短いため、試作回路のらせん長に対する利用率は、この場合悪く 170 ns 程度に制限されている。

筆者らは各種火花ギャップの放電特性、避雷器のサージ保護特性などの測定に試作分圧器を使用し、良好な結果を得ている。第11図は試作分圧器を組入れた 70 kV 程度の電圧範囲まで使用可能な高電圧急いぶん波試験装置のブロック図である。急いぶん波の発生部は高周波同軸ケーブル RG-19/U(100 m)、高気圧火花ギャップ($1\sim 11\text{ atm}$)、ケーブル充電用の 200 kV 衝撃電圧発生器、トリガーパルス発生器から成る。また測定部は同軸二重らせん形分圧器、抵抗減衰器(DC～

第 11 図 70kV 急しゅん波試験装置の構成

Fig. 11. Schematic diagram of 70kV-steep front impulse voltage test.

1GHz), オシロスコープ (DC~80MHz) から構成されている。

第 12 図 (a) は、本装置によって 50kV 程度の急しゅん波の波頭部を測定したオシログラフである。また (b) 図は 40mmφ 球ギャップの火花遅れ時間をみた結果の一例である。

5. あとがき

本稿においては、一種の伝送線路形分圧器である同軸二重らせん形分圧器について、理論的、実験的な検討を加え、これが高しゅん度分圧器として十分に実用し得ることを明らかにした。従来らせん回路の設計には、複雑な回路計算を要したが、Pierce 氏の Sheath theory を基にした近似算定式を利用すれば本方式の分圧器の基礎設計は容易である。

本稿では、内部らせん導体の太さなどから最高使用

(a) 50kV パルス電圧

(b) 火花ギャップのフラッシュオーバー

第 12 図 高電圧パルス応答波形

Fig. 12. Response oscillograms for the high voltage impulse.

電圧はほぼ 70kV に制約されたが、これは内部らせん、特に端子部などにおけるコロナ発生によるものであって、特殊ガス絶縁の採用あるいは構造の大形化によって更に高い電圧性能をもつ高しゅん度分圧器を得ることは可能であると考えられる。

(昭和 52 年 1 月 10 日受付, 同 52 年 9 月 5 日再受付)

文 献

- (1) 河野: 昭46電気学会全大 No. 909
- (2) R.C. Fletcher: Rev. Sci. Instrum **20**, 12, 861 (1949)
- (3) J.R. Pierce: Proc. Inst. Radio Engrs. **35**, 111 (1947)
- (4) S. Sensiper: MIT Tech. Rep. 194 (1951-5)
- (5) 千葉・井上・佐藤: 電学論 A **93**, 1, 22 (昭 48)