矩形導波管 共軸ケーブルとの連結の理論

1. 基 礎 論

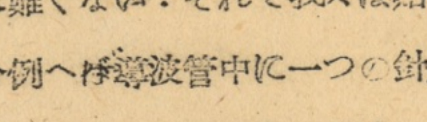
大阪帝國大學教授

永 宮 健 夫

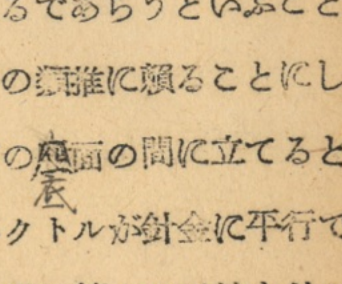
この理論を立てるに當つては伏見康治教授との談話に負ふところが多い

§1 力 學 的 模 型

導波管と共軸ケーブルとの連結の問題は．これを電磁學的な立場から嚴密に取扱はうとすれば．困難な問題になるであらうといふことは想像に難くない．それで我々は始めに一つの類推に頼ることにした． 今例へば導波管中に一つの針金を上下の底面の間に立てるとする．これに電波が入射する場合．其の E ベクトルが針金に平行であれば．針金には電流が誘發される．そこで導波管中の電波を絃の横波に譬へるならば．針金の存在は絃を輕くおさへることに相當するであらう．問題の性質が線型であることを考慮すると．針金の電氣抵抗を無視すれば． この束縛は絃をバネに依つて束縛する事に相當するであらう．



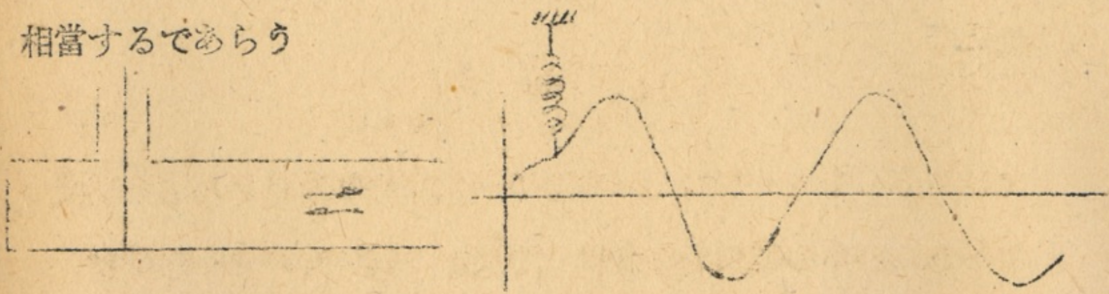
針金



特に導波管の一端を閉ぢてゐる壁と針金との距離が管內波長の半分の整數倍であるときは．絃で言へば横波の定常波の節がおさへられる事に相當するから．針金には電流は起らず．針金の存在は導波管

内の波に對して何等の影響を持たないことになる

次に針金の一端が共軸ケーブルの中に延びてゐる時は．バネが無限に延びてゐることに相當し．絃が揺られると共にバネに波が傳はるといふことが．丁度導波管から共軸ケーブルへの電波の傳達の現象に相當するであらう



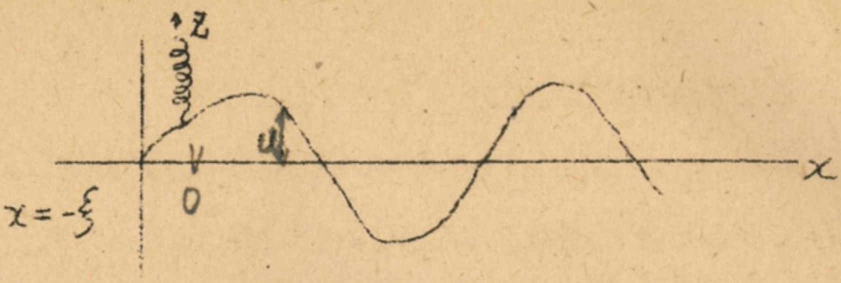
併し兩者の違ひは次の點に存する．即ち絃とバネの場合には連絡が一點で起つてゐるのに對して．導波管と共軸ケーブルの場合には有限な長さ．即ち導波管中に露出してゐる針金全体について起つてゐる．従つてバネを有限な長さにわたつて励振する様な力學的模型を考へなければならない．併し其の時はバネの振動が絃へ及ぼす反作用を考慮することがむつかしい

上記の絃とバネの問題の數學的取扱ひは次の如くである． 絃の張力を E′ 線密度を ρ' バネの彈性常數を E．線密度を ρ とすれば．絃及びバネの運動の方程式は次の様になる

$$\rho' \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - E' \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0 \qquad \left(\sqrt{\frac{E'}{\rho'}} = c'\right)$$

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - E \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = 0 \qquad \left(\sqrt{\frac{E}{\rho}} = c\right)$$

c, c' は波の位相速度を表はす．座標のとり方は絃の方向に x を．バネの方向に z を取る u, v は絃及びバネの變位である．座標原點は絃とバネの結び目の平衡の位置にとる．壁の位置は $x=-\xi$ とする



原點に於ける u．v の關係は．一つは絃とバネの變位が等しいこと：

$$u\Big|_{x=0} = v\Big|_{z=0} \qquad (3)$$

であるが．もう一つは．バネの力が絃を折りまげる事の條件式である．バネの伸びの割合は $\partial v/\partial z$ 従つてバネの張力は $E\,\partial v/\partial z$ であるから．バネの力を外力として考慮すれば（1）式は次の様に修正せられる：

$$\rho'\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - E'\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = E\frac{\partial v}{\partial z}\Big|_{z=0}\cdot\delta(x) \qquad (1')$$

$\delta(x)$ はデルタ函數である．（$X \neq 0$ のとき $\delta(X)=0$．$X=0$ のとき $\delta(X)=\infty$ $\int_{-0}^{+0}\delta(X)\,dx = 1$）この式を $X=-0$ から $+0$ 迄積分してそのとき u が X の函數として連續であることを考慮すると

$$-E'\left\{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{+0} - \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{-0}\right\} = E\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_{z=0} \qquad (4)$$

これが第二の條件式である

次に（1）．（2）．（3）．（4）の解の要點を記す．波は絃の右方から入射してバネに於けるとする．その時一部は絃に沿ふて反射して元に戻る．又バネに傳はつた波は．バネの末端につけられた装置の如何により．全部バネを通つて流れ去り，或はその一部が元に戻つて再び絃と作用する

$x < 0$ に對しては絃の常定波がある：

$$u = A\sin k'(x+\xi)\cdot e^{-i\omega t} \qquad (5)$$

但し $k' = \omega/c'$

Aは實數とする。$x > 0$ に對しては入射波 $A_0 e^{-ikx-i\omega t}$ と反射波 $A_1 e^{ikx-i\omega t}$ とがある：

$$v = (A_0 e^{-ikx} + A_1 e^{-ikx})\cdot e^{-i\omega t} \qquad (6)$$

但し、A_0、A_1 は複素數とし

$$A_0 = |A_0| e^{i\alpha_0}, \quad A_1 = |A_1| e^{i\alpha_1}$$

とする。バネを傳はる波は、絃から離れて行く波 $B_0 e^{ikz-i\omega t}$ と絃の方へ向つて來る波 $B_1 e^{-ikz-i\omega t}$ とから成る。即ち

$$v = (B_0 e^{ikz} + B_1 e^{-ikz}) e^{-i\omega t} \qquad (7)$$

但し

$$k = \omega/c; \quad B_0 = |B_0| e^{i\beta_0}; \quad B_1 = |B_1| e^{i\beta_1}$$

とする。B_1 は B_0 に比例して定まるとし、$B_1 = b_1 B_0$ と置いて b_1 を與へられた常數とする。以上(5)、(6)、(7)式を(3)、(4)及び $x = 0$ で(5)、(6)の u が等しいといふ條件により互に結びつけると

その結果として下記の諸式が導かれる：

$$\frac{Ek}{E'k'} = \varepsilon, \quad \frac{1-b_1}{1+b_1} = \gamma + i\delta \quad \text{と置いて} \qquad (8)$$

透過波のエネルギー比 η は

$$\eta \equiv \frac{|A_0|^2 - |A_1|^2}{|A_0|^2} = \frac{4\varepsilon\gamma}{(1+\varepsilon\gamma)^2 + (\varepsilon\delta + \cot k'\xi)^2} \qquad (9)$$

A_0、A_1 の位相は

$$\left.\begin{aligned}\arg A_0 &= \alpha_0 = \tan^{-1}\frac{\varepsilon\delta+\cot k'\xi}{1+\varepsilon\gamma}\\ \arg A_1 &= \alpha_1 = \tan^{-1}\frac{-\varepsilon\delta-\cot k'\xi}{1-\varepsilon\gamma}\end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

定常波の振幅A．ケーブル内の振幅B。は

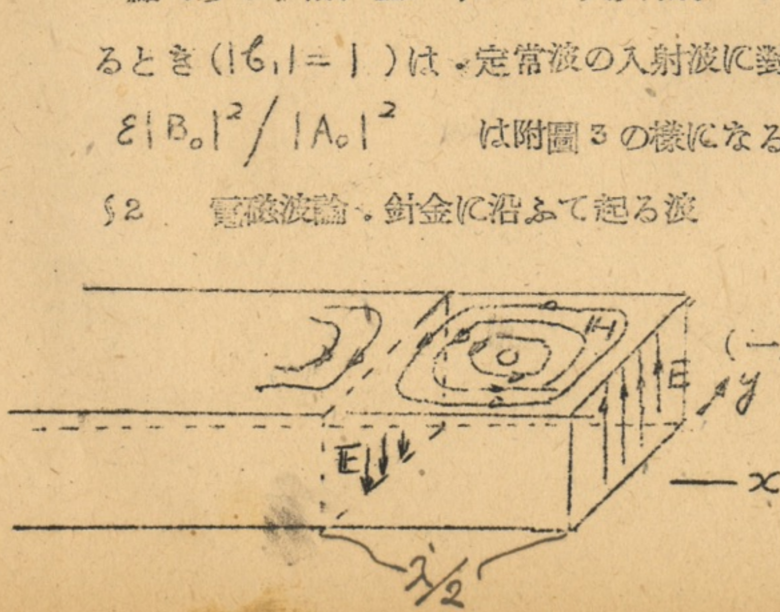
$$A\sin k'\xi = B_0(1+b_1) = B_0\frac{2}{1+\gamma+i\delta}$$

$$= \frac{2}{\sqrt{(1+\varepsilon\gamma)^2+(\varepsilon\delta+\cot k'\xi)^2}}|A_0| \qquad (11)$$

附圖 1〜3には種々の $\varepsilon\gamma$，$\varepsilon\delta$ に對して（9）式の η（10）式の α_0 α_1 を $k\xi$ の函數として畫いた．導波管内の $x>0$ の部分に出來る定常波は $\cos(kx-1/2(\alpha_0-\alpha_1))$ なる振幅を持つが．この $1/2(\alpha_0-\alpha_1)$ は．$k'\xi=\pi, 2\pi\cdots$ 即ち $\xi=\frac{1}{2}\lambda, \lambda'$ ---- の附近で急激に變る．このことは．共軸ケーブルへ波が行かなくなる附近で導波管内の定常波の腹と節の位置に急激な變化が起ることを意味してゐる。

共軸ケーブル内で歸る波 B_1 がない場合（$b_1=0$）には η の形に左右對稱になる。（このことは絃とバネとの結びつきが一點である事情に基づく。）又共軸ケーブル内に純定常波があるとき（$|b_1|=1$）は．定常波の入射波に對するエネルギー比 $\varepsilon|B_0|^2/|A_0|^2$ は附圖3の樣になる

§2 電磁波論．針金に沿ふて起る波



（－x方向へ進む波。H。）

電磁波論に移つて．我々は次の様な近似的な考へを採用する．先づ共軸ケーブル内では．単位長さに對する自己感應係數 L．容量 C を定義することができるが．それを使つて通常次の様な電信方程式が立てられる。

$$
\left.
\begin{aligned}
L\frac{\partial I}{\partial t} + \frac{\partial V}{\partial z} &= 0 \\
\frac{\partial I}{\partial z} + C\frac{\partial V}{\partial t} &= 0
\end{aligned}
\right\} \qquad (1)
$$

I は針金を流れる電流．V は針金上の一點の．壁に對する電位である（軸に垂直に切つた平面内で）。　導波管内に露出した針金の部分に對しては．同じく針金に垂直に切つた二次元の問題として　L．C が定義出來るが．こゝでは入射波が針金に電流を起す外力として働く故方程式は非同次の式になると想像せられる。入射波の電場の針金に沿ふての成分を E_z とすれば．その式は（1）の代りに

$$
\begin{aligned}
L\frac{\partial I}{\partial t} + \frac{\partial V}{\partial z} &= E_z \\
\frac{\partial I}{\partial z} + C\frac{\partial V}{\partial t} &= 0
\end{aligned}
\qquad (2)
$$

となるであらう◎。　この式の嚴密な基礎づけは困難であるが。後に少し立入つた議論を述べる（§4）

◎（2）の第一式は起電力を Potential drop の釣合ひの式。第二式は電荷の保存の式である

（1）と（2）との結びつき。即ち導波管内の針金に沿ふての波と共軸ケーブル内の波との結びつきは I．V が連續であること．或は I，$\frac{1}{C}\frac{\partial I}{\partial z}$ が連續であることによつて行はれるとする（これは一つの近似であるが）．又針金の端が導波管の下底に接して終つてゐる場合にはそこの境界條件を V=0

とし，又針金の端が導波管内で切れて，下底との間に容量的連結がないと考へてよい場合には，その境界條件を $I=0$ とする．之等の條件によつて (1)，(2) の解が完全に定まる．

附圖4には矩形波管中の容量と共軸ケーブル中の容量との比を示してある．この圖は針金が比較的細いといふ條件の下に靜電氣の問題を解いて求めたものである．尚 C と L とは

$$LC=\varepsilon_0\mu_0\,(\text{光速度})^{-2} \qquad (3)$$

の關係に依つて結ばれる．但し ε_0，μ_0 は眞空の誘電率，透磁率である（M．K．S系をとる）

(1)，(2) でVを消去すれば

$$L\frac{\partial^2 I}{\partial t^2}-\frac{1}{C}\frac{\partial^2 I}{\partial z^2}=0 \qquad (4)$$

$$=\dot{E}_z \qquad (5)$$

が得られる．これをバネの振動の式 §1．(2) 或ひは (1) (1)と較べて次の對應がつくことが知られる：

$L - \rho$ （線密度）

$\frac{1}{C} - E$ （彈性常數）

§3　針金を流れる電流の導波管中の波への反作用

導波管中の波に依つて針金に誘起された電流の導波管中の波への反作用は，針金が細く共軸ケーブルに依つて導波管にあけられた孔が小さいといふ條件の下に稍嚴密に扱ふことが出來る

今 $E_z=0$ の波は電流誘起に預からずこの問題に無關係であるから之を捨てて，$H_z=0$ の波に事柄を限るとする

一般に．ヘルツのベクトルΠ．分極ベクトル$\mathbb{P}$を導入して$\mathbb{E}$ $\mathbb{H}$及び

電流・電荷密度$\mathbb{I}$ ρを表せば

$$\left.\begin{aligned} \mathbb{E} &= \mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\Pi - \varepsilon\mu\ddot{\Pi} \\ \mathbb{H} &= \varepsilon\,\mathrm{rot}\,\dot{\Pi} \\ \mathbb{I} = \dot{\mathbb{P}} \quad , \quad \rho &= -\mathrm{div}\,\mathbb{P} \quad (\mathrm{div}\,\mathbb{I} + \dot{\rho} = 0) \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

となり．Πに対する方程式は

$$\varepsilon\mu\ddot{\Pi} + \mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\Pi - \mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\Pi = \frac{1}{\varepsilon}\mathbb{P} \quad (2)$$

である．(1)．(2) が maxwell の全の式にかわる今は $H_z=0$

$\mathbb{P}$はz成分のみのベクトル（0．0．P）であるからΠも亦（0．0．U）として (1)．(2) は次の様になる：

$$\left.\begin{aligned} E_z &= \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} - \varepsilon\mu\ddot{U} & H_z &= 0 \\ E_x &= \frac{\partial^2 U}{\partial x\partial z} & H_x &= \varepsilon\frac{\partial\dot{U}}{\partial y} \\ E_y &= \frac{\partial^2 U}{\partial y\partial z} & H_y &= -\varepsilon\frac{\partial\dot{U}}{\partial x} \\ \dot{I} = \dot{P} \quad \rho &= \frac{\partial P}{\partial z} \quad \left(\frac{\partial I}{\partial z} + \dot{\rho} = 0\right) \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

$$\varepsilon\mu\ddot{U} - \Delta U = \frac{1}{\varepsilon}P \quad (4)$$

電流がない場合（P＝0）には．周知の様に．導波管内の固有波としては (4) の解として

$$U = e^{-i\omega_{\beta\gamma}t \pm i k_{\beta\gamma} x}\sin\beta y\cos\gamma z \quad (5)$$

の形のものが得られる．こゝに導波管のy方向の幅をb．z方向の高さをcとすれば

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{m\pi}{b} & m &= 1, 2, 3 \cdots \\ \gamma &= \frac{n\pi}{c} & n &= 0, 1, 2 \cdots \end{aligned} \quad (6)$$

今問題となるのは基本波 m＝1． n＝0 である．即ち

$$U=e^{-i\omega t\pm ikx}\sin\frac{\pi y}{b}\,(\omega=\omega_{1,0},\ k=k_{1,0}) \quad (7)$$

(4) の解は種々の固有波の重ね合せとして得られるが、其の中で特に

m=1, n=0 の Fourier 成分をUとしてとれば．それが満すべき式はPに對しても同じ Fourier 成分をとつた式

$$\varepsilon\mu\ddot{U}-\Delta U=\frac{1}{\varepsilon}P_{1,0} \quad (8)$$

但し

$$P_{1,0}=\frac{2}{bc}\int_0^b\int_0^c P(x,y,z)\sin\frac{\pi y}{b}\,dy\,dz \quad (9)$$

である．然るに．P(x.y.z)はx.yに關してはδ－函数である（針金のところでのみ0でない，且つそこで大きい値をとる）即ち

$$P(x,y,z)=\delta(x).\delta\left(y-\frac{b}{2}\right)P(z)$$

但し

$$\dot{P}(z)=I(z) \quad (10)$$

依つて Fourier 成分 $P_{1,0}$ は

$$P_{1,0}=\frac{2}{bc}\int_0^c P(z)\,dz\,.\,\delta(x)$$

$$=\frac{2}{b}\,\overline{P(z)}\,.\,\delta(x) \quad (11)$$

となる　こゝに $\overline{P(Z)}$ は　P(Z)の針金に沿ふての平均値である．

(11)を (8)に代入して．これを力學的模型の場合の式(1′)と較べれば．完全な類似が認められる．そこで．(8)式をXについて－0から＋0迄積分すれば．力學的模型の（4）式に相當して

$$-\left\{\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_{+0}-\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_{-0}\right\}=\frac{2}{\varepsilon b}\overline{P(z)}$$

が得られる．時間函数を $e^{-i\omega t}$ としてPの代りにIをとれば（10）により

$$\overline{P(z)}=\frac{\overline{I(z)}}{-i\omega}=\frac{1}{-i\omega c}\int_0^c I(z)\,dz \quad (13)$$

又今の基本波の場合は $E_z = k^2 U$ であるから、(12) は書きなほして

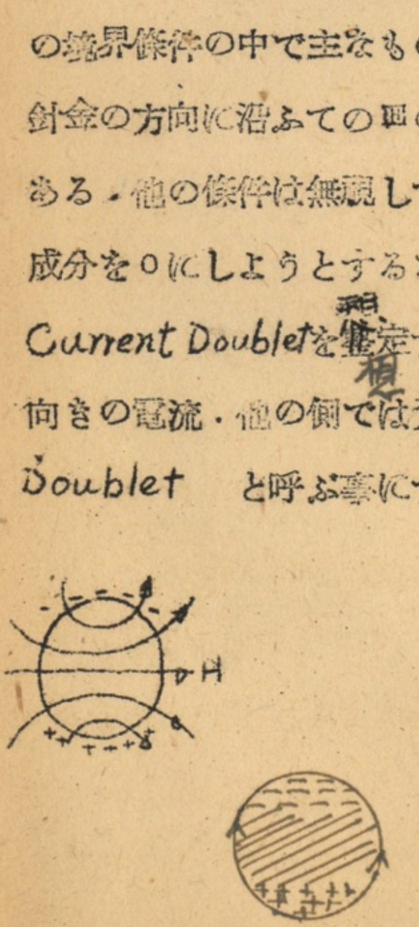
$$-\left(\frac{\partial E_z}{\partial x}\right)_{+0} + \left(\frac{\partial E_z}{\partial x}\right)_{-0} = \frac{k^2}{-i\omega\varepsilon}\frac{a}{b}\overline{I(z)} \qquad (14)$$

となる。前節の (2) を $E_z = (E_z)_0$ として解き、(14) によつて導波管内の解を定めれば、問題の解は全く定まる。

§4. 電信方程式の基礎づけ

元に戻つて §2 (2) を考察する

先づ導波管中に存在する基本波を第一次波と名づけ 針金の周りに生ずる波を第二次波と名づける。この二つは重なり合つて丁度針金の表面で境界條件をみたす樣になるべきである。その境界條件の中で主なものは、針金が細いといふ條件の下には針金の方向に沿ふての E の成分即ち E_z が消えるといふ條件である。他の條件は無視してよい。何故ならば、もしも E の法線成分を 0 にしようとするならば、その爲には針金の中に Current Doublet を想定すればよい（針金の一方の側では正の向きの電流、他の側では負の電流がある樣なものを Current Doublet と呼ぶ事にする）



Current Doublet の電流分布を適當にとれば第一次波の E の法線成分を打消す事は可能である。然るに針金が充分に細ければ、この Doublet が作る場合は、針金から離れた處で

は無視し得る．又$\mathbb{E}$のE_z以外の切線成分を0にするには．針金に charge doublet を想定すればよい．従つて又針金の周に沿ふて流れる電流を想定する事になる．（これはH_zを作る）併しこの影響も．針金が細ければ無視し得る．従つて第二次波の主要部分は針金に沿うてZ方向に流れる全電流I（Z）と結びつく部分であり．そしてそれが一次波のE_zを表面で打消す部分である．電流がZ方向のみにあれば$H_z = 0$の場合のみが問題となるから．この様な仮定の下に以下第二次波の場を検べよう

$H_z = 0$の場合の$\mathbb{E}$．$\mathbb{H}$は§3の（3）によつて與へられる

今

$$-\frac{\partial u}{\partial z} = \Phi, \quad \varepsilon\mu\dot{v} = \Psi \tag{1}$$

と置けば同式は次の様になる：

$$-E_z = \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \dot{\Psi}, \quad H_z = 0 \tag{2}$$

$$E_x = -\frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad \mu H_x = \frac{\partial \Psi}{\partial y}$$

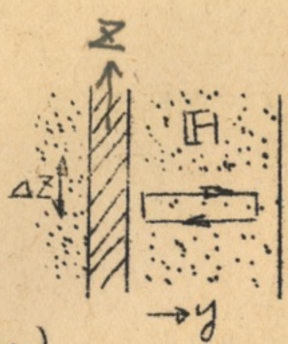
$$E_y = -\frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad \mu H_y = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} \tag{3}$$

〔（3）式は maxwell の式で$H_z = 0$から導かれる式：

$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = 0$ 及び $\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} = 0$の歸結である〕

導波管の壁の上では$\mathbb{E}$の切線成分及び$\mathbb{H}$の法線成分が消えるといふ條件により，そこでは$\Phi = \Psi = 0$と定めることが出來る．針金の表面上ではE_zを除く$\mathbb{E}$の切線成分及び$\mathbb{H}$の法線成分が消えるといふ條件によりΦ Ψ はZのみの函數となる．針金上のΦは（3）により．壁から針金まで單位の電荷を運ぶのに要する仕事

であるから．これを針金上の電位Vであると解釋する．又針金上の Ψ は．針金の單位の長さについての．針金の周を廻る感應束に等しい．何故ならば．今針金を含む一つの斷面をY．Z面として．その斷面で の高さ ΔZ　の閉曲線を針金と壁との間に考へると．それを $-x$ の方向へ通抜ける感應束は次の如くである：



$$\mu\int H\cdot df = \mu\iint(-H_x)\,dy\,dz$$
$$= -\mu\,\Delta z\int H_x\,dy$$
$$= -\Delta z\cdot\int\frac{\partial\Psi}{\partial y}\,dy$$
$$= -\Delta z\cdot(\Psi_{壁} - \Psi_{針金})$$
$$= +\Delta z\cdot\Psi_{針金}$$

そこで今針金に沿ふての電流を $I(Z)$ 電荷密度を $\rho(Z)$ とすると．次の様に置くのが眞實に近いと考へられる：

$$\Phi_{針金} = V = \frac{\rho}{c} \qquad \Psi_{針金} = LI \qquad (4)$$

C．Lは單位長についての容量及び自己感應係數である．斯くの如くに置けば．(2) 式を針金の表面に當嵌めて

$$L\dot{I} + \frac{\partial V}{\partial z} = -E_z \qquad (5)$$

となる．この E_z は第二次波の E_z で．これは第一次波の E_z と針金の表面で打消すべきものであるから．第一次波の E　をとれば右邊の符號を變へて

$$L\dot{I} + \frac{\partial V}{\partial z} = E_z \qquad (6)$$

となる．次に (1) より Ψ を消去して

$$\frac{\partial \Psi}{\partial z} + \varepsilon\mu\dot{\Phi} = 0 \qquad (7)$$

之を針金の表面に當はめて

$$L\frac{\partial I}{\partial z} + \varepsilon\mu\dot{V} = 0 \qquad (8)$$

$\varepsilon\mu = LC$により

$$\frac{\partial I}{\partial z} + C\dot{V} = 0 \qquad (9)$$

(6).(9) は§2 の (2) に外ならない. 尚(9) は$V=\rho/C$

によつて書き變へれば「連續の式」

$$\frac{\partial I}{\partial z} + \dot{\rho} = 0 \qquad (10)$$

である

結局. 我々の理論の近似性は (4) の置き方にある. 但し(4)

の二式の中. 何れか一方は他方から導かれるから (それは上の計算

で明らかであらう) 從つて兩者が獨立な近似性を持つわけではない

以下 (4) の置き方について檢討を行ふ. 針金と壁との間の空間で

はΦ, Ψ がみたすべき式は. 先づ (1) により U と同じ波動方程式

$$\varepsilon\mu\ddot{\Phi} - \Delta\Phi = 0, \quad \varepsilon\mu\ddot{\Psi} - \Delta\Psi = 0 \qquad (11)$$

である. 次に(2) 及び (7) :

$$\dot{\Psi} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} = -E_z$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial z} + \varepsilon\mu\dot{\Phi} = 0$$

である. 從つてこの二式より

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon\mu\ddot{\Phi} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} &= \frac{\partial E_z}{\partial z} \\ \varepsilon\mu\ddot{\Psi} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} &= -\varepsilon\mu\dot{E}_z \end{aligned}\right\} \qquad (12)$$

之を（11）と合せて

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2}=\frac{\partial E_z}{\partial z}$$

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2}=-\varepsilon\mu\dot{E}_z$$

が導かれる

もしも $\frac{\partial E_z}{\partial z}$ が無視されゝば（13）の第一式は二次元の Laplace の式になり．（4）の第一式は正確な式となる．一次波については $\frac{\partial E_z}{\partial z}$ は０であるが．今考へる二次波についてはこれは単に針金の表面上で０であつて．その外では０ではない．併し針金が充分に細ければ E_z は針金が離れると共に速かに消えるであらうから．結局 $\frac{\partial E_z}{\partial z}$ は到るところで余り大きな値にならないであらう．そうすれば $V=\rho/c$ が尚正しく成立する

又考え方を改めて電流 I と Ψ との関係の方から入れば．先づ針金上の電流の表面密度はその場所の $-\frac{1}{\mu}\frac{\partial\Psi}{\partial r}$ に等しい．従つて全電流は之に針金の周長 $2\pi r_0$（r_0 は針金の半径）をかけて

$$I=\frac{2\pi r_0}{\mu}\frac{\partial\Psi}{\partial r}$$

である．故に $\Psi=LI$ の要求は

$$\Psi=-\frac{2\pi r_0}{\mu}L\frac{\partial\Psi}{\partial r} \qquad (14)$$

なる境界條件を針金上で要求することに等しい．併し少し考察すれば分る様に．これをみたす解の外に．尚針金上で $\Psi=\Phi=0$（従つて $E_z=0$）となる解があつてそれがこの解に加はつて．針金の周の二次波を作つてゐる．（共軸ケーブル内の自由波としては．それは遮断周波数を有する型の波である．導波管内でも壁が圓でないと

いふ以外は全く同じである） 二次波の中で基本波型の（14）の條件をみたすものが主であると考へれば —— 即ち針金表面で $\Phi = \Phi = 0$ となる波は針金から充分離れた處で始めて振幅が大くなるが．二次波の大部分は針金の附近に集中してゐるから結局この様な波の振幅は至る處余り大きくはならないで終ると考へられる —— やはり $\Phi = LI$ の假定が略正しく成立する．

以上は甚だ大雑把な直觀に基づく議論であつて．この點に關しては尚理論の精密化．及び理論と實驗との比較を行つて檢討することが必要である．併し實際の現象の凡その様子は．既に力學的模型に依つても説明されることから考へて．こゝに展開した理論は大体正しい方向に向つてゐるものと考へられる