

# 全回路欧姆定律微分形式及 对网络单回路应用

陈桑年 陈洁

(华侨大学)(冶金部建筑研究总院)

**摘要** 本文把广义欧姆定律的微分形式推广成为全回路的欧姆定律的微分形式,应用于包含互感的RLC网络中的一个闭合回路,得出积分形式的基尔霍夫第二定律,且导出四个复阻抗的统一表达式和一个积分形式的电容特性公式,文中还举例计算了互感元件的复阻抗率及其复阻抗。

**关键词** 全回路,欧姆定律,微分形式,应用

## 0 引言

文〔1〕,〔2〕从场论中二个守恒定律出发并结合考虑网络结构的几何性质,分别对直流的电阻网络和交流的包含互感的RLC网络导出了它们的积分形式的基尔霍夫定律以及三个基本矩阵方程,证明了不用拓扑学而用场论概念也可以完全和更好地表述基尔霍夫定律,从而初步建立了线性网络的现代场论。

然而,在文〔2〕中由二个守恒定律对网络联立求解而得到下式

$$\sum_{e=1}^P \mathbf{J}_e^* (\int \mathbf{K}_e \cdot d\mathbf{l}_e - \int \rho_e \mathbf{J}_e \cdot d\mathbf{l}_e) - \sum_{\substack{e=1 \\ (e \neq q)}}^P \int \rho_e^{(M)} \mathbf{J}_e \cdot d\mathbf{l}_e = 0 \quad (1)$$

后,只概略地说:利用文〔1〕的命题和推导方法,经运算上式可表达成

$$\oint_{l_k} \mathbf{K} \cdot d\mathbf{l} = \oint_{l_k} \rho \mathbf{J} \cdot d\mathbf{l} + \sum_{l=1}^{m+k'} \sum_{\substack{e=1 \\ (e \neq l)}}^P \int_{l_e} \rho_e^{(M)} \mathbf{J}_e \cdot d\mathbf{l}_e, \quad (k' = q, q+1, \dots, p), \quad (2)$$

但是文〔1〕在推导过程用到了稳恒电流的条件

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = 0,$$

可是此条件对文〔2〕已不再成立。因此,为补充文〔2〕这部分内容,本文现在提供由式

本文 1990-02-21收到。

(1)到式(2)的严格证明.

## 1 全回路欧姆定律的微分形式

已知对于电容器外电路,有广义欧姆定律的微分形式<sup>[3]</sup>,它的复式是

$$\hat{J}(x, t) = \frac{1}{\rho^{(R)}(x)} [\hat{E}(x, t) + \hat{K}(x, t)], \quad (3)$$

式中变量  $x$  只代表电容器的外电路区域.当电容器接在角频率为  $\omega$  的正弦稳态电路上时,电容器内有电场强度

$$\hat{E}(y, t) = E(y)e^{i(\omega t + \theta)}$$

作周期性的变化,因而在电容器内电路各点上都激起位移电流密度为

$$\hat{J}^D(y, t) = \frac{1}{\rho_b^{(C)}(y)} \hat{E}(y, t), \quad (4)$$

式中称电容复阻抗率为

$$\rho_b^{(C)}(y) = \frac{1}{i\omega C}, \quad (5)$$

上二式变量  $y$  只代表电容器的内电路区域.显然,把式(4)与式(3)对比,可称式(4)为位移电流的欧姆定律的微分形式.

现在引入另一变量  $z$

$$z = x\delta_{zx} + y\delta_{zy}$$

它由二个变量不同的Kronecker符号

$$\delta_{zx} = \begin{cases} 1(z=x) \\ 0(z \neq x) \end{cases}, \quad \delta_{zy} = \begin{cases} 1(z=y) \\ 0(z \neq y) \end{cases}$$

所组成.由于变量  $z$  已代表由电容器内外电路所组成的全回路区域,故对此全回路可定义下面各量:

$$\hat{J}(z, t) = \hat{J}(x, t)\delta_{zx} + \hat{J}^D(y, t)\delta_{zy},$$

$$\hat{E}(z, t) = \hat{E}(x, t)\delta_{zx} + \hat{E}(y, t)\delta_{zy},$$

$$\hat{\rho}(z) = \rho^{(R)}(x)\delta_{zx} + \rho_b^{(C)}(y)\delta_{zy},$$

$$\hat{K}(z, t) = \hat{K}(x, t)\delta_{zx}$$

由此可见,把式(3)和(4)合并后可得到全回路的欧姆定律的微分形式

$$\hat{J}(z, t) = \frac{1}{\hat{\rho}(z)} [\hat{E}(z, t) + \hat{K}(z, t)]. \quad (6)$$

## 2 单回路积分形式的基尔霍夫第二定律

把式(6)应用于一个包含  $p$  个支路和  $q$  个节点的网络中的任一闭合回路.如设此回路由  $n$  个支路组成且回路内外的所有支路都有电压源、电阻、电容和自感等元件相串联,并且各支路间都存在磁耦合.于是得

$$\int \hat{K} \cdot dl = \int \rho^{(c)} \hat{J} \cdot dl + \int \rho^{(e)} \hat{J} \cdot dl - \oint \hat{E}_q \cdot dl - \oint \hat{E}_L \cdot dl - \oint \hat{E}_M \cdot dl, \quad (7)$$

(电容内部电路) (电容外部电路)

式中  $\hat{K}$  是电压源的电动势强度, 而  $\rho^{(c)}$ ,  $\hat{E}_L$  和  $\hat{E}_M$  分别是由电荷、自感和磁耦合产生的电场。

式(7)右边第一项, 按式(5)和全电流连续性,  $\hat{J}^{(c)} S = \hat{J} \sigma'$ , 于是写成

$$\int \rho^{(c)} \hat{J} \cdot dl = \int \rho^{(c)} \hat{J} \cdot dl, \quad (8)$$

式中  $\rho^{(c)}$  是导线电流的电容复阻抗率为

$$\rho^{(c)} = -\frac{1}{i\omega\epsilon} \frac{\sigma'}{S} \quad (9)$$

$\sigma'$  和  $S$  分别是导线的均匀横截面和电容器内的某一个等位面的面积。式(7)右边第三项等于零

$$\oint \hat{E}_q \cdot dl = 0, \quad (10)$$

这是由于  $\hat{E}_q$  是电荷所激发的位场。式(7)右边第四项和第五项, 按法拉弟定律有

$$\oint \hat{E}_L \cdot dl = -\frac{\partial \Psi_{ll}}{\partial t} = -i\omega \Psi_{ll} \quad (11)$$

$$\oint \hat{E}_M \cdot dl = -\frac{\partial \Psi_{el}}{\partial t} = -i\omega \Psi_{el} \quad (12)$$

式中  $\Psi_{ll}$  为回路  $l$  上的电流所产生并穿过本回路  $l$  的磁通量, 而  $\Psi_{el}$  是回路  $l$  以外的所有  $e$  支路上的电流所产生并穿过回路  $l$  的磁通量。它们分别为

$$\Psi_{ll} = \int \nabla \times \hat{A}'_{ll} \cdot dS_l = \oint \hat{A}'_{ll} \cdot dl_l, \quad (13)$$

$$\Psi_{el} = \int \nabla \times \hat{A}_{el} \cdot dS_l = \oint \hat{A}_{el} \cdot dl_l, \quad (14)$$

式中  $\hat{A}'_{ll}$  和  $\hat{A}_{el}$  分别是回路  $l$  上的电流  $\hat{J}_l$  和回路  $l$  以外的所有  $e$  支路上的电流  $\hat{J}_e$  在回路  $l$  上各点所产生的磁矢势。已设回路  $l$  是由  $n$  个支路组成, 把式(13)代入式(11)后写成

$$\oint \hat{E}_L \cdot dl = -i\omega \sum_{i=1}^n \oint \hat{A}_{ll} \cdot dl_l = -i\omega \sum_{i=1}^n \sum_{g=1}^n \int \hat{A}_{lg} \cdot dl_g,$$

式中  $\hat{A}_{lg}$  是闭合回路内第  $t$  支路上的电流  $\hat{J}_t$  在回路内第  $g$  支路上产生的磁矢势, 即有

$$\hat{A}_{lg} = \frac{\mu\sigma'}{4\pi} \int_{l_t} \frac{\hat{J}_t}{h_{lg}} dl_t,$$

因而

$$\oint \hat{E}_L \cdot dl = -i\omega \sum_{i=1}^n \sum_{g=1}^n \int_{l_g} \left\{ \frac{\mu\sigma'}{4\pi} \int_{l_t} \frac{\hat{J}_t}{h_{tg}} dl_t \right\} \cdot dl_g.$$

把上式对  $g$  求和的项分为一项是回路  $l$  内各支路分别对自己支路的自感  $g=t'$  的项, 另一项是回路内不同支路间的互感  $g \neq t'$  的项, 亦即

$$\oint \hat{E}_L \cdot dl = -i\omega \sum_{i=1}^n \int_{l_{t'}} \left\{ \frac{\mu\sigma'}{4\pi} \int_{l_{t'}} \frac{\hat{J}_t dl_t}{h_{t't'}} \right\} \cdot dl_{t'} - i\omega \sum_{i=1}^n \sum_{\substack{g=1 \\ (g \neq t')}}^n \int_{l_g} \left\{ \frac{\mu\sigma'}{4\pi} \int_{l_t} \frac{\hat{J}_t dl_t}{h_{tg}} \right\} \cdot dl_g$$

$$\begin{aligned}
 &= - \sum_{l=1}^n \int_{l_l} \rho_{l_l}^{(L)} \hat{J}_l \cdot dl_l - \sum_{l=1}^n \sum_{\substack{g=1 \\ (g \neq l)}}^n \int_{l_l} \rho_{l_l}^{(M)} \hat{J}_l \cdot dl_l \\
 &= - \oint \rho^{(L)} \hat{J} \cdot dl - \sum_{l=1}^n \sum_{\substack{g=1 \\ (g \neq l)}}^n \int_{l_l} \rho_{l_l}^{(M)} \hat{J}_l \cdot dl_l, \quad (15)
 \end{aligned}$$

式中分别称为自感复阻抗率和互感复阻抗率的是

$$\rho_{l_l}^{(L)} = \frac{i\omega\mu\sigma'}{4\pi} \int_{l_l'} \frac{\cos(\mathbf{dl}_l' \cdot \mathbf{dl}_l)}{h_{l_l'}} dl_l' \quad (16)$$

$$\rho_{l_l}^{(M)} = \frac{i\omega\mu\sigma'}{4\pi} \int_{l_g} \frac{\cos(\mathbf{dl}_g \cdot \mathbf{dl}_l)}{h_{gl}} dl_g, \quad (17)$$

由式(15)见到,回路 $l$ 的自感电动势被分成二项:一项是回路内各支路分别对自支路的自感电动势之和;另一项是回路内各支路分别对它支路的互感电动势之和。

同理,把式(14)代回式(12)中,考虑到回路 $l$ 之外的所有 $e$ 支路上的电流 $\hat{J}_e$ 在回路 $l$ 内第 $t$ 支路上所产生的磁矢势是

$$\hat{A}_{et} = \sum_{e=1}^P \frac{\mu\sigma'}{4\pi} \int_{l_e} \frac{\hat{J}_e \cdot dl_e}{h_{et}},$$

故得

$$\oint \hat{E}_M \cdot dl = - \sum_{l=1}^n \sum_{e=1}^P \int_{l_e} \rho_{l_e}^{(M)} \hat{J}_e \cdot dl_e, \quad (18)$$

式中的 $\rho_{l_e}^{(M)}$ 与式(17)相同,称为 $t$ 支路对 $e$ 支路的互感复阻抗率。

现在把式(8),(10),(15)和(18)代入式(7)中得

$$\oint \hat{K} \cdot dl = \oint \rho \hat{J} \cdot dl + \sum_{l=1}^n \sum_{\substack{e=1 \\ (l \neq e)}}^P \int_{l_e} \rho_{l_e}^{(M)} \hat{J}_e \cdot dl_e + \sum_{l=1}^n \sum_{e=1}^P \int_{l_e} \rho_{l_e}^{(M)} \hat{J}_e \cdot dl_e,$$

显然,合并右边第二项和第三项得回路 $l$ 内 $n$ 条 $t$ 支路对回路 $l$ 内外不等于 $t$ 支路的所有 $e$ 支路的互感电动势,即

$$\oint \hat{K} \cdot dl = \oint \rho \hat{J} \cdot dl + \sum_{l=1}^n \sum_{\substack{e=1 \\ (l \neq e)}}^P \int_{l_e} \rho_{l_e}^{(M)} \hat{J}_e \cdot dl_e, \quad (19)$$

式中称电阻、电容、自感等复合元件的复阻抗率是

$$\rho = \rho^{(R)} + \rho^{(L)} + \rho^{(C)}, \quad (20)$$

式(19)就是网络中单回路的积分形式的基尔霍夫第二定律。

藉助于电荷守恒定律和网络的几何性质,类似于文[1]中由其式(5)导致式(15)的相同方式,由式(1)也可导致得

$$\sum_{h'=g}^P \hat{J}_{h'}^* \left( \oint_{l_{h'}} \hat{K} \cdot dl - \oint_{l_{h'}} \rho \hat{J} \cdot dl - \sum_{\substack{l=1 \\ (l \neq e)}}^{n+k'} \sum_{e=1}^P \int_{l_e} \rho_{l_e}^{(M)} \hat{J}_e \cdot dl_e \right) = 0. \quad (21)$$

把上式与式(19)比较可见,由上式表示的 $\hat{J}_{h'}^*$ 的一次多项式中,每一项 $\hat{J}_{h'}^*$ 前的系数都等

于零。按上式的多项式的项数为  $(p - q + 1)$ ，因此得到共有  $(p - q + 1)$  项的系数为零，即

$$\oint_{l_{k'}} \hat{K} \cdot dl = \oint_{l_{k'}} \hat{\rho} \hat{J} \cdot dl + \sum_{i=1}^{m+k} \sum_{e=1}^p \int_{l_e} \hat{\rho}_{i_e}^{(M)} \hat{J}_e \cdot dl_e, \quad (k' = q, q+1, \dots, p),$$

式中  $l_{k'}$  代表包含有第  $k'$  独立支路的独立回路，并且  $n = m + k'$ 。上式就是本文所证明的式(2)，称为交流网络中对所有独立回路的积分形式的基尔霍夫第二定律。

应当指出，由全回路欧姆定律的微分形式虽然可以导出由式(19)所示的一个闭合回路的积分形式的基尔霍夫第二定律。但是在网络的情况下，不能解答这个闭合回路是否独立回路，更不能解答对于一个给定的网络，独立回路的数目究竟有多少？这就表现了欧姆定律的局限性

### 3 四种元件复阻抗的统一表达式

为了证实式(19)是代表基尔霍夫第二定律，对它求积分得

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^n \cos(K_i \cdot dl_i) \hat{\epsilon}_i &= \sum_{i=1}^n \cos(\hat{J}_i \cdot dl_i) \hat{I}_i \hat{Z}_i^{(R)} + \sum_{i=1}^n \cos(\hat{J}_i \cdot dl_i) \hat{I}_i \hat{Z}_i^{(C)} \\ &+ \sum_{i=1}^n \cos(\hat{J}_i \cdot dl_i) \hat{I}_i \hat{Z}_i^{(L)} + \sum_{i=1}^n \sum_{e=1}^p \cos(\hat{J}_e \cdot dl_e) \hat{I}_e \hat{Z}_e^{(M)}, \end{aligned} \quad (22)$$

式中各项所包含的方向余弦仅能取值零或  $\pm 1$ ，它们是基尔霍夫第二定律正负号法则的数学表示<sup>[4]</sup>。

其次，在式(22)中得到  $i$  支路上的电动势  $\hat{\epsilon}_i = \int \hat{K} \cdot dl_i$ ，以及电阻、电容、自感和互感等四种基本元件的复阻抗均具有统一的表达式为

$$\begin{aligned} \hat{Z}_i^{(R)} &= \int \rho_i^{(R)} \frac{dl_i}{\sigma_i}, \\ \hat{Z}_i^{(C)} &= \int \rho_i^{(C)} \frac{dl_i}{\sigma_i} = \int \rho_{d_i}^{(C)} \frac{dl_i}{s_i}, \\ \hat{Z}_i^{(L)} &= \int \rho_i^{(L)} \frac{dl_i}{\sigma_i}, \\ \hat{Z}_i^{(M)} &= \int \rho_i^{(M)} \frac{dl_i}{\sigma_i}, \end{aligned} \quad (23)$$

把式(9)，(16)和(17)分别代入以上各有关式中，分离出一组为

$$\begin{cases} \hat{Z}_i^{(R)} = R_i, & \hat{Z}_i^{(C)} = \frac{1}{i\omega C_i}, \\ \hat{Z}_i^{(L)} = i\omega L_i, & \hat{Z}_i^{(M)} = i\omega M_{i.e}. \end{cases} \quad (24)$$

分离出另一组为

$$\begin{cases} R_i = \int \rho_i^{(R)} \frac{dl_i}{\sigma_i}, & C_i = 1 / \left( \int \frac{dl_i}{\epsilon s_i} \right), \\ L_i = \frac{\mu}{4\pi} \int \frac{\cos(\hat{J}'_{i'} \cdot \hat{J}_i)}{h_{i' i}} dl'_{i'} dl_i, \\ M_{i.e} = \frac{\mu}{4\pi} \int \frac{\cos(\hat{J}_i \cdot \hat{J}_e)}{h_{i e}} dl_i dl_e, \end{cases} \quad (25)$$

式中，第二式是电容定义式之外又一个表达电容特性的基本公式<sup>[5]</sup>，它已推广到介质为线性各向异性和介质为非线性的普遍情形中<sup>[6-8]</sup>。

### 4 互感元件的复阻抗率的计算

电子元件的复阻抗率是一个新概念。电阻元件的复阻抗率就是电阻率，仅与电阻材料的性质有关；电容元件的复阻抗率由式(5)见到，除与电容器的介质性质有关外，增加了与工作频率有关；而自感和互感元件的复阻抗率由式(16)和(17)见到，除与介质性质和工作频率有关外，又增加了与元件的相对位置以及元件的几何形状和尺寸有关。下面计算二个正方形间的互感复阻抗率及从复阻抗率计算复阻抗。

设此二个正方形边长为  $a$ ，彼此平行，中心位于与平面相垂直的线上且相距为  $d$ 。由式(17)见到，凡线元  $dl_j$  与  $dl_i$  相垂直的各项都等于零。因此，复阻抗率  $\rho_{ij}^{(M)}$  归结为对正方形两两平行的边的积分之和。

对于两个长度为  $a$  彼此相距  $h$  的平行直线来说(图1)，得到

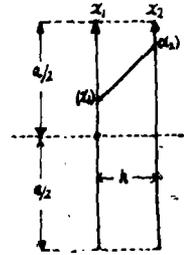


图1 两个平行直线

$$\rho_{ij}^{(M)} = \frac{i\omega\mu\sigma'}{4\pi} \int_{-a/2}^{+a/2} \frac{dx_1}{\sqrt{(x_1-x_2)^2+h^2}} = \frac{i\omega\mu\sigma'}{4\pi} \left[ \lg \left\{ \left( \frac{a}{2} - x_2 \right) + \sqrt{\left( \frac{a}{2} - x_2 \right)^2 + h^2} \right\} - \lg \left\{ \left( -\frac{a}{2} - x_2 \right) + \sqrt{\left( -\frac{a}{2} - x_2 \right)^2 + h^2} \right\} \right]. \quad (26)$$

为求复阻抗，先把上式右边第一项代入式(23)中最后一式并取部分积分得

$$\begin{aligned} \hat{Z}_{ij1}^{(M)} &= \frac{i\omega\mu}{4\pi} x_2 \lg \left\{ \left( \frac{a}{2} - x_2 \right) + \sqrt{\left( \frac{a}{2} - x_2 \right)^2 + h^2} \right\} \Big|_{x_2=-a/2}^{x_2=a/2} - \frac{i\omega\mu}{4\pi} \int_{-a/2}^{+a/2} \frac{x_2 dx_2}{\sqrt{\left( \frac{a}{2} - x_2 \right)^2 + h^2}} \\ &= \frac{i\omega\mu}{4\pi} x_2 \lg \left\{ \left( \frac{a}{2} - x_2 \right) + \sqrt{\left( \frac{a}{2} - x_2 \right)^2 + h^2} \right\} \Big|_{x_2=-a/2}^{x_2=a/2} - \frac{i\omega\mu}{4\pi} \frac{a}{2} \lg \left\{ \left( \frac{a}{2} - x_2 \right) + \sqrt{\left( \frac{a}{2} - x_2 \right)^2 + h^2} \right\} \Big|_{x_2=-a/2}^{x_2=a/2} \\ &\quad + \frac{i\omega\mu}{4\pi} \sqrt{\left( \frac{a}{2} - x_2 \right)^2 + h^2} \Big|_{x_2=-a/2}^{x_2=a/2} \end{aligned}$$

在上式中，把  $a/2$  代换为  $-a/2$ ，便是把式(26)右边第二项代入式(23)中最后一式所得的结果

$$\begin{aligned} \hat{Z}_{ij2}^{(M)} &= \frac{i\omega\mu}{4\pi} x_2 \lg \left\{ \left( \frac{a}{2} - x_2 \right) + \sqrt{\left( -\frac{a}{2} - x_2 \right)^2 + h^2} \right\} \Big|_{x_2=-a/2}^{x_2=a/2} - \frac{i\omega\mu}{4\pi} \left( -\frac{a}{2} \right) \lg \left\{ \left( -\frac{a}{2} - x_2 \right) + \sqrt{\left( -\frac{a}{2} - x_2 \right)^2 + h^2} \right\} \Big|_{x_2=-a/2}^{x_2=a/2} \\ &\quad + \frac{i\omega\mu}{4\pi} \sqrt{\left( -\frac{a}{2} - x_2 \right)^2 + h^2} \Big|_{x_2=-a/2}^{x_2=a/2} \end{aligned}$$

因而得到把式(26)代入式(23)中最后一式为

$$\begin{aligned} \hat{Z}_{ij}^{(M)} &= \hat{Z}_{ij1}^{(M)} - \hat{Z}_{ij2}^{(M)} \\ &= \frac{i\omega\mu}{4\pi} \left( 2h - 2\sqrt{a^2+h^2} + 2a \lg \frac{a + \sqrt{a^2+h^2}}{h} \right). \end{aligned}$$

将两个正方形互相平行的边成对地配合, 即得四对距离  $h$  等于  $d$  的线段, 和另外四对  $h = \sqrt{a^2 + h^2}$  的线段。前四对线段里电流的方向是相同的, 而后四对里电流的方向是相反的。因此

$$\begin{aligned} \hat{Z} &= 4\hat{Z}_{i_1}^{(N)}(a, h) \Big|_{h=d} - 4\hat{Z}_{i_2}^{(N)}(a, h) \Big|_{h=\sqrt{a^2+d^2}} \\ &= \frac{2i\omega\mu}{\pi} \left( d - 2\sqrt{a^2+d^2} + \sqrt{2a^2+d^2} + a \lg \frac{a + \sqrt{a^2+d^2}}{d} - a \lg \frac{a + \sqrt{2a^2+d^2}}{\sqrt{a^2+d^2}} \right), \end{aligned}$$

由式 (24) 得互感系数为<sup>[3]</sup>

$$M = \frac{2\mu}{\pi} \left( d - 2\sqrt{a^2+d^2} + \sqrt{2a^2+d^2} + a \lg \frac{a + \sqrt{a^2+d^2}}{d} - a \lg \frac{a + \sqrt{2a^2+d^2}}{\sqrt{a^2+d^2}} \right)$$

### 参 考 文 献

- [1] 陈桑年, 用场论方法证明基尔霍夫定律独立方程的数目, 华侨大学学报 (自然科学版), 1 (1985).
- [2] 陈桑年, 电网络基本方程的场论, 电子学报, 2 (1987).
- [3] 塔姆, N. E., 电学原理上册, 商务印书馆, (1955), 38, 51.
- [4] 陈桑年, 稳恒电流中能量守恒与转化定律的普遍形式, 电磁学专辑, 北京工业大学出版社, (1988), 204.
- [5] 陈桑年, 何煜光, 关于积分形式的电容特性公式及其应用, 华侨大学学报 (自然科学版), 4 (1989).
- [6] 陈桑年, 电介质为各向异性的电容新公式, 电子科学学刊, 1 (1987).
- [7] 陈桑年, 非线性电容器的电容特性公式, 电子学报, 4 (1987).
- [8] Chen Xinnian, A Set of New Formulae of Capacitance of a Capacitor with Nonlinear Anisotropic or Isotropic Dielectrics, *Journal of Electronics (china)*, 5, 1 (1988).

## Differential Form of All-Loop Ohm's Law and Its Application to a Single Loop of A. C. Network

Chen Xinnian

Chen Jie

(Huaqiao University) (Institute of Architectural Research, the Ministry of Metallurgy)

**Abstract** The differential form of generalized Ohm's law is extended to that of all-loop Ohm's law and applied to a closed loop of A. C. network with mutual inductance. Not only Kirchoff's second law in integral form can be obtained but also an unified expression of four complex impedances and a characteristic formula of capacitance in integral form can be derived thereby. The computation of complex impedivity and complex impedance of mutual inductive elements are exemplified finally.

**Key words** all-loop, Ohm's law, differential form, application