

## 第2章 トランスフォーマーの基礎

### 2-1 インダクタンスの基礎

#### (a) 無限長ソレノイド

図 2-1 で  $l \rightarrow \infty$  の場合を無限長ソレノイドと云う。ソレノイド内部の比透磁率を  $\mu$  とするとコイル内の磁束密度は

$$B = \mu_0 \mu n I \quad (2.1.1)$$

となる。コイル内の磁束は

$$\Phi = \mu_0 \mu n S I \quad (2.1.2)$$

で与えられ、コイル  $N$  ターン当たり発生する電圧は

$$V = N \frac{d\Phi}{dt} = \mu_0 \mu n N S \frac{dI}{dt} \quad (2.1.3)$$

となる。ここでインダクタンスの定義

$$V = L \frac{dI}{dt} \quad (2.1.4)$$

より、 $N$  ターン当たりのインダクタンスは、 $\ell = N/n$  を  $N$  ターンに対応する部分の長さとして

$$L = \mu_0 \mu n N S = \mu_0 \mu \frac{N^2 S}{\ell} \quad (2.1.5)$$

となる。

#### (b) 有限長ソレノイド

図 2-1 で  $l$  が有限の場合、磁束が外部に漏れるためインダクタンスは (2.1.5) 式より減少する。補正係数を  $K$  として

$$L = K \mu_0 \mu \frac{N^2 S}{\ell} \quad (2.1.6)$$

と書くと、 $K (< 1)$  は  $a/l$  の関数である (図 2-2)。ここで  $N = n\ell$  はコイルの全巻数、 $K$  は長岡係数と呼ばれる。 $a/l \rightarrow 0$  では  $K \rightarrow 1$  であり、無限長ソレノイドに一致する。 $a/l$  が大きくなるとともに  $K$  は小さくなり、

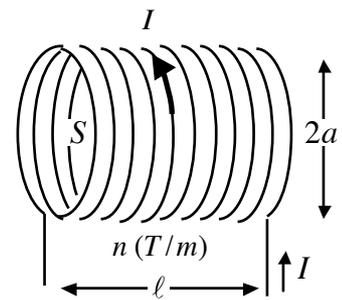


図 2-1 ソレノイドコイル

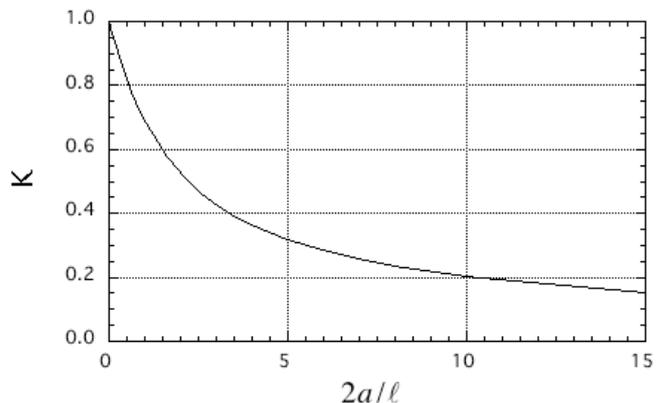


図 2-2 長岡係数

$l > 0.8a$ の場合、 $L$ は

$$L \cong K\mu_0\mu \frac{N^2 S}{l + 0.9a} \quad (2.1.7)$$

と近似できる。

(c) トロイダルコイル

図 2-3 のようにトロイダルコアに様にコイルを巻いた場合、コア中の磁束密度は

$$B = \mu_0\mu \frac{NI}{2\pi r} \quad (2.1.8)$$

で与えられる。ここで  $r$  はコアの磁気的な平均半径であり、 $2\pi r$  を磁路長と云う。これよりインダクタンスは

$$L = \mu_0\mu \frac{N^2 S}{2\pi r} \quad (2.1.9)$$

となる。 $S = ab$  はコア断面積である。

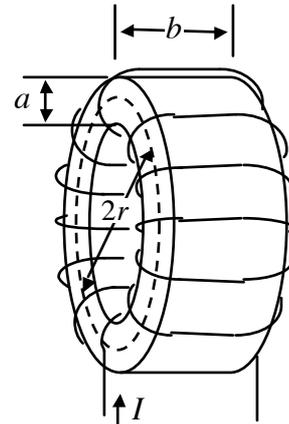


図 2-3 トロイダルコイル

(d) コアの性質

交流理論における複素表示では透磁率は

$$\mu = \mu' - j\mu'' \quad (2.1.10)$$

と書かれる。コイルのコア材の透磁率を  $\mu$  とすると、 $L \propto \mu$  であることからインダクタンスも複素数となり

$$L = L_0(1 - j\tan\delta) \quad (2.1.11)$$

$$\tan\delta = \mu'' / \mu' \quad (2.1.12)$$

と書ける (図 2-4(a))。インダクタンスを流れる電流で発生する電圧は

$$V = j\omega LI \quad (2.1.13)$$

であるから、コイルのインピーダンスは

$$Z = j\omega L = j\omega L_0 + \omega L_0 \tan\delta \quad (2.1.14)$$

となる。即ち複素インダクタンスのインピーダンスは、インダクタンス  $L_0$  によるリアクタンスと、 $\omega L_0 \tan\delta$  なる抵抗の直列インピーダンスになる (図 2-4(b))。

複素インダクタンスのパワー損失は

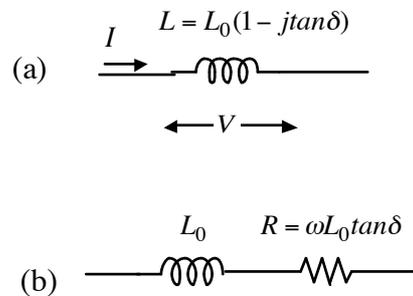


図 2-4 (a) 損失のあるインダクタンス。(b)等価回路。

$$P = \frac{1}{2}(VI^* + V^*I) = \frac{|V|^2 \tan \delta}{\omega L_0(1 + \tan \delta)} \quad (2.1.15)$$

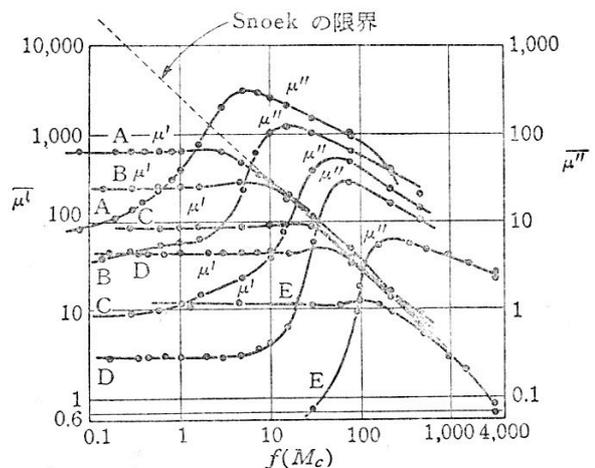
で与えられ、損失率が十分小さい  $\tan \delta \ll 1$  場合には

$$P = \frac{|V|^2}{\omega L_0} \tan \delta \quad (2.1.16)$$

となり、 $\tan \delta$  に比例する。このパワー損失は熱となって失われる。

電子回路部品として多用されるフェライトコアの透磁率の周波数特性は、図 2-5 のように直流からあるカットオフ周波数まで一定で、カットオフ以上の周波数では周波数に逆比例して減少する。カットオフ

周波数はフェライトの自然共鳴周波数である。 $\mu'$  は共鳴周波数以上では Snoek の限界線と呼ばれる限界に漸近し、 $\mu''$  は共鳴周波数で最大となる。一般的なフェライト材質としては Mn-Zn 系と Ni-Zn 系があり、同じ材質系に属するフェライトは同じ限界線で制限される。なお、Ni-Zn 系フェライトは  $\mu''$  が小さく、高周波用途に適している。一般に透磁率を云う場合は、自然共鳴周波数以下の領域における  $\mu'$  を意味し、共鳴周波数以上では同じ特性となるので、使用時には注意する必要がある。



Ni-Zn 系フェライトの透磁率の周波数特性 (組成(モル比) NiO : ZnO = 17.5 : 33.2 (A), 24.9 : 24.9 (B), 31.7 : 16.5 (C), 39.0 : 9.4 (D), 48.2 : 0.7 (E), 残 Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) (Snoek)

図 2-5 フェライト透磁率の特性  
(近角聡信「強磁性体の物理」  
裳華房より)

## 2-2 トランスの基本方程式

### 2-2-1 インダクタンスの定義

図 2-6 のように閉曲線 C を流れる電流を  $I$  とし、 $I$  によって発生する磁束の内、閉曲線の張る面  $S$  を貫通する磁束を  $\Phi$  とする。 $\Phi$  は  $I$  に比例するので

$$\Phi = LI$$

と書け、比例係数  $L$  をこの電流路の

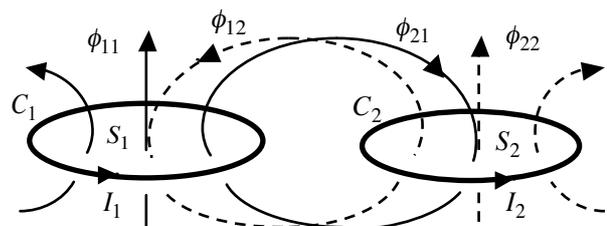


図 2-6 インダクタンスの定義

自己インダクタンスと定義する。次に図 2-6 のような二つの閉曲線  $C_1$ 、 $C_2$  からなる電流路を考え、 $C_1$ 、 $C_2$  の張る面をそれぞれ  $S_1$ 、 $S_2$ 、各々の電流路を流れる電流を  $I_1$ 、 $I_2$  とする。 $I_1$  が発生する磁束の内  $S_1$  を貫通する磁束を  $\phi_{11}$ 、 $S_2$  を貫通する磁束を  $\phi_{21}$  とする。同様に  $I_2$  が発生する磁束の内  $S_2$  を貫通する磁束を  $\phi_{22}$ 、 $S_1$  を貫通する磁束を  $\phi_{12}$  とすると、 $S_1$  及び  $S_2$  を貫通する全磁束はそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} \Phi_1 &= \phi_{11} + \phi_{12} \\ \Phi_2 &= \phi_{21} + \phi_{22} \end{aligned} \right\} \quad (2.2.1)$$

となる。ここで  $\phi_{11}$ 、 $\phi_{21}$  は  $I_1$  による磁束、 $\phi_{12}$ 、 $\phi_{22}$  は  $I_2$  による磁束であるので

$$\left. \begin{aligned} \phi_{11} &= L_1 I_1, & \phi_{12} &= M_{12} I_2 \\ \phi_{21} &= M_{21} I_1, & \phi_{22} &= L_2 I_2 \end{aligned} \right\} \quad (2.2.2)$$

と書ける。ここで係数  $L_1$ 、 $L_2$  をそれぞれ電流路  $C_1$ 、 $C_2$  の自己インダクタンス、 $M_{12}$ 、 $M_{21}$  を相互インダクタンスと云う。また、ノイマンの定理により

$$M_{12} = M_{21} = M \quad (2.2.3)$$

である。従って

$$\left. \begin{aligned} \Phi_1 &= L_1 I_1 + M I_2 \\ \Phi_2 &= M I_1 + L_2 I_2 \end{aligned} \right\} \quad (2.2.4)$$

となる。 $\text{rot} \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t$  より、それぞれ  $C_1$ 、 $C_2$  一周に発生する電圧は

$$V_1 = \frac{\partial \Phi_1}{\partial t}, \quad V_2 = \frac{\partial \Phi_2}{\partial t} \quad (2.2.5)$$

であるから、 $I_1 \propto e^{j\omega t}$ 、 $I_2 \propto e^{j\omega t}$  とすれば

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= j\omega L_1 I_1 + j\omega M I_2 \\ V_2 &= j\omega M I_1 + j\omega L_2 I_2 \end{aligned} \right\} \quad (2.2.6)$$

を得る。更に、閉じた電流路が  $n$  個存在する場合には

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \\ \vdots \\ V_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j\omega L_1 & j\omega M_{12} & \cdots & j\omega M_{1n} \\ j\omega M_{21} & j\omega L_2 & \cdots & j\omega M_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ j\omega M_{n1} & j\omega M_{n2} & \cdots & j\omega L_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_n \end{pmatrix} \quad (2.2.7)$$

となる。ここで  $M_{ik} = M_{ki}$  である。

## 2-2-2 基本方程式

図 2-7 のように 2 個のコイルが結合している場合を考えると、入出力の関係は(2.2.6) 式で与えられ、インピーダンス行列により

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j\omega L_1 & j\omega M \\ j\omega M & j\omega L_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} \quad (2.2.8)$$

と書くことができる。ここで  $L_1$ 、 $L_2$  はそれぞれ 1 次巻線及び 2 次巻線の自己インダクタンス (self-inductance)、 $M$  は相互インダクタンス (mutual inductance) である。 $M$  は

$$M = k\sqrt{L_1 L_2} \quad (2.2.9)$$

と書くことができ、 $k$  ( $k < 1$ ) を結合係数と云い、 $k \approx 1$  なる場合を密結合トランス、 $k \ll 1$  の場合を疎結合トランスと云う。また等価回路においては通常、図の向きに電流を流したとき、1 次コイル、2 次コイルの発生する磁束が同じ向きになる巻線の方法を ● 印で示す。

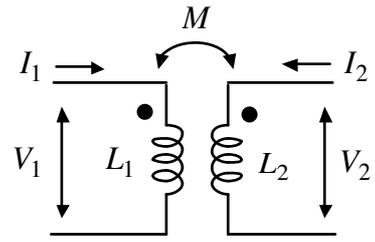


図 2-7 トランス

### 2-3 等価回路

トランスを等価な四端子回路で表現することを考える。(2.2.8)式よりトランスのインピーダンス行列は、

$$\begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j\omega L_1 & j\omega M \\ j\omega M & j\omega L_2 \end{pmatrix} \quad (2.3.1)$$

で与えられる。これを図 2-8 に示す T 型四端子回路で表現することを考える。T 型四端子回路のインピーダンス行列は

$$\begin{pmatrix} Z'_{11} & Z'_{12} \\ Z'_{21} & Z'_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_1 + Z_3 & Z_3 \\ Z_3 & Z_2 + Z_3 \end{pmatrix} \quad (2.3.2)$$

で与えられる。四端子パラメーターが等しい二つの回路は等価であることから

$$\left. \begin{aligned} Z_1 &= j\omega(L_1 - M) \\ Z_2 &= j\omega(L_2 - M) \\ Z_3 &= j\omega M \end{aligned} \right\} \quad (2.3.3)$$

とすると

$$\begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z'_{11} & Z'_{12} \\ Z'_{21} & Z'_{22} \end{pmatrix} \quad (2.3.4)$$

となり、図 2-7 のトランスと図 2-8 の四端子回路は等価となる。これが T 型四端子回路によるトランスの表現である。

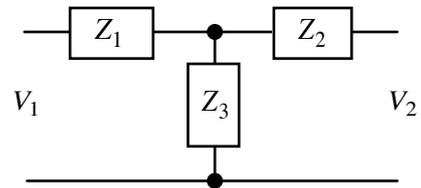


図 2-8 T 型四端子回路

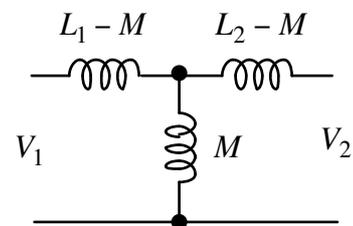


図 2-9 T 型四端子回路によるトランスの等価回路

図 2-9 の等価回路より相互インダクタンスは以下のようにして測定できることが分かる。図 2-10 (a) のように、1 次コイルと 2 次コイルのグラウンド側を共通にして、コンデンサー  $C$  を介してグラウンドすると、等価回路は (b) のようになる。従って  $M$  と  $C$  の直列インピーダンス

$$Z = j\omega M + 1/j\omega C \quad (2.3.5)$$

がゼロになる周波数、即ち出力が  $V_2 = 0$  となる周波数

$$\omega = 1/\sqrt{MC} \quad (2.3.6)$$

を見つけることで  $M$  を知ることができる。

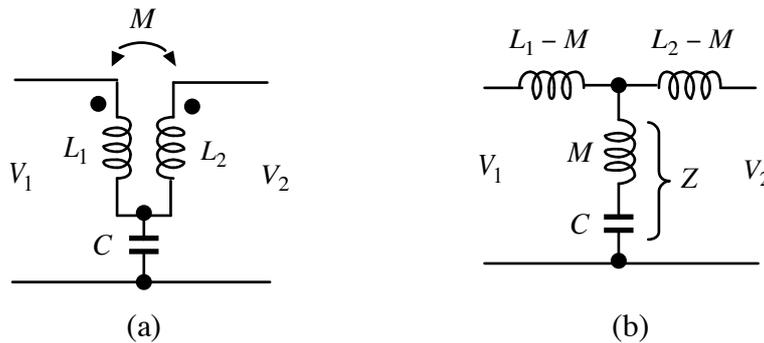


図 2-10 相互インダクタンスの測定法

## 2-4 理想トランス

(2.2.8)式に四端子行列の変換則 (1.4.19)式を適用することにより、トランスの基本行列は

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} L_1/M & j\omega(L_1L_2 - M^2)/M \\ 1/j\omega M & L_2/M \end{pmatrix} \quad (2.4.1)$$

であることが分かる。ここで

$$L_2/L_1 = n^2, \quad M = k\sqrt{L_1L_2} \quad (2.4.2)$$

と置くと、 $k \rightarrow 1$ 、 $M \rightarrow \infty$ の極限では

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \xrightarrow{k \rightarrow 1} \begin{pmatrix} 1/n & 0 \\ 1/j\omega M & n \end{pmatrix} \xrightarrow{M \rightarrow \infty} \begin{pmatrix} 1/n & 0 \\ 0 & n \end{pmatrix}$$

となる。 $n$ は1次コイルと2次コイルの巻数の比であり、 $k$ は結合係数と呼ばれる。

$M \rightarrow \infty$ は $L_1$ 、 $L_2$ が無敵大であることを意味する。そこで基本行列が

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/n & 0 \\ 0 & n \end{pmatrix} \quad (2.4.3)$$

なるトランスを理想トランスと定義する。理想トランスでは

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ I_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/n & 0 \\ 0 & n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_2 \\ -I_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_2/n \\ -nI_2 \end{pmatrix} \quad (2.4.4)$$

より

$$V_2 = nV_1, \quad I_2 = -I_1/n \quad (2.4.5)$$

即ち、電圧は  $n$  倍、電流は  $1/n$  になることになる。従って次の対応が成立する。

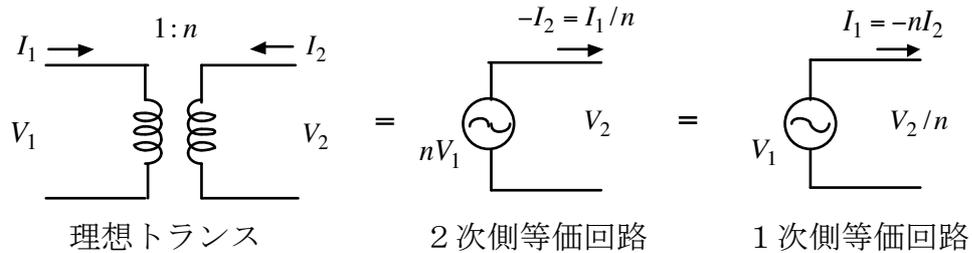


図 2-11 理想トランスの等価回路

## 2-5 リークインダクタンス

トランスの基本行列 ((2.4.1)式) は理想トランスの基本行列及び (1.4.15)、(1.4.17) 式を用いて次のように書き直すことができる。

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 + Z_1/Z_2 & Z_1 \\ 1/Z_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1/n & 0 \\ 0 & n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & Z_3 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.5.1)$$

ここで

$$Z_1 = j\omega(1-k)L_1, \quad Z_2 = j\omega kL_1, \quad Z_3 = j\omega(1-k)L_2 \quad (2.5.2)$$

である。これより、この等価回路は図 2-11 のようになり、図 2-7 は図 2-11 と等価である。ここで  $(1-k)L_1$  及び  $(1-k)L_2$  を漏れインダクタンス (leakage inductance) と云う。  $k=1$  ではリークインダクタンスはない。また、  $kL_1$  を励磁インダクタンスとも云う。  $(1-k)L_1$  及び  $(1-k)L_2$  は信号に対して直列のインダクタンスであるので、負荷容量や巻線間の浮遊容量によって高い周波数の成分を減衰させ、トランスの高域特性を劣化させる。

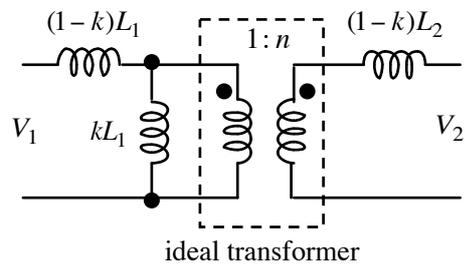


図 2-11 トランスの等価回路

ここでトランス回路の入力インピーダンス  $Z$  を考える。負荷に  $Z_L$  なるインピーダンスが接続されている場合、図 2-9 より

$$Z = j\omega(L_1 - M) + \frac{1}{\frac{1}{j\omega M} + \frac{1}{j\omega(L_2 - M) + Z_L}}$$

従って

$$Z = j\omega L_1 + \frac{\omega^2 M^2}{Z_L + j\omega L_2} \quad (2.5.3)$$

$k=1$ の場合は

$$Z = \frac{1}{1/j\omega L_1 + n^2/Z_L} \quad (2.5.4)$$

即ち、 $L_1$ と $Z_L/n^2$ の並列インピーダンスとなる。

## 2-6 理想トランスによるトランスの表現

まず理想トランスによるインピーダンス変換を考える。図 2-12 の(a)のように、1次側にインピーダンス $Z_1$ が直列に挿入されているときの基本行列は

$$\begin{pmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & Z_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1/n & 0 \\ 0 & n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/n & nZ_1 \\ 0 & n \end{pmatrix} \quad (2.6.1)$$

また、(b)のように出力に直列にインピーダンス $Z_2$ が挿入されている場合の基本行列は

$$\begin{pmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/n & 0 \\ 0 & n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & Z_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/n & Z_2/n \\ 0 & n \end{pmatrix} \quad (2.6.2)$$

従って $nZ_1 = Z_2/n$ 即ち

$$Z_2 = n^2 Z_1 \quad (2.6.3)$$

であれば(a)と(b)は等価になる。

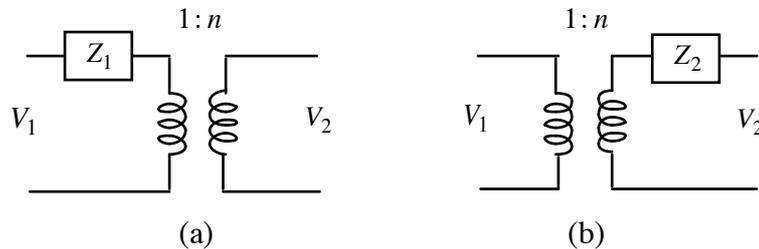


図 2-12 理想トランスによるインピーダンス変換（直列の場合）

図 2-13(a)、(b) のようにインピーダンスが並列に接続されている場合も

$$\begin{pmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 1/Z_1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1/n & 0 \\ 0 & n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/n & 0 \\ 1/nZ_1 & n \end{pmatrix} \quad (2.6.4)$$

$$\begin{pmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/n & 0 \\ 0 & n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 1/Z_2 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/n & 0 \\ 1/nZ_2 & n \end{pmatrix} \quad (2.6.5)$$

より  $Z_2 = n^2 Z_1$  であれば(a)と(b)は等価になる。

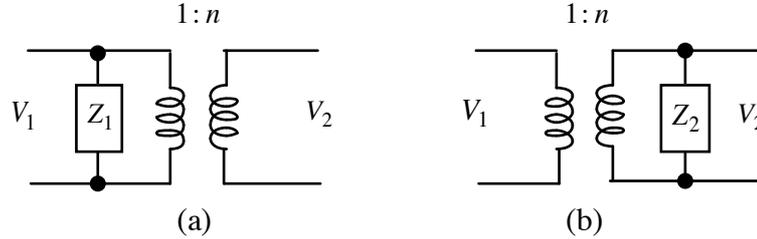


図 2-13 理想トランスによるインピーダンス変換（並列の場合）

以上より、1次側のインピーダンスは直列、並列に関わらず  $n^2$  倍されて2次側に変換されることが分かる。

これで準備が整ったので、理想トランスを用いてトランスを表現してみよう。実際のトランスは図 2-11 にトランスの巻線やコア損失による抵抗成分を考慮して、図 2-14 のように書けるものとする。

インピーダンス変換則により1次側のインピーダンスを2次側に変換することで、図 2-14 は図 2-15 のように書き直すことができる。同様にインピーダンスを1次側に換算すると、図 2-16 の等価回路が成立する。

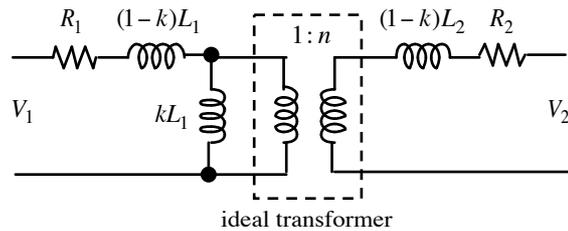


図 2-14 トランスの等価回路

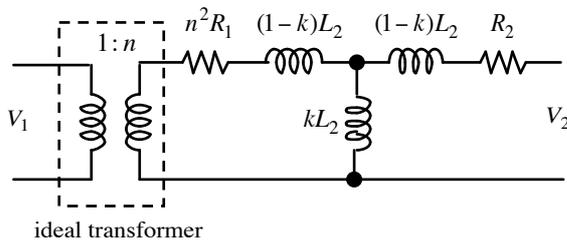


図 2-15 全てのインピーダンスを2次側に換算した等価回路

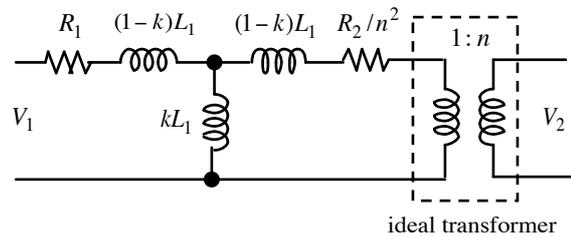


図 2-16 全てのインピーダンスを1次側に換算した等価回路

従って、2次側から見たトランスの等価回路は図 2-17 となり、1次側から見た等価回路は図 2-18 となる。図 2-17、2-18 は実際の回路計算に便利である。

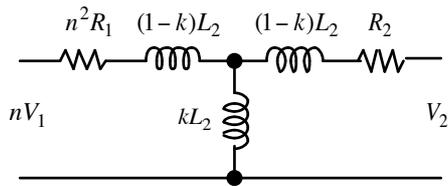


図 2-17 2次側から見た等価回路

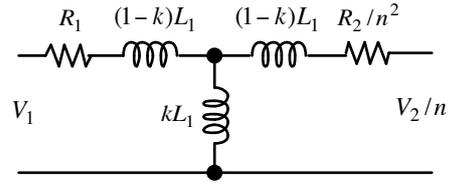


図 2-18 1次側から見た等価回路

## 2-7 周波数特性関数

図 2-19 のように、2次側に負荷インピーダンス  $Z$  を接続した場合のトランスの周波数特性関数を導く。抵抗成分  $R_1$ 、 $R_2$  を無視すると、図 2-17 より図 2-19 は図 2-20 のように書き直せる。これより

$$\begin{aligned}
 V_2 &= \frac{1}{j\omega k L_2 + 1/\{Z + j\omega(1-k)L_2\}} \cdot \frac{Z}{Z + j\omega(1-k)L_2} nV_1 \\
 &= \frac{nk}{1 + j\omega(1-k^2)L_2/Z} V_1 \tag{2.7.1}
 \end{aligned}$$

従って周波数特性関数  $G(j\omega) = V_2/V_1$  は

$$G(j\omega) = \frac{nk}{1 + j\omega(1-k^2)L_2/Z} \tag{2.7.2}$$

となる。

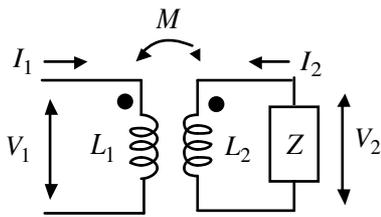


図 2-19 負荷を接続したトランス

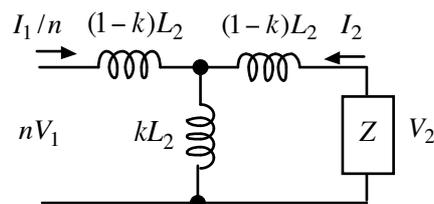


図 2-20 等価回路

次にリーケージインダクタンスによる周波数特性関数の高域特性の劣化を見てみる。図 2-21 のように負荷インピーダンス  $Z$  が抵抗  $R$  の場合(2.7.2)式の  $G(j\omega)$  は

$$\omega_0 = \frac{R}{(1-k^2)L_2} \tag{2.7.3}$$

をカットオフ周波数とする1次のLPFと同じ特性となる。従って  $k < 1$  のときはリーケージインダクタンスのために  $\omega > \omega_0$  では  $1/\omega$  に比例して  $|G(j\omega)|$  が減少する。

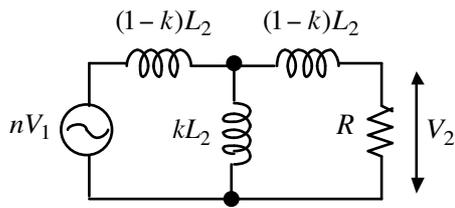


図 2-21 負荷が抵抗  $R$  の場合

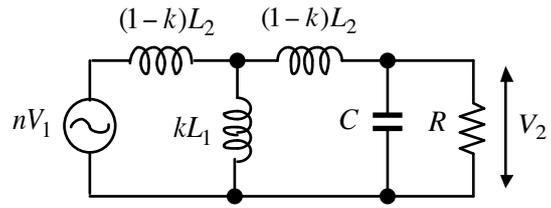


図 2-22 負荷が  $R$  と  $C$  並列の場合

図 2-22 のように負荷が抵抗  $R$  と容量  $C$  の並列インピーダンス

$$Z = \frac{R}{1 + j\omega CR} \quad (2.7.4)$$

の場合はリーケージインダクタンスと負荷容量  $C$  の共振により、2 次の LPF と同じ特性

$$G(j\omega) = \frac{nk}{1 + j\omega/Q\omega_0 - \omega^2/\omega_0^2} \quad (2.7.5)$$

$$\omega_0^2 = \frac{1}{(1-k^2)L_2C}, \quad Q = R\sqrt{\frac{C}{(1-k^2)L_2}}$$

となり、 $\omega > \omega_0$  では  $1/\omega^2$  に比例して  $|G(j\omega)|$  が減少する。また  $Q > 1/\sqrt{2}$  では  $\omega = \omega_0$  にピークを生ずる。

電子や陽子等の荷電粒子の加速に用いられる加速器における、荷電粒子ビーム電流の計測にはトランスの原理による電流トランスがよく用いられる。図 2-22 のようにトロイダルコアに巻数  $N_2$  の巻線を施し、コアの中心に電流  $I_1$  を通す。  $I_1$  を 1 次コイルとすると

$$\left. \begin{aligned} V_2 &= j\omega MI_1 + j\omega L_2 I_2 \\ I_2 &= -V_2/Z \end{aligned} \right\} \quad (2.7.6)$$

より

$$\begin{aligned} V_2 &= \frac{j\omega M}{1 + j\omega L_2/Z} I_1 \\ &= \frac{j\omega L_2/Z}{1 + j\omega L_2/Z} \frac{kZI_1}{n} \end{aligned} \quad (2.7.7)$$

となり、出力電圧  $V_2$  は 1 次電流に比例する。

ここで

$$n = \sqrt{L_2/L_1} \quad (2.7.8)$$

である。  $n$  を知るためには、  $I_1$  が作るループのインダクタンスを知る必要があるが、

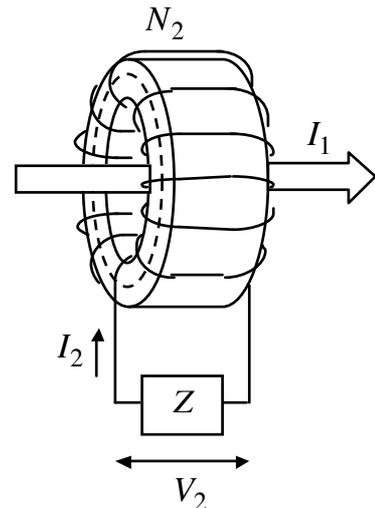


図 2-22 電流トランス

どのように考えるべきであろうか。そこで電磁誘導の基礎に戻って考えることにする。 $\text{rot}\mathbf{H} = \mathbf{i}$ をコアの磁路長一周について線積分することで

$$\oint \mathbf{H}d\ell = I_1 + N_2 I_2 \quad (2.7.9)$$

となる。 $\mathbf{H}$ はコア中に発生している磁場である。コイルはコア一周に渡って一様に巻いてあって、コア内の磁束は周方向に一様であるものと仮定すると、 $Z = R$ として上式に $V_2 = -RI_2$ を代入すると

$$B = \frac{\mu_0 \mu}{2\pi r} \left( I_1 - \frac{N_2}{R} V_2 \right) \quad (2.7.10)$$

となる。ここでコアの断面積を $S$ 、コア中の磁束を $\phi = BS$ 、2次コイルの巻数を $N_2$ とすると $V_2 = N_2 d\phi/dt$ であるから

$$V_2 = \mu_0 \mu \frac{N_2 S}{2\pi r} \left( \frac{dI_1}{dt} - \frac{N_2}{R} \frac{dV_2}{dt} \right) \quad (2.7.11)$$

を得る。ここで $V, I \propto e^{j\omega t}$ とすれば

$$V_2 = \frac{j\omega L_2 / R}{1 + j\omega L_2 / R} \frac{RI_1}{N_2} \quad (2.7.12)$$

となる。これより(2.7.7)式で $n = N_2$ 、 $k = 1$ とすれば良いことになる。即ち図 2-22 の電流トランスは、 $I_1$ をワンターンの1次コイル電流とする $1:N_2$ の密結合トランスと考えられる。負荷 $Z$ を抵抗 $R$ と容量 $C$ の並列インピーダンスであるものとする、 $V_2$ の周波数特性は

$$\left. \begin{aligned} V_2 &= \frac{j\omega/Q\omega_0}{1 + j\omega/Q\omega_0 - \omega^2/\omega_0^2} \frac{RI_1}{N_2} \\ \omega_0 &= 1/\sqrt{L_2 C}, \quad Q = R\sqrt{C/L_2} \end{aligned} \right\} \quad (2.7.13)$$

となる。即ち、 $RI_1/N_2$ を入力と考えたときの周波数特性関数は(1.3.6)式の2次のBPFと同じ特性となり、 $Q \ll 1$ の場合は(1.3.7)式より低域及び高域カットオフ周波数は

$$\omega_1 = \omega_0 Q = R/L_2, \quad \omega_2 = \omega_0 / Q = 1/CR \quad (2.7.14)$$

で与えられ、周波数特性は図 2-23 のようになる。

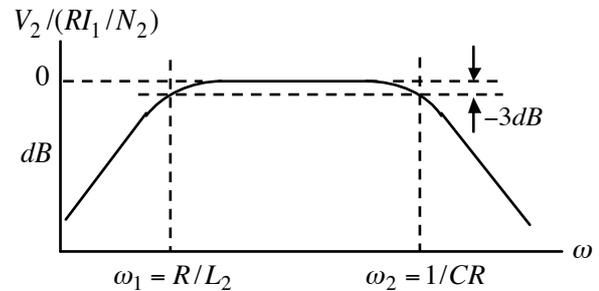


図 2-23 電流トランスの周波数特性