20-28号戰時研究概要報告資料

戰時研究員　園田忍

### 1. 矩形切口導波管を円形に曲げた場合の減衰定數

戰時研究補助員　淺井滋夫

導波管の彎曲部に於ける減衰は該部分が一般に短いため実際上左程問題になるとは思はれない。然し一応はこの予想を確めて置くべきものと考へたので具体的に数値計算して次の結論を得た。

導波管断面の大さ、曲率及び使用波長等が実用に供せられると思はれる範囲内にある時は、真直な場合より円形に曲げた場合の方が却って減衰が少ない。

### 2. 導波管の無反射終端装置

戰時研究補助員　八木谷彦之

導波管と二線回路との整合、導波管と導波管との整合又は導波管と空洞との整合等に於て之等の整合状態を見るのに導波管の無反射終端装置を必要とする。

活性炭素粉をパラフィンにて板状に固め、これを適当に切り取って、導波管内に挿入し、これを以て入射波を吸收せしめる。該吸收板の後方管内波長の約半分の位置に反射板を置き略無反射の状態を得た。

### 3 レッヘル線と共軸ケーブルとの結合箱

戰時研究補助員　松尾三郎

陸軍技術少尉　中川純一

レッヘル線と共軸ケーブルとを結合する場合には、整合と同時に対称化を計らねばならぬ。独乙の標定機ウルツブルグに於ては此の様な二つの働きを一つの箱によって果たして居る。この結合箱は松本正研究員が調査説明した如くL.C回路とみることが出来る。使用波長が20糎或は之以下になると所謂空洞の寸法が手頃となってこれを上述の結合箱に実用し得ることが出来る。この様な予想に基づき先づ円筒形

空洞のH.A.P波を中介として共軸ケーブルとダイポールを負荷に持つレッヘル線とを結合して之等の間の整合状態を共軸ケーブル上に於ける定在波の消失によって確めた。

───── ◦ ───── ◦ ─────

戰時研究員　　荻原雄祐
補助研究員　　長澤達午

1. 円形に曲った円形断面導波管の傳送特性
嚴密なる解を得んと努力せるも未だ成功せず。
2. 曲った矩形切口導波管の傳送特性
独乙空軍標定機ウルツブルグのホガツネに対應するものを導波管によって得んとして表記の問題を永宮健夫、高橋秀俊氏等と異る方法によって研究中なり。
3. 特種空洞の理論
發振器を内藏せる空洞の理論又は二線回路と密結合せる空洞の理論を確立せんとして努力中なり。
（荻原研究員よりの書面に基き主任研究員が分類要約した。）

───── ◦ ───── ◦ ─────

戰時研究員　　小谷正雄

1. 廻轉楕円体型空洞共振器の理論
戰時研究員　小谷正雄

扁長廻轉楕円体の形をした空洞内の電磁振動をMaxwellの式に基いて調べた。この様な空洞の固有振動はその電磁界が対称軸（即ち焦点を結ぶ直線）の周りに軸対称性をもつやうな振動と軸対称性をもたない振動とに分類され、更に軸対称性をもつ振動は次のE型、H型の二種類に分類される。

（I）E型　　到る所で電界のベクトルは軸を含み、その点を通る平面（子午線）内にあり、磁界のベクトルはこの平面に垂直である。

（II）H型　　電界と磁界とが E型の逆になって居る。

更に動径方向及び子午線方向の節面の数によって、各型の固有振動は二つの整数によって標識せられ、$E_{\ell m}$, $H_{\ell m}$ 等と書表すことが出来る。著者は必要なる函数を数値積分その他によって求めて、$\ell, m$ の低い mode につき $E_{\ell m}$ 及 $H_{\ell m}$ の固有周波数 $\omega_{\ell m}$, $\omega'_{\ell m}$（或いはそれに対応する波長 $\lambda_{\ell m}$ $\lambda'_{\ell m}$）を求める表及び図を作製した。之等の表及び図には $\lambda_{\ell m}$ 及び $\lambda'_{\ell m}$ と楕円の焦点間距離 $2\ell$ との比が楕円の離心率 $e$ の函数として与へてある。尚楕円の離心率 $e$ が 0 に近づいて楕円体が球に近接した場合及び $e$ が 1 に近づいて楕円体が導波管に類似した場合の様子を論じ、その場合の固有周波数に対する近似式を導いた。

尚、内外二つの共焦点廻轉楕円面で囲まれた空間の固有振動を調べ、特に内部の楕円体が細くなって、焦点を結ぶ針金と見られるやうな場合につき、この様な針金の存在が空洞の固有振動に如何なる影響を与へるかを調べ針金を入れることによって新しい mode が一つ附加はることに注意した。

尚、軸対称性をもたない固有振動を取扱ふ数学的方法を論じた。

## 2. 導波管の曲り目に於ける反射、透過

戰時研究補助員　高橋秀俊

導波管の途中に曲り其の他の異常箇所があると其の場所から二次波が発生するが、それには入射波と同一波型のものと、異る波型のものとある。曲りの曲率を $\lambda$ とすると、管の断面形が対称的なる場合は $\alpha$ に比例する振幅をもった二次波ハ入射波と異る波型のもののみである。入射波と同じ波型の二次波、例へば反射波は $\alpha^2$ に比例する振幅を有しこれハ $\alpha$ に比例する二次波が更に二次的に発生する云はば三次波と見られる。故に曲率 $\alpha$ が小さいときは反射波のエネルギーは $\alpha^4$ に比例し、極めて小さい。

しかし例外的に、入射波の波長が管の遮断波長に近づいたときは、相当大きい反射があり得る。又透過波の位相のずれも大きくなり得る。

又曲った導波管の遮断波長は、同一断面の真直な管の遮断

波長より僅かに（$\alpha^2$に比例して）大きく又は小さくなり、恰も管径が少し太く又は細くなったと同様になる．入射波の波長が遮断波長に近い場合は管内波長が長くなり僅かの遮断波長の変化も管内波長の大きい変化を生ずる．上述の曲り目に於ける反射はこの管内波長の変化にもとづくものである．

故に導波管の曲った時の遮断波長の変化をしらべる。その方法はて軸を曲った管に沿ふて取り、これに垂直に曲りの面上に $x$ 軸、これと垂直に $y$ 軸を取ると

E 波ならば $\psi = E_z$　H 波ならば $\psi = H_z$ とすると

cut off の時に $\psi$ のみたす方程式は

$$(\nabla^2 + \omega^2\varepsilon\mu)\psi = -\frac{\alpha}{1+\alpha x}\frac{\partial\psi}{\partial x} + \left(\frac{\alpha}{1+\alpha x}\right)^2\psi$$

で適当な境界條件でこの方程式の固有値 $\omega^2\varepsilon\mu$ を求めればよい。但し $\alpha$ は小さいとして $\alpha^2$ までの項を攝動法で求める。

その結果は $\omega^2\varepsilon\mu$ の変化を $\delta$ と書くと

E 波では管の形の如何に拘らず

$$\delta = \frac{3}{4}\alpha^2$$

で遮断周波数は高くなる．

H 波では管の形によって異り、特に矩形、円形断面のときは次表の如くなる．

矩形
- $H_{0m}$　$\delta = 0$
- $H_{\ell m}\ (\ell \neq 0)$　$\delta = -\frac{1}{4}\alpha^2$

圓
- $H_{0m}$　$\delta = \frac{1}{4}\alpha^2$
- $H_{1m}$ π（電界が主として曲りの面に垂直な方の偏波）　$\delta = -\left(\frac{3}{8}\frac{1}{\lambda_m^2-1} + \frac{1}{4}\frac{1}{\lambda_m^2-2}\right)\alpha^2$
  （$\lambda_m$ は $J_1'(\lambda_m) = 0$）
- σ（〃　平行な方の偏波）　$\delta = \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{8}\frac{1}{\lambda_m^2-1} - \frac{1}{4}\frac{1}{\lambda_m^2-2}\right)\alpha^2$
- $H_{\ell m}\ (\ell \neq 0)$　$\delta = \left\{\frac{1}{4} - \frac{1}{4}\frac{\ell^2}{\lambda_m^2-\ell^2} - \frac{1}{8}\frac{\ell(\ell+1)}{\lambda_m^2-\ell(\ell+1)} - \frac{1}{8}\frac{\ell(\ell-1)}{\lambda_m^2-\ell(\ell-1)}\right\}\alpha^2$

（$\lambda_m$ は $J_\ell'(\lambda_m) = 0$）

特に重要な $H_{11}$ 波では　　　$\lambda_1 = 1.84117$

$$\delta = \begin{cases} -0.33678\alpha^2 & (\pi \text{成分}) \\ +0.26783\alpha^2 & (\sigma \text{成分}) \end{cases}$$

以上の如き遮断周波数の変化から反射波、透過波を求めるには、波動光学に於けると同様に境界即ち曲線部への入口と出口で $\psi$, $\frac{\partial\psi}{\partial z}$ の連續性の條件から求める。

結果は入射波1に對する透過波の振幅をDとすると

$$|D|^2 = \frac{1}{1 + \frac{(K^2 - K'^2)}{4K^2K'^2} \sin^2 K'l}$$

$$\arg D = K'l - \tan^{-1}\left(\frac{K'^2 - K^2}{2KK'} \tan K'l\right)$$

但し、$K, K'$ は夫々直線部及曲線部に於ける傳播定數（$e^{iKz}$）

$l$ は曲線部の長さ　$K'^2 = K^2 - \delta$

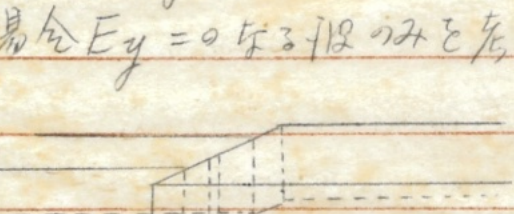
從って反射、位相のずれ等は管内波長が曲率半径と同程度となると（管径の如何に拘らず）大きくなると云はれる。

## 3. 導波管上にある隔壁の細隙と通過する波

戰時研究補助員　　高橋秀俊

導波管の中途に細隙を有する隔壁がある場合、細隙が隔壁を流れる電流を遮断しない場合には、細隙の幅の平方に比例する振幅の僅かな波が他の側へ出るに過ぎないが、電流が細隙に遮断される様な事情のときは、細隙が極めて細くても相當に大きい波が細隙から漏れ出る。かゝる場合、木原氏の如き準靜的取扱はそのまゝ適用出来ないが、大体似た方法によって取扱へる。

細隙が $y$ 方向に矩形導波管の上端から下端まで開いてゐるものとする。その場合 $E_y = 0$ なる波のみを考へればよい。（$H_y = 0$ なる波は細隙に電流を截られない。）



$$H_y = \psi(x, z) \sin\frac{n\pi}{b} y\, e^{j\omega t}$$

と置くとψを与へれば定まる。

さて細隙が磁流を截る結果、細隙上に見掛上磁流が誘起され、細隙の両側に磁流による二次波が生ずる。そこでこの磁流の強さを定めればよい。

それにはこの磁流の強さを一つの未知数、細隙の中央でのψの値を他未知数として、細隙の附近では準静的に等角写像によるψを用ひ、遠方では細隙幅が無限に細い場合のψを用ひて両者がうまく接続する様に両未知数を定める。結果は

$$\psi = (e^{-\gamma_{l_0} z} + e^{\gamma_{l_0} z}) \cos\frac{l_0\pi}{a}x - \sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{M\pi}{2a\gamma_l} e^{\gamma_l z} \cos\frac{l\pi}{a}x \qquad (z<0)$$

$$\psi = \sum \frac{M\pi}{2a'\gamma_l'} e^{-\gamma_l' z} \cos\frac{l\pi}{a'}x \qquad (z>0)$$

$$M = \frac{1}{\frac{1}{2}\left\{Q\left(\frac{a\beta_0}{\pi}\right) + Q\left(\frac{a'\beta_0}{\pi}\right)\right\} - \log\frac{\alpha\beta_0}{2}}$$


但し $Q(\xi) = \sum_{l=1}^{\infty}\left(\frac{1}{\sqrt{l^2-\xi^2}} - \frac{1}{l}\right) + \log\xi + \frac{1}{2j\xi}$

$$Q(\infty) = \frac{\pi}{2j} + \log 2 - C \qquad (C = 0.57721\cdots \text{ Euler 常数})$$

$$\beta_0 = \sqrt{\omega^2\varepsilon\mu - \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2}$$

## 4、矩形導波管に於ける二次共鳴の現象 I

戦時研究補助員　木原太郎

一般に導波管の一部が折れ曲ったり彎曲したりした場合に折れ曲りの角 $2\alpha$、彎曲の曲率 $\frac{1}{R}$ が小さい場合には、それら特異区域による管内波の乱れは小さいものである。併し乍ら生ずる二次波の中で、その周波数が遮断周波数(即ち臨界周波数)に極めて近い場合には管内波の重大な乱れが生ずる危険性があり得る事を示し矩形導波管について定量的に論じた。

即ち微小な折れ曲りの場合には高次高調波の傳播定数が $\alpha^2$ の程度

になると極めて強い反射波を生ずる。又等しい曲率で僅かに曲つた二つの無限に長い導波管をS状に継ぐ場合にも或数高調波の傳播定数が $\frac{1}{2}$ の程度になると著しい反射波を生じ、その影響は特にLE波($E_y \equiv 0$)に於て極めて著しい。この種の現象は曲率の変化と共に管が歪む場合にも起り得ると考へられる。最後に著しい乱れの生じない理想的な場合として一部分僅かに円形に曲つた管について計算を行つた。結論として導波管の大きさは使用周波数の附近に遮断周波数を有する様な高調波が存在しない様に選ぶべきである。それが避けられない場合には曲りに関し充分な注意を払ひ上述の如き共鳴が生じない様にせねばならない。)(IIに於て捩れに関することを調べる予定)

## 5. 立体回路に於ける準静的現象

戦時研究補助員　木原太郎

空洞内に導体の小片を置いたり、細い針金を張つたりした場合の固有周波数の変化、導波管中の隔壁にある小孔を通る波、管壁の小孔によつて生ずる管内二次波及び管外輻射波等。こゝに準静的と呼ぶ一聯の現象に関する理論的取扱につき一般的な考察を行ひ、多数の簡単な例題をかゝげた。

—— 。—— 。——

戦時研究員　朝永振一郎

## 1. 立体回路に関する一般論

戦時研究員　朝永振一郎

この報告は立体回路内の波動傳達について一般的理論をたてる目的で特性行列なる概念を導入しそれの性質を論じたものである。而してこの概念を用ひて立体回路の結合の問題、筒形共振器の問題が如何に取扱はれるかを示した。更に特にいくつかの開口と空洞共振器とからなる傳送系の共振現象を論じ、このとき一つの口から入射した波のその口への反射、他の口への分配量を吟味した。

結論をのべると、入射波の周波数が空洞の共振周波数と一致して居ない場合には、入射エネルギーの殆んど全部は同じ口に反射されて、空洞内に入り込むこともなく、又他の口に傳送されることもない。これに対し入射周波数が共振周波数と一致する場合には、入射エネルギーはよく空洞内に入り且つ他の口へ傳達される。このとき各開口には固有のQなるものを考へることが出来、そのエネルギーの分配は各口の1/Qに比例して行はれる。而して入射口のQをQ'とし各口のQを$Q_n$（$n=2.3\cdots N$）とすると

$$Q_1 = 2\sum_{\nu=1}^{N} Q_n$$

が成立する時に入射エネルギーの反射はなく、それは悉く他の口に傳達される。

エネルギーの傳達は入射周波数$\omega$と共振周波数$\omega_0$との喰違ひが$\frac{1}{2}\sum\frac{1}{Q_n}$の程度以上になると起らなくなる。即ち共振器のQはこの$\frac{1}{2}\sum\frac{1}{Q_n}$で与へられる。

## 2. 導波管内面に存在する凹凸の影響

戰時研究補助員　宮島龍興

導波管製作、管の内面殊に接合部に不規則な凹凸が生ずるがそれが電波の管内に於ける傳達にどの程度の支障をひき起すかを調べて見た。矩形導波管で最も簡単な場合について計算して見ると1/100程度の凹凸が1cmに1つ位づつあっても10mの長さの管で通常は0.01%程度の反射しか起さないことが分った。それ故普通は心配する必要はない。唯一個の管の長さが半波長の整数倍である管を幾つか継ぎ合せて長い管を作る場合には一寸事情が異る。例へば、波長10cmで管の長さ50cmのものを20個つないで10mの長さにした場合には数%の反射が期待される。

## 3. 空洞共振器の特性について

戰時研究補助員　宮島龍興

空洞共振器に多くの共軸ケーブル又は平行線が結合されて居る体系の性質を一般的に考察し、特に一つの共振周波数の近くにおいて其の性質を調べてみた。この場合多端子としての空洞の性質を表現する量としては朝永氏の特性行列が便利である。特性行列は各平行線路と空洞との結合の強さを表はす。一つの常数$\Theta_\nu$（$\nu$は平行線路の番号）と、挿入端における位相変化を表はす常数$\theta_\nu$によって記述される。それらの量を針金が細い場合に

一般的に計算する方法を述べ、特殊な場合について実際に計算し、針金を挿入した為に起る共振域の大さの変化を計算した。この特殊性行列によって共振器としての空洞の性質につき一般的に考察し、特に発振器の安定化のために空洞を使用する場合如何なる方法をとるのが都合がよいかを調べた。又回路要素として空洞を使用する場合の性質、例へばある平行線路から空洞に無反射にエネルギーを供給するための整合條件が $\theta_N$ だけの関係で与へられること知ることが出来る。その他各種の整合條件を出すことも可能である。

---

戦時研究員　　岡崎三郎

本研究員は導波管の減衰測定を委託されたり。依って導波管として次記の如き寸法のものを作製し之に衝撃高周波を導入しその両端による繰返へし反射の波形を観測して減衰を求めんとす、尚その実測値と計算値との比較を行ふと共に又単心又は二心の鎧装線に対しても本方法を適用してその減衰を測定し、導波管の減衰と比較せんとす。

［導波管］ 内径 75mm　長 20m以上

目下衝撃高周波を発生する発振器、受波増幅器並に指示部を製作しつゝあり。

---

戦時研究員　　森脇義雄

1. 導波管中の吸收体に関する研究

導波管中に半導体の吸收体を置いて電磁波を吸收せしめんとするとき、吸收体に反射板を密接せしめた場合及び吸收体の

厚さが極めて小さい場合に就いて完全吸收の條件を求めた。

2、導波管に関する計算図表の作製

矩形断面及び円形断面導波管に就き下記の計算図表を作製した。

(1) 波型、管型徑と遮断波長との関係
(2) 波長、遮断波長と管内波長との関係
(3) 波型、管徑、波長と減衰との関係

---

戰時研究員　伏見康治

戰時研究補助員　司馬宗英

1、導波管の回路論

導波管一般理論を通常の傳送回路網論の言葉で述べうることを論じた。

2、導波管末端を無反射とする條件

1.の結果の應用例として導波管末端金属板の前面に吸收物質の板を挿入して無反射終端となるべき條件を論じた。

(I) 与へられた物質常数に対し吸收板厚さ及び末端よりの距離を適当に選べば、常に無反射條件が満し得られ、その條件を求める簡単な計算法を示した。

(II) 密接して吸收板を置く時は厚さと共に電傳導度をも適当に選ぶことを必要とし、その條件は一般に複雑であるが数値解を求めた。E-波とH-波とで條件の性質が異りH波の場合には自由空間波に対する無反射條件と簡単な関係にある。

3、導波管内遮板の効果

矩形導波管に壁に平行な間隙を有つ遮板を挿入した時の反射係数その他の量を二三の寸法比に対して数値計算した。