

超音波定在波測定装置¹⁾

安 田 力*

(昭和35年11月10日受理)

1. 序 論

一次元的ひろがりをもつ媒質中に往復する一組の正弦進行波が存在する場合、それらはたがいに干渉し合って定在波が発生する。この定在波の波形を観測することができれば、その結果から媒質内の波動の伝送状況を詳しく知ることができる。このことを用い、電気的な分布定数線路上において、電圧または電流の定在波により、その線路や負荷等の特性を測定したり、整合条件を実現するなどの操作が容易に行われるので、無線工学では重要な実際的手段であり、とくに波長の短いマイクロ波の技術においては、この定在波を精度よく測定する精巧な定在波測定器が各種の測定に広範囲に利用されている。

音響学の分野でも、細長い管(音響管)の内部における気体中の音波(通常可聴周波数)に対して同様な応用が行われ、とくに音響材料などの音響インピーダンスや吸音率の測定に広く用いられている。

本文は、波長に比べて太さの細い固体の棒や線等を導波線路として音波が伝わる場合、その線路上に発生する音波の定在波を測定することにより、そこにおける波の伝搬状況を知らうとする方法と、その試作装置についてのべたもので、定在波測定装置の機構的制約により測定波長は一応数 10 cm 以下におさえられるため、周波数としては数 10 kc/s から 1 Mc/s ぐらいの超音波領域を対象とすることになる。試作した定在波測定器は縦波に対するもので、測定周波数は変換子の関係で 100 kc/s においた。

つぎに装置の概要をのべる。まず適当な長さに切断した供試金属線の一端に、とくにくふうされた電気音響変換子を装着し、他端には所定の終端条件を実現するよう、たとえば単に切断しておいたり(完全反射)、吸収装置を装着したり(無反射端の吸収能力測定等)、または機械インピーダンスを接合する。このような条件のもとで変換子に一定周波数の電源をつないで駆動すれば、そこで発生した超音波は供試線内に送り込まれてその中を他端に向かって進行し、また他端からはその反射条件にしたがって反射波がもどってくる。これら入射、反射両波の干渉によって線路内に定在波ができるが、この装置では線路にそって摺動することのできる振幅測定用の特殊な探振子が設置されており、その出力電圧と測定位置の関係を読んで定在波図形を作図するわけである。

つぎにこのような装置によって測定されるおもな量を列記してみよう。まず線路自体

* 通信工学教室，助教授。

に関するものでは高い精度で波長が得られ、これから音速、弾性率（縦波の場合はヤング率）音響的波動インピーダンス等が導かれる。減衰の大きい材料（たとえばプラスチック）でできた細い棒などでは減衰定数が容易に求められ、また極度に長い試料を用いれば金属線内の減衰もある程度測定できる。つぎに線路の終端部分の特性測定の代表的なものとして、その機械インピーダンス（複素量）、無反射端の超音波吸収能力、異質線路等との接合部から発生する反射等があり、その他線路に付加される機械的な保持部分の線路伝送特性への影響等も測定できる。

この測定法の特長はまず測定振幅の絶対値に関係なく測定ができることであるが、また装置の機械的な精度を良好にしてある上に被測定信号の S/N 比が大きいのでとくに波長（ならびにそれから導かれる諸量）の測定精度がきわめて良いことは特記すべきであろう。一方その欠点は、送受両変換子部の周波数特性が測定精度の要求からかなり狭帯域になっているため、周波数を変化させる測定にはいちいちそれらに適合する変換部を交換装着する必要があることと、もうひとつは寄生振動の生起の可能性があることである。とくに後者は固体からなる超音波の線路が単一の波動（いまの場合縦波）を伝えるばかりでなく、他の形の波動（たとえばたわみ波）を同時に伝える可能性があることにより、とくに線路が全体として損失が少く、またその長さがたまたま寄生振動の生起に合致した条件となったときにはかなりの振幅に成長して正常な測定を妨げるから、そのような場合（波形が著しくくずれる）には測定上さしつかえない程度に周波数を移すとか、長さを切りつめ調節することが必要となる。

本文では以下この定在波測定法とその応用測定の原理についてのべ、また試作した定在波測定装置の構造と機能ならびに測定結果の例について記した。とくに原理の項ではまず線または細棒を分布定数線路と見た場合の電氣的類推を行い、それ以下の記述においては電気回路の場合には通常広く用いられているやり方をなるべく原形のまま援用しようつとめた。

本研究ははじめ金属細線を導波路とし、そのかなりの長さを遅延媒体として利用するような超音波遅延線に関する研究の一部として着手され、この遅延線に用いる金属細線やその機械的支持ならびに寄生反射防止のために送受両変換子の背部に設ける無反射終端部の超音波吸収性能等をごくありふれた測定器のみによって計測する方法として開発されたもので、それらの測定結果はその後の遅延線試作²⁾に有効に利用されているが、他方この装置は単独にもかなり多くの特長をそなえており、応用面も少なくないと考えられるので、ここに報告する次第である。

2. 理 論

本節では細い棒または線の上の超音波定在波の観測に関する原理と、その結果から種類の測定データを導く理論的根拠をのべる。すべての論議に先き立ってまず細い棒状物体の上を伝わる音波についての主要事項をあげ、とくにその細棒を電氣的類推によ

て分布定数線路に見たてた場合の関係諸量について論じ、以下の記述を電気回路の手法で展開するに必要な定義を行った。定在波測定法そのものに関してはすでに電気工学の立場からかなり究明されているので、本文ではそれらの成果を活用し、その理論をなるべくそのまま現在直面している超音波の問題に援用するようにつとめた。

2・1 細い弾性棒の上を伝わる超音波縦波

断面が円形の棒状弾性体を媒体として伝えられる縦波に関してはすでに多くの研究がなされているが、本研究で取り扱う問題では棒の直径が波長に比べてかなり小さい場合を論ずることになるので、ここでは理論を簡明にする目的であえて厳密な弾性論的な取り扱いをさけて一次元の波動の問題にしぼり、したがって断面における力や速度の分布は平等であるという仮定に立ち、ただ音速に対してだけは補正項を考えるといた程度にとどめた。

いまヤング率とポアソン比がそれぞれ E , σ , 密度が ρ の弾性材料からなるごく細い棒にそって超音波(縦波)が伝わる場合、振動振幅 u は波動方程式：

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = E \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (1)$$

をみたすものとする。ただしここに t , x はそれぞれ時刻および位置を示す座標とする。ここでいま周波数 ω の正弦的時間変化をする波動だけに着目することにすれば、式(1)の解は

$$u = \{Ae^{-j\omega x/c} + Be^{+j\omega x/c}\} e^{j\omega t} \quad (2)$$

となる。右辺の $\{ \}$ の中は振動振幅の x に関する分布の形を示すものであるが、二つの係数 A , B はそれぞれ $+x$, $-x$ 方向に進行する波動の振幅と位相を代表している。また式中の c はこの場合の音速で、棒または線が細い場合には通常

$$c = \sqrt{E/\rho} \quad (3)$$

としてよいが、直径が波長に比べてあまり小でない場合とか、またはより精密な音速の表示式を要求される問題などでは、補正式：

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \left\{ 1 - \left(\frac{\pi \sigma a}{\lambda} \right)^2 \right\} \quad (4)$$

を用いればよい。この式は Pochhammer が求めたものであるが、有限の長さの棒についてよく知られている Rayleigh の補正式と内容的には同一であり、 $2a/\lambda$ の値が 0.5 程度以下の場合によく成立することがたしかめられている。⁹⁾

なおついでに変位 u と速度 v , 棒の断面全体に加わる力 F との関係を書けばつぎの通りになる。すなわちまず速度 v と変位 u との関係は単に

$$v = j\omega u \quad (5)$$

で、また力 F と速度 v との関係は多少の考察により、

$$v = -\frac{1}{j\omega(S\rho)} \frac{\partial F}{\partial x}, \quad (6)$$

$$F = -\frac{(SE)}{j\omega} \frac{\partial v}{\partial x} \quad (7)$$

等で表わし得ることを知る。ただし式中の S は棒の断面積 πa^2 を示すものである。

ところでいま単位長さあたりの直列分布インダクタンスが L で、同じく並列分布静電容量が C であるような無損失の分布定数線路に着目すると、この上の電波はつぎのように表現される。すなわちその線路上を流れる電荷 q は波動方程式：

$$L \frac{\partial^2 q}{\partial t^2} = \frac{1}{C} \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} \quad (8)$$

を満足し、その線路上の電流 $I = j\omega q$ および電圧 V との関係はそれぞれつぎのように表わされる：

$$I = -\frac{1}{j\omega L} \frac{\partial V}{\partial x}, \quad (9)$$

$$V = -\frac{1}{j\omega C} \frac{\partial I}{\partial x}. \quad (10)$$

これら式(8)から式(10)までの式を前にのべた式(1)および式(5), (6), (7)と比較すればわかるように、棒の縦振動の問題はそれぞれ第1表のような対応関係を用いることによって通信工学にとってなじみ深い無損失分布定数線路の問題に類推されることになる。

第1表 細い棒の上の縦振動(縦波)と無損失分布定数線路との間の類推に必要な対応関係

音 響 系		電 気 系	
物 理 量	記 号	物 理 量	記 号
振動変位	u	電荷の流れ	q
振動(線)速度	v	電 流	I
断面にかかる(合)力	F	電 圧	V
単位長さあたりの質量	$S\rho$	単位長さあたりのインダクタンス	L
コンプライアンス	$1/SE$	静電容量	C
位相速度*)	$c = \sqrt{E/\rho}$	位相速度	$1/\sqrt{LC}$
波動インピーダンス**)	$Z_0 = S\sqrt{E\rho}$	波動インピーダンス	$Z_0 = \sqrt{L/C}$

*) 近似値。

***) 機械インピーダンスの dimension をもつ。

すなわち表に示すように位相速度 c は単位長さあたりの質量とコンプライアンスの積

の平方根の逆数として

$$c = 1/\sqrt{(S\rho)(1/SE)} = \sqrt{E/\rho}$$

となり、また波動インピーダンスは機械インピーダンスの dimension をもつ量として上の二つの量の比の平方根から

$$Z_0 = \sqrt{S\rho/(1/SE)} = S\sqrt{E\rho} = S\rho c \quad (11)$$

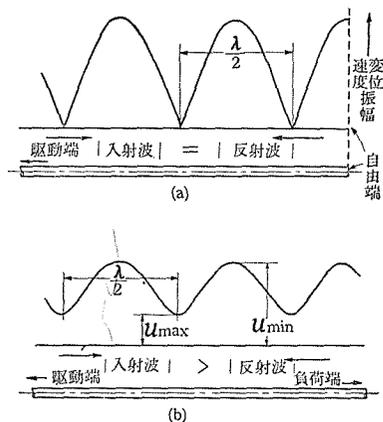
として定義すれば、以下のように棒上の超音波定在波測定に関する理論は無損失分布定数線路上における定在波測定の技法をほとんどそのまま利用できることになる。

以上は棒の内部に音響的な損失がなく、超音波が減衰を受けることなく伝わる場合をのべたが、棒の材料が通常の金属で、測定する長さが波長の数倍以内の場合にはこのような取り扱いで十分である。とくに減衰の大きい金属材料たとえば鉛合金などの棒や、プラスチックの棒などの測定では、内部の損失を無視するわけにはいかないので、それを考慮にいれた取り扱いが必要になることもあるが、これらについてはいずれ他の機会に詳しく述べたい。

2・2 定在波測定に関する理論

本項では細い試料棒の一端から正弦的時間変化をする超音波信号を送入し、他端を一定の反射条件に保った場合に、棒の上に発生する超音波の定在波が正しく観測できるものと仮定して、その定在波図形から引き出し得る種々の物理量についての理論を述べる。これらの理論の根底は分布定数線路に対するものと共通であるから詳細はそれらの関係文献にゆずることとし、本文ではとくに超音波の場合に重要となる事項について大綱を述べることにする。

(a) 波長の測定 上の条件下にある超音波定在波は前にのべた式 (2) の { } の中の項で表わすことができ、反射波の振幅が入射波の振幅に等しいようないわば完全反射の条件のもとでは $|A| = |B|$ で、振動変位の振幅分布は第1図 (a) のような定在波の形をつくる。これは損失の少ない金属細棒の自由端の近くにおける変位振幅の定在波図形で、もし棒が完全に無損失であるならばこの図の極小点は振幅零で、これらの隣り合う極小点間の距離は正しく $1/2$ 波長となる。したがってもし逆にこの距離を正確に測定できるような装置をつくれれば、それは直ちに波長測定をしたことになる。実際の測定にあたっては n 個の山をはさんだ極小点間の距離 $d = n\lambda/2$ を計



第1図 細い棒の上に発生した超音波の変位（または速度）振幅定在波図の例；(a) は完全反射の場合、(b) は一部反射の場合

測し、それから $\lambda = 2d/n$ として計算すれば、極小点の検出誤差を目立って減少させることができる。

(b) **位相速度** 上に述べた波長の測定をする際、同時に超音波駆動電源の周波数 f を測定しておけば、位相速度 c はたんに

$$c = f \cdot \lambda \quad (12)$$

として求めることができる。このとき周波数 f の測定は技術的にかなりの高精度が期待できるので、波長 λ の測定精度次第では高い精度の音速測定ができるはずである。

(c) **波動インピーダンス** 上のようにして位相速度 c が測定されれば、この棒の波動インピーダンス Z_0 は前に述べた式 (11) によって求めることができる。すなわち試料となる棒のかなりの長さを取り、その質量を秤量して単位長さあたりの質量 $S \cdot \rho$ を求めると、それと c との積として Z_0 が得られる。

(d) **ヤング率** 式 (3) によれば

$$E = \rho \cdot c^2 \quad (3a)$$

の関係があるから、棒の断面寸法を測定して上の秤量の結果とから ρ を求め、またさきの c の測定結果を合わせて E が計算される。このとき棒の直径があまり小でなく、 $(a/\lambda)^2$ が 1 に対して無視できない程度の場合には、補正式 (4) による補正を加味して

$$E = \rho \cdot c^2 / \left\{ 1 - \left(\frac{\pi \sigma a}{\lambda} \right)^2 \right\} = \rho \cdot c^2 \left\{ 1 + \left(\frac{\pi \sigma a}{\lambda} \right)^2 \right\} \quad (4a)$$

の式から計算すればかなりの高精度の結果が期待される。

以上によって無損失の場合の棒自体の超音波縦波伝搬特性に関する諸測定がほとんど完全に遂行されるわけであるが、つぎに棒の上の定在波測定から終端の状況を測定する方法を述べよう。

(e) **定在波比と反射係数** 第 1 図 (a) は反射波の振幅が入射波の振幅に等しい完全反射の場合で、振幅の最小値は理論上零となるが、定在波図形のこのような状態は、先端の条件が切断されて自由な場合、完全に固定されて振動振幅を零に拘束された場合のほか、損失のない機械リアクタンス(たとえば単純な質量)を結びつけられた場合等にも現われる。もし先端に、ある種の音響的負荷がつながれていて、それが入射波のうちの一部を吸収するようになっているならば、反射波の振幅は当然入射波より小さくなるから、定在波図形はたとえば第 1 図 (b) のような形となる。このとき最大振幅 u_{\max} と最小振幅 u_{\min} とは (2) 式の { } 内を見ればあきらかなように、それぞれ $A + B$, $A - B$ に比例し、それらの比 R をとれば

$$R = \frac{u_{\max}}{u_{\min}} = \frac{A+B}{A-B} = \frac{1+|\Gamma|}{1-|\Gamma|} \quad (13)$$

のように表わすことができる。ここに Γ は $x=0$ における入射波と反射波の比 $\Gamma=B/A$ で定義され、これを $x=0$ における反射係数と呼ぶことにする。式 (13) の R と Γ の関係は書きかえて

$$|\Gamma| = \frac{R-1}{R+1} \quad (13a)$$

と表わすこともできる。したがってもし定在波図形の振幅最大値と最小値の比が得られるならば、定在波比 R はただちに、また反射係数も簡単に式 (13a) から求めることができる。これらの原理は超音波信号の吸収を目的として、棒の先端にとりつけられる無反射終端装置などの超音波吸収性能の測定にきわめて有用である。

(f) 弾性細棒の先端にとりつけられた未知機械インピーダンスの測定⁸⁾⁹⁾ いま被測定棒の先端に任意の機械インピーダンス Z_L が負荷の形で接合された場合を考えると、先端から l の距離にある点から棒の負荷側を見た機械インピーダンス Z は電氣的線路の場合とまったく同様にして

$$Z = Z_0 \frac{\frac{Z_L}{Z_0} \cos\left(\frac{2\pi l}{\lambda}\right) + j \sin\left(\frac{2\pi l}{\lambda}\right)}{\cos\left(\frac{2\pi l}{\lambda}\right) + j \frac{Z_L}{Z_0} \sin\left(\frac{2\pi l}{\lambda}\right)} \quad (14)$$

によって与えられることを知る。とくに負荷インピーダンス Z_L が純リアクタンス jX_L である場合には式 (14) は簡単に

$$Z = jZ_0 \tan\left(\frac{2\pi}{\lambda}x + \phi\right) \quad (15)$$

の形となる。ここに ϕ は

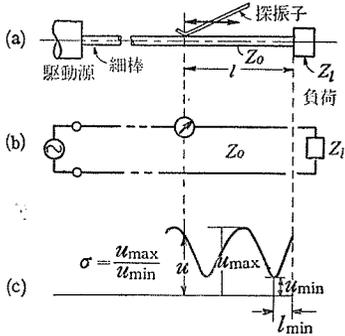
$$\phi = \tan^{-1}(X_L/Z_0) \quad (16)$$

で定義されるから、 X_L の絶対値ならびに符号の変化によって式 (15) の右辺は単に (内) の位相が変化するだけで、函数形の変化はなく、したがって定在波図形は x の方向に空間角で ϕ だけ移動するにすぎない。このことを逆に利用すると、もし棒の先端に未知の純機械リアクタンス (たとえば質量とかスチフネス) を結んだときの、先端自由の場合に対する定在波図形の移動量 ϕ を測定することができれば、その値を式 (16) から得られる

$$X_L = Z_0 \tan\phi \quad (16a)$$

の関係に代入することによって、ただちに未知リアクタンスを求めることができる。

負荷機械インピーダンス Z_L が損失をふくむ場合、定在波図形を測って式 (14) の関係から Z_L を直接計算することはかなりやっかいであるが、分布定数線路の計算にしばしば用いられる Smith Chart⁸⁾ を活用すればきわめて容易に数値計算を遂行することが可能である。以下にその計算手順を述べてみよう。

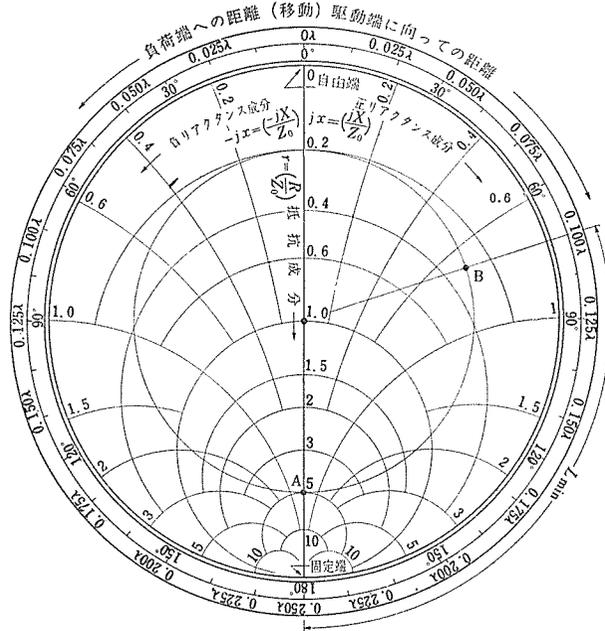


第2図 定在波測定による未知機械インピーダンス測定法の説明; (a)被測定部の実配置, (b)等価回路による表示, (c)定在波図形の例。

第2図 (a), (b) のような配置に対して振動変位または速度の振幅定在波図を測定によって求め、前述のように定在波比 $R = u_{max}/u_{min} = v_{max}/v_{min}$ と振幅最小点 (u_{min} または v_{min} の点) と負荷端からの距離たとえば同図 (c) の l_{min} を求めておく。つぎに第3図のような Smith 図表の実軸 (抵抗軸) 上に、上に求めておいた R の値を見だしてその点 A をきめ、その点を通るような周辺円との同心円をえがく。つぎに A 点から上記の l_m の長さに対応する角度 ($\lambda/2$ が 1 回転の割合) だけその円周上を反時計方向にたどって行って点 B をきめ、その点の座標を图中的目盛から読めば、その値 $z_L = r_L + jx_L$ は棒の波動インピーダンス Z_0 で規格化 (normalize) された未知機械インピーダンス Z_L を

表わしており、したがって Z_L は

$$Z_L = Z_0 \cdot z_L = Z_0(r_L + jx_L) \tag{17}$$



第3図 インピーダンス図表による未知機械インピーダンスの算出法

でただちに計算される． 図中の例は $R = 5$, $l_{\min} = 0.15\lambda$ の場合で，点Bの座標から $Z_L = Z_0(0.30 + j 0.68)$ が得られたところを示す． これらの原理ならびに手順は電氣的な分布定数線路の場合とまったく同様で，詳細はその方面の文献にゆずるが，ここでは測っている定在波は速度または変位振幅のそれであり，自由端-短絡端，固定端-開放端などの対応関係や，図表内におけるこれらの点の位置などについてはよく気をつけることが必要である．

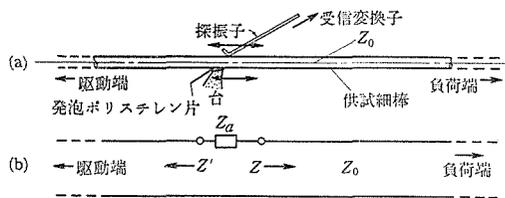
以上の測定において実際の l_{\min} の測定では探振子によって直接に負荷端の位置の検出をすることが困難であるため，実際にはつぎのような方法をとる． すなわちあらかじめ何もつけない場合の振幅最小点を測っておけば，その点から先端までの距離はまさしく $\lambda/4$ である筈だから，このときの最小点と負荷をつけたときの最小点との間の距離すなわち負荷の接続による振幅最小点の移動量を測定し，それに $\lambda/4$ を加えれば正しい l_{\min} の値が得られることになる．

2・3 超音波定在波測定法に関連する理論的検討事項

本項では定在波測定を実施する場合に問題となる二三の重要事項について理論的検討を加える．

2・3・1 探振子ならびに摺動座の影響

前項までにのべた定在波測定の理論では，棒の上に発生している定在波の振幅分布すなわち定在波図形はまったく障害なしに正しく測り得ることを仮定して論議を進めたのであるが，後に示すように実際の装置では定在波振幅の検出用としてきわめて繊細ながらも探振子を用い，それを測定しようとする棒の上に軽くおしつけて接触しながら移動する仕掛けとなっている． またさらにこの探振子から棒に加えられる側圧を受けとめるために，棒の反対側に相対して台座を設け，それらが一体になって棒の長さ方向に移動してゆけるようにしてある． この場合探振子の先端部と棒との間の接触状態の変動を避けるために，その接触圧力をあまり小さくすることができないので，これらの付帯部分の存在が定在波測定の結果に及ぼす影響については，あらかじめ検討しておくことが望ましい． 第4図はその状況を示すもので，同図 (a) は実際の構造例，また (b) はそのときの等価回路を示す． 図のように付加機械インピーダンス Z_a は線路上の測定点に直列にそう入される形になる． したがってその電流に相当するその点の速度は Z_a のそう入がない場合の速度よりやや変化する． いまこの点から棒の負荷側を見たときの機械インピーダンスを Z とし，



第4図 探振子および台座が測定におよぼす影響に関する考察; (a)探振部の構造, (b)その等価回路, 図のように接触により付加される部分の等価インピーダンスは線路の接触点で直列にはいる．

駆動源側を見た場合の機械インピーダンスを Z' とすると、 Z_a のそう入による速度の変化の割合は

$$\frac{Z_a}{Z + Z'} \quad (18)$$

の程度になると考えられる。(付録 A)したがって一般的にみて付加インピーダンス Z_a の小さい方が良いことは予測される通りであるが、ここで注意したいのはたとえ Z_a が探振子の位置に無関係であると仮定しても $Z + Z'$ の方は一般に座標に対してはかなりはっきりした周期的な函数関係をもち、たとえば Z に関してはすでに式(14)のように与えられている。したがって単に Z_a の影響といっても場所によってそれぞれ異なった程度になる。

しかしまもっとも精度を要求される無損失終端条件下の波長測定の場合について考えると、 Z の値は式(15)のように周期的に変化するのであるが、波長測定に利用する振幅零の位置では $Z \rightarrow \infty$ となり、付加インピーダンスの影響がもっとも軽減される場所であるから、所期の目的達成のためにきわめて好都合であるといわねばならない。後に示す実測例(第10図)によれば、この付加インピーダンスのために実測された定在波の形は正しい正弦波形からわずかひずんでおり、このひずみの生じ方からみて Z_a は波長測定にほとんど影響を及ぼさぬこと、ならびに Z_a はかなりリアクタンス的なものであることなどがうかがわれる。

これらの現象は音響管を用いる気体中の定在波法による音響インピーダンス測定において探音マイクロホンによって生じる測定誤差の問題と非常に共通した点があり、得られる定在波図形のひずみ方にもかなり似かよった点がある。

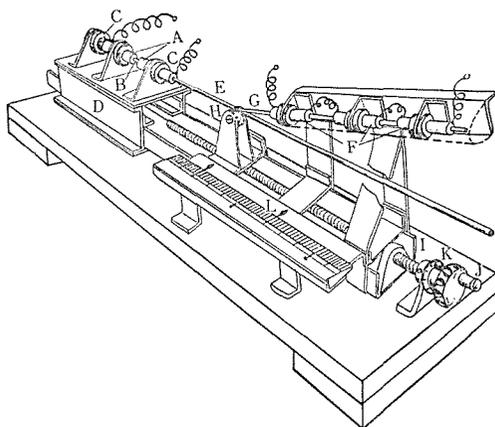
2・3・2 寄生振動に関する検討

固体の棒状物体は縦波ばかりでなくたわみ波動やねじり波動などもよく伝える。試作装置では変換子は試料となる細棒の一端から縦波だけを送りこむようにつくってはいるが、悪条件が重なった場合、たとえば棒のたわみ振動の共振周波数がたまたま駆動周波数に一致し、また測定系に非対称性がある場合などではかなり強勢にたわみ振動が発生し、これが縦波による定在波の上に重なって正常な測定を不可能にすることがある。

このたわみ振動の棒上における波長 λ_f は付録 B に求めているように、丸棒の場合、棒の断面円の周辺長さ $2\pi a$ と縦波の半波長 $\lambda/2$ との幾何平均で与えられる。このことから、もし定在波測定にあたり、図形上にこの程度の周期ではげいいうねりが現われる場合にはこのたわみ共振が起きていると見られるから、棒の長さをわずか(λ_f の数分の1ぐらい)つめるか、または測定周波数を少し変化させるなどの操作でこの寄生振動を止めなければならない。

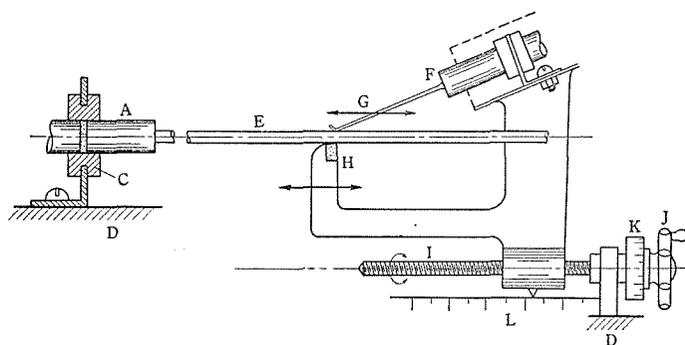
3. 試作装置

第5図ははじめに試作した定在波測定器の全体図で、第6図にその測定機構を略示す



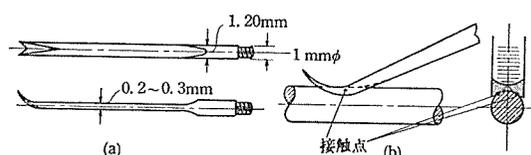
第5図 試作定在波測定装置

- | | |
|--------------|-------------------|
| A 駆動用変換子 | G 探振子 |
| B 変換系結合子 | H 台座 |
| C 変換系固定用プッシュ | I 送りネジ (ピッチ 1 mm) |
| D シャン | J 送りハンドル |
| E 供試細棒 | K 送りネジ回転目盛板 |
| F 受信変換子 | L 送り量読みとり用スケール |

第6図 試作定在波測定装置機構説明図
(図中の記号は第5図と共通)

る。図のAは送信変換子で、これはエレクトロメカニカルフィルタに用いられると同様なランジュバン形のチタバリ変換子2ないし3個からなり、それらは直径1.2mm、約半波長の長さの黄銅製の結合子Bによって連結されている。これらの変換子群はゴム製のプッシュCを間にしてシャンDにしっかり固定されている。供試金属細棒Eの一端はあらかじめ外径1mmに仕上げ、ネジを切っておき、右端の変換子の端面のネジ孔にか

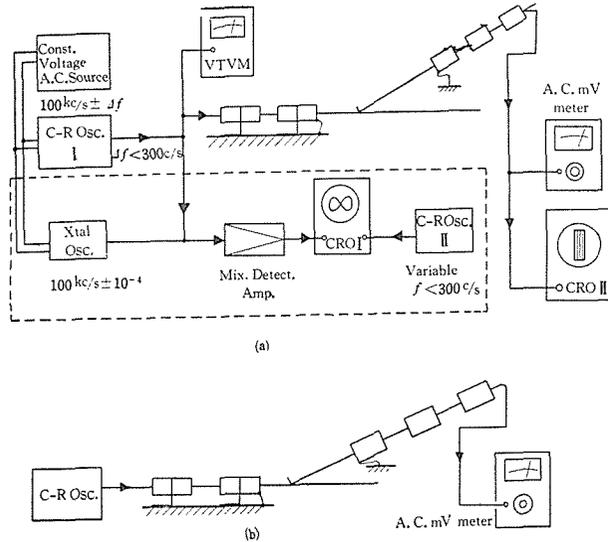
たく装着される。一方受信変換子群 F もほぼ同じように組み立てられ、その大部分はシールドケースの内部におさめられているが、一方の端には第 7 図 (a) に示すような黄銅製の探振子 G を装着する。探振子の先端の形は同図 (b) のようになっており、供試棒にま



第 7 図 探振子の形状例; (a)全体の形, (b)先端部と供試棒との接触状況

たがるように二点で軽く接触し、多少の側圧では外れない。探振子の先端部がふれる棒のすぐ下側にはゴム製の台座 H があり、この G と H とは棒を上下から軽くはさみながらそれにそって送りネジ I の回転とともに静かに摺動してゆく。このとき台座と供試棒の間の音響的結合を軽減するためには、両者の間に発泡ポリスチレンの薄片をはさみこむとよい。送りネジはハンドル J によってその一回転あたり 1 mm のピッチで正確に送られるようになっているが、ハンドルは付随した目盛板 K によって $1/20\text{mm}$ の送りは十分に読みとることができる。また別に送りの指示のためにスケール L が設置されており、上記の目盛板との併用で、大きな送りの量でもそれを精密に読みとることができる。送信変換子群にはそれらの機械的共振周波数に近い正弦波電圧が与えられ、それは超音波となって棒の中に送りこまれる。受信変換子群の共振周波数もほぼ送信側に等しく、棒の上に生じた超音波定在波の振幅分布を能率よく検出できるようになっている。送受両変換子をこのような複合形としたのは、連成振動によってある程度の帯域をもたせ、測定感度の対周波数安定度やその他の安定度を向上させるためで、かなり有効である。

第 8 図 (a) は全体の測定回路を示すもので、CR 発振器 I は測定系の共振に近い (ここでは 100kc/s 前後) 周波数の正弦波信号を発生する可変周波数発振器で、測定系の共振との合致は入力監視用真空管電圧計の指示に現われる小さな dip によって検知する。このときの励振電圧は 5V 以下程度である。図の点線でかこんだ部分は駆動周波数の監視装置で、水晶発振器の発振周波数との差のビート周波数を可聴周波数の CR 発振器 II の発振周波数と比較し読み取れるようになっている。これらによって駆動周波数は大体 10^{-4} 程度の誤差内でよみ取れるから、波長測定の機械的な測定誤差しだいで音速がかなりの高精度で測定できることになる。受信変換子で得られる振幅指示出力電圧は棒の先端の負荷状態などにもよるが、とくに無負荷(先端自由)で棒の上に 100% の定在波が発生した場合には最大振幅の場所(定在波の山)で普通 $200\sim 300\text{mV}$ ぐらいである。またこのとき最小振幅の場所(同じく谷)では理論上出力が 0 となる筈であるが、出力電圧計の感度をあげると 0.5mV 程度の残留出力が検出される。この値は最大振

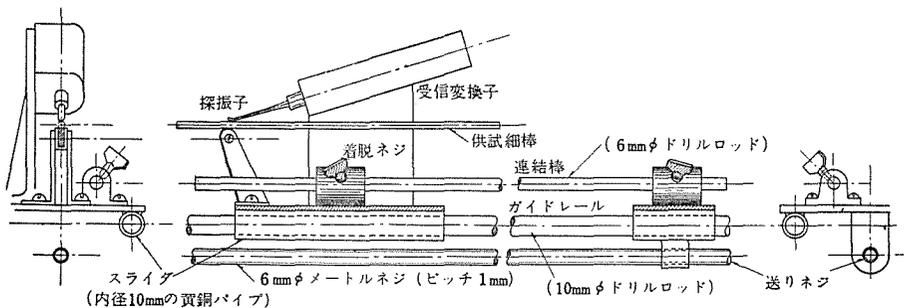


第 8 図 測定回路の構成；(a) 周波数の監視を同時におこなう場合，(b) 周波数の監視をおこなわない場合

幅から見ればきわめて小さいから、波長測定のための振幅最小点の検出や、通常の定在波比の測定に対しては実用上まったく障害とならない。駆動電圧と検出電圧との間の比例関係はきわめてよく保持され、測定レベル内では異常をみとめられなかった。

検出出力の指示ははじめブラウン管オシログラフの垂直軸の目盛によって読んだが、のちにこの目的に対してはまことに都合のよい高感度の交流電圧計（菊水電波製、通称ミリバル）が利用できるようになったので振幅のみ取りが格段に簡易化され、また精度も向上した。

周波数の精密な値を知る必要のない測定の場合には第 8 図 (a) の下側の周波数監視部分は不要で、同図 (b) のような簡単な装置でよいことになる。ただこの場合にも良好な



第 9 図 改良された定在波測定器の移動検出部の構造

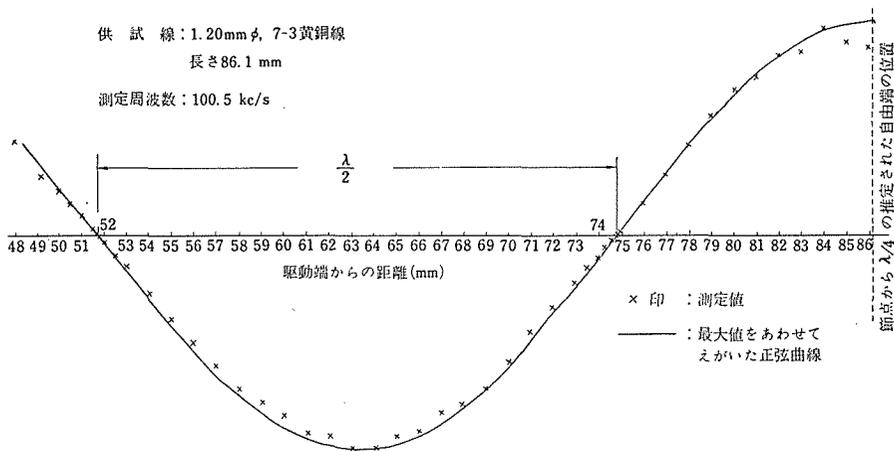
測定を行うために、発振器の電源電圧は安定化しておくことがのぞましい。

第9図ははじめに試作した装置の使用体験に基づいて、その後新たに試作された装置で、10 mm ϕ の二本の鋼製レールを案内として検出部はその上を滑動するようにし、また送りネジをとくに精度に注意して（試作のものはピッチ誤差は 60 cm についてその 1/2000 以下）作ったものを用いるなど、とくに機械的な堅固さと、精度に関心を注いだ他、送り装置を着脱自在にして測定能率の向上をはかるなど、実際の利用に対しては格段の改良がほどこされている。

4. 測 定 例

以上の装置によって 2 にのべたような各種の測定をやってみた結果の主なものを記す。

4・1 定在波図 第10図は先端を直角に仕上げた直径 1.20 mm、長さ 86.1 mm



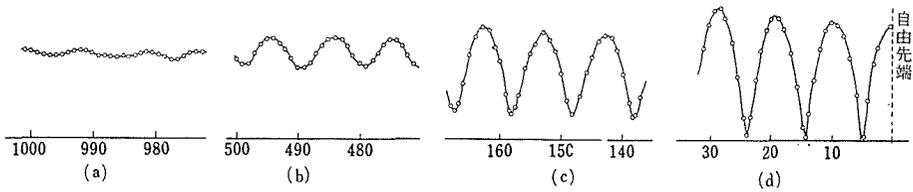
第10図 先端自由の黄銅線の自由端の近くでの定在波振幅測定結果の一例

の黄銅線の先端部付近の振動振幅分布を測定し、その値を測定点の座標を横軸にとって図示したものである。図中の曲線は比較のために描いた正弦波で、その振幅は測定された最大振幅に大体合わせてある。また実際の測定では位相の弁別をしないから、曲線は半波長ごとに折れ返るはずであるが、ここではとくに正弦波との比較を容易にするためにあえて変則的な図示をした。

図のように曲線の右下りの部分で測定値をつらねる曲線と正弦波曲線との間にわずかのくいちがいが見られるが、それらの節点で交叉する形になっており、2・3・1で検討した通り、その原因は探振子および、台座の付加機械インピーダンスにあると考えられる。しかし各節点間の間隔は線の全長にわたりどの間も均一で、そのちがいはいずれもたかだか 0.1 mm 以内であるから、波長測定にはこの程度の精度までは十分に期待

できる。先端のごく近くでは探振子や台座の接触の仕方が極度に变化するために測定値はかなりのくいちがいを生じている。

つぎに第 11 図は減衰のある材料の場合の測定例で、外径 2.0 mm の脂入りハンダの線の自由端近傍と、それぞれ 15 cm, 50 cm, 100 cm の距離にある部分における定在波の測定結果を示す。このように鉛やはんだ等の軟質合金内ではかなりの振動損失があり、



第11図 2 mm ϕ ハンダ線上の各所における定在波図形；横軸の目盛は先端（自由）からの距離 mm. (a)：先端から 1 m, (b)：50 cm, (c)：15 cm, (d)：先端のそれぞれ近傍で、振幅の絶対値は共通目盛でない。

定在波比は先端から遠ざかるにしたがって少しずつ小さくなる。これらの結果を利用すると、後に述べるように単位長さ当りの線内の超音波伝搬損失を求めることができる。

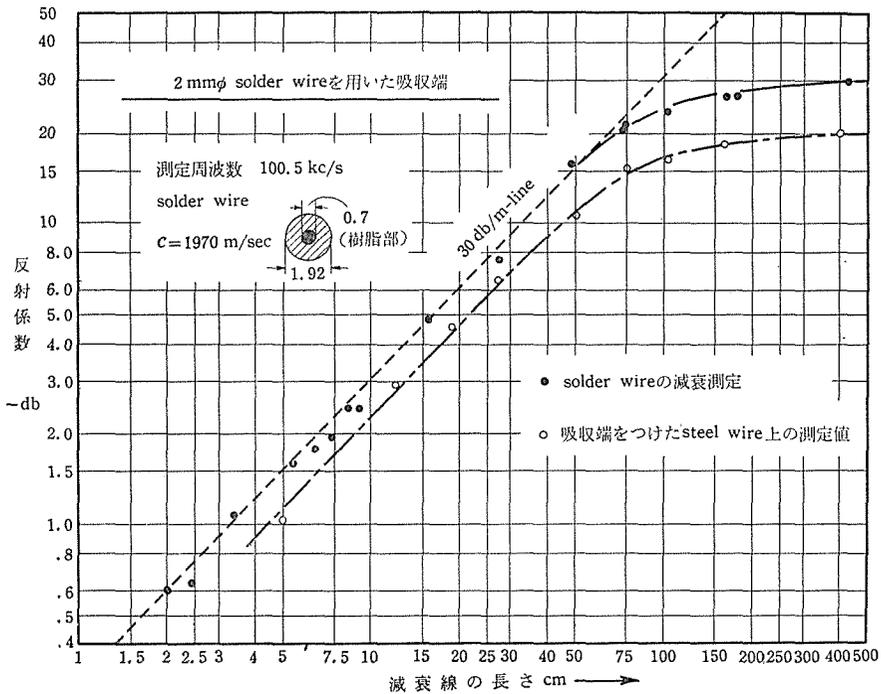
4・2 波長の測定 さきの第 8 図 (a) のように周波数監視装置を動作させながら、先端自由の各種の棒状資料について第 10 図のような 100% の定在波を立て、数波長にわたる節点間隔を測定することにより波長を精密に測った結果を第 2 表に示す。表中に

第 2 表 市販線材の定在波測定結果

試料	半径 (mm)	波長 (mm)	周波数 (kc/s)	位相速度 (m/s)	ヤング率 (c. g. s. $\times 10^{-8}$)	ヤング率補正值 (同左)
黄銅線	0.59	35.7	101.15	3630	1.12	1.12
ドリルロッド	0.73	50.2	100.46	5040	1.97	1.97
ハンダ線	1.15	18.14	100.48	1820	0.257	0.258
銅線	0.59	3.47	100.47	3490	1.08	1.08
硬質鉛線	0.75	1.06	100.46	1070	1.30	1.30

はそれらから式 (12) によって得られる音速の値、別に測定した線材の断面寸法などを用いて式 (3a) によって計算したヤング率の値、ならびにそれに式 (4a) で補正をした値などを同時に示す。

4・3 超音波の吸収 第 12 図は第 11 図のような定在波図から求めたハンダ線なら



第12図 2 mmφ のハンダ線の超音波減衰特性を測定した結果、点線はそのハンダ線を鋼線に接合したときの吸収端としての特性を示す。

びに鉛線の上における超音波の吸収を示したもので、図の横軸は自由先端からの距離 l 、縦軸はその点における反射係数の絶対値 $|r|$ を示す、この $|r|$ は折り返し延べ $2l$ の伝搬の間における減衰量を示すものであるから、単位長さあたりの減衰はそれぞれ図中の直線上に記す値になる。理論的には線の長さを延長してゆけばそれに比例して減衰がいくらでも大きくできる筈であるが、線の曲がりや表面の凹凸の残留のため、定在波図形上の不規則なうねりが消失しないから、形式的にその最大値と最小値をもとにして計算した反射係数の値は図の右上部のように飽和するかのような結果となる。なお点線はこの線で作った吸収端の特性である。

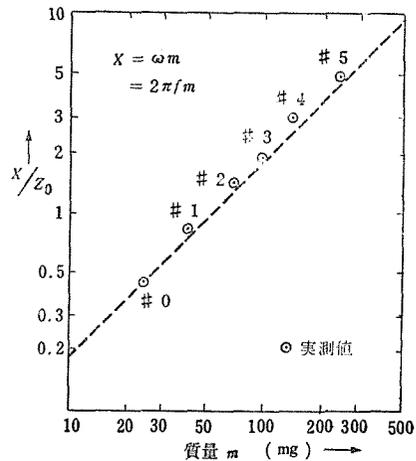
4・4 機械的なリアクタンスの測定 2・2 (f) にのべた原理により、細い棒の先端にとりつけた任意の機械インピーダンスの測定ができる見込みがあるが、既知の値の機械インピーダンスを得ることは大変困難なので、いちおう既知の質量による機械リアクタンスを測定してみた。すなわち第3表のような円筒形をした黄銅製のおもりを5個つくり、これをドリルロッドの細棒の先端にハンダ付けし、そのときの節点の移動量から質量リアクタンスを測定した。第13図はその結果を示す。これによってわかるように、測定に用いる細棒の波動インピーダンスよりかなり小さい質量リアクタンスに対しては、

第3表 質量リアクタンス測定試料片^{*)}

供試質量片	#	#1	#2	#3	#4	#5
直径(mm)	2.07	2.98	2.98	2.98	2.98	2.98
長さ(mm)	0.84	0.68	1.15	1.63	2.22	3.92
質量(mg)	24	40	68	96	131	231

^{*)} 試料片の形は円筒形で、その端面を供試棒の先端面に正しく同軸になるようにハンダ付けした。

理論値と割合よく合うが、そうでない大きいリアクタンスではかなりのくいちがいがみられる。その主な原因としては、大きい質量リアクタンスに対する節点の移動割合は、式(16)からわかるように、だんだんにぶくなって測定精度が急におちることと、大きい質量を付加する場合にはたわみ様式の寄生振動がかさなって定在波図の形を乱すような傾向が現れることなどが考えられる。したがってこのような金属の線または細棒を引出線とする機械インピーダンスの測定では、その値が引出線の機械的な波動インピーダンスの値よりも小さいようなときだけに利用すべきであろう。



第13図 質量リアクタンスの実測値と計算値の比較; 試料片は第3表のもの

5. 結 言

金属製の線または細い棒の一方の端から、それらの直径に比べてかなり長い波長をもつような周波数の正弦波形で、超音波の縦波を他の端に向けて送り込み、この入射波と他端から戻って来る反射波との相互干渉によってその線または棒の上に発生する超音波振動の速度振幅を検出する方法、ならびにそれを応用して行うことのできる各種の測定に関して、それらの理論的根拠を明らかにし、また実際に試作した装置の構造と機能について、数種の測定例をあげて説明した。これらの結果からわかるように、この方法は超音波伝送線路としての線または細い棒の伝送特性を実測するのに簡便かつ確かなものであるが、その他これらの線または棒の端に接着することのできるような機械インピーダンスの超音波周波数での測定にも応用できる。

本文の測定例では、はじめに入手できた変換子の共振周波数の関係で、いちおう測定周波数を 100kc/s にとっているが、原理的にみてこの周波数はかなり自由な選択がで

き、変換子しだいで上記周波数の数分の1から数倍程度までの範囲では同一の機構で測定ができる見込みである。

また本文の理論では、その簡明をはかる目的で定在波の測定を行う線や細棒の中の損失は原則として無視し、それらは無損失線路として取り扱ったが、金属でも鉛やすず等のできる軟質合金ではその中の超音波の減衰がかなりの程度となり、またプラスチック材料からなる棒材などではその中の減衰が極度に大きいため、場所によって定在波比が目立って変化⁷⁾する。これらの減衰の大きい材料の線や棒の上における測定も、以上述べて来た無損失の場合と同様に実際に可能であり、材料の超音波周波数における減衰測定の一方法として興味のあるものと考えられるので、これらについての詳細をつぎの機会に述べる予定である。

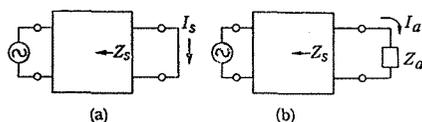
本研究は細い金属線を遅延媒質として用いる超音波遅延線の研究の一部として実施されたもので、このような遅延線に使用する金属細線の伝送定数や、超音波の無反射終端を目的とする終端部の超音波吸収能、また長い金属細線¹⁵⁾を機械的に保持するための支持体の存在が細線の超音波伝送性能に及ぼす影響など、各種の基礎的な測定に應用されて実際の効果をあげつつある。

なおこの研究は筆者が昭和33年度文部省内地研究員として東京工業大学精密工学研究所に滞留中に開始されたもので、御懇切な御指導を賜った同所粟屋潔教授、適切な御教示をいただいた同所実吉純一所長、森栄司助教授、奥島基良氏、さらに本研究の測定装置に用いたチタン酸バリウム変換子およびその素材をこころよく御供与下さった株式会社村田製作所および同所河合次男氏の御厚意に深く感謝の意を表する次第である。また昭和34年度卒業研究として本研究に協力された藤井恭平、望月俊夫、大池宏治の三君の努力にも敬意を表するものである。

さらに本研究に関連して、昭和34、35両年度にわたり文部省科学研究費の交付を受け、上記内地研究の機会と共に多大の便益を得た。付記して深謝したい。

付 録 A

第14図のような回路において、その端子 A, A' を短絡した場合(同図(a))に、そこに流れる電流の大きさを I_s とするとき、もしその端子を短絡せずそこに二端子インピーダンス Z_a をそう入したとすると(同図(b))、そのとき Z_a を流れる電流の値 I_a は



第14図 Z_a のそう入による電流の変化の説明; (a) 短絡状態における電流 I_s , (b) Z_a のそう入により I_s に変化

$$I_a = \frac{Z_a^{-1}}{Z_s^{-1} + Z_a^{-1}} I_s = \frac{I_s}{1 + Z_a/Z_s} \quad (\text{A} \cdot 1)$$

で与えられる。(Norton の定理)⁹⁾ただし式中の Z_s は端子 AA' からこの回路を見たときの二端子インピーダンスの値である。

とくに $Z_a \ll Z_s$ と仮定すれば、はじめ短絡されていた AA' 端子に Z_a をそう入することにより、そこに流れる電流の変化率は

$$\begin{aligned} \frac{\Delta I}{I_s} &= \frac{I_s - I_a}{I_s} \\ &= 1 - \frac{1}{1 + Z_a/Z_s} \doteq \frac{Z_a}{Z_s} \end{aligned} \quad (\text{A} \cdot 2)$$

で表わされることになる。

付 録 B

細い棒をつたわるとわみ振動の波動伝搬速度 c_f は周波数の平方根に比例し、円形断面の棒の場合には、

$$c_f^2 = \frac{a\omega}{2} c_0, \quad \text{ただし } c_0 = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (\text{B} \cdot 1)$$

で与えられる。¹⁰⁾したがってその波長 λ_f は

$$\begin{aligned} \lambda_f &= \frac{c_f}{(\omega/2\pi)} = \frac{2\pi}{\omega} \sqrt{\frac{a\omega}{2}} c_0 \\ &= \sqrt{(2\pi a) \cdot (\lambda/2)} \end{aligned} \quad (\text{B} \cdot 2)$$

文 献

- 1) 粟屋, 安田; 細線上の超音波定在波の測定, 昭和33年度電気通信学会全国大会論文集, p. 49.
- 2) 安田; 金属細線式超音波遅延線, 日本音響学会昭和35年秋季研究発表会論文集, pp. 61-62
- 3) Rayleigh; Theory of Sound, vol. I, p. 245.
- 4) Love; Mathematical Theory of Elasticity, p. 290.
- 5) Rayleigh; 文献 3) pp. 251-252.
- 6) 粟屋, 安田; 細線上の超音波に対する吸収端, 日本音響学会 昭和33年 秋季研究発表会論文集, pp. 65-66
- 7) 粟屋, 安田; 硬質塩化ビニール材料の超音波伝搬特性の一測定, 日本音響学会昭和34年春季研究発表会論文集, pp. 43-44.
- 8) 森田; 円線図と円図表, (昭和27年2月電気書院刊), pp. 77-98.

- 9) 安田； 金属細線上における超音波定在波測定的应用， 日本音響学会昭和34年秋季研究発表会論文集， pp. 97-98.
- 10) 横山， 粟屋； 定在波法音響インピーダンス測定における探音マイクロホンによる誤差の検討， 日本音響学会誌， 第11巻， 第4号， pp. 232-238， 昭和30年.
- 11) 粟屋， 安田； 発泡ポリスチレン材料の力学的性質について， 日本音響学会 昭和34年 春季研究発表会論文集， pp. 121-122.
- 12) 安田； 発泡ポリスチレン材料の力学的性質について（続報）， 昭和34年度電気通信学会全国大会論文集， p. 58.
- 13) Valkenburg, V. ; Network Analysis, 1955, p. 207.
- 14) Rayleigh; 文献 3), Chapter VIII.
- 15) 安田他； 支持された金属細線上における超音波の減衰， 日本音響学会 昭和35年 春季研究発表会論文集， pp. 139-140.

Summary

Ultrasonic Standing Wave Detector

Tsutomu YASUDA

(Department of Communication Engineering, Faculty of Engineering)

An apparatus detecting the ultrasonic standing waves along the thin wire is described. In this apparatus, a barium titanate transducer is coupled to the one end of the wire, and the transducer emits the longitudinal waves into the wire. Then the waves travel along the wire toward the other end of it and these waves partly reflected according to the conditions of the termination. When the waves have a sinusoidal waveform of certain frequency, they form ultrasonic standing waves along the wire.

From the measurements of these standing waves along the wire, we can obtain the following important quantities in transmission characteristics of the wire or of the load impedance.

(1) The half wave-length is obtained from the distance between the successive minima in the standing wave pattern.

(2) When the diameter of the wire and the density of the wire material is known, the Young's modulus of the materials and the characteristic acoustic impedance of it will readily be calculated.

(3) From the standing wave ratio, the reflection coefficient of the load terminating the wire will be calculated.

(4) And, at the same time, if the distance from the terminating point to the point where the velocity indicates a minimum amplitude is known, the value of the mechanical impedance of the load will be calculated by the ordinary impedance chart.

The principle of these methods, instrumental consideration, and some observed results are discussed.