

感应加热器的计算和设计

第五机械工业部第六设计研究院
西安变压器电炉厂

前 言

感应加热在机械工业中的应用目前已比较普遍，由于它具有高的生产率和经济性，工艺上的先进性及改善劳动条件等方面独特的优点，使它得到了广泛的应用。

近年来国内对可控硅中频电源的研究和应用进展很快，进一步推动了感应加热的发展。

但是在感应器的计算和设计方面还有待进一步的加强。

本书是一九七四年苏联出版的介绍感应器计算和设计的专著。一九五四年本书第一版的名称是《机器零件感应加热用的感应器》，国内已有熊大璋同志的译本，一九五七年由机械工业出版社出版。经过了二十年后的这一版已经有了很大的改进和补充。特别是对冷态规范时利用基本磁化曲线并考虑了感应加热表面强磁场的特点制定的计算方法作了详细的叙述。对锻造毛坯透热的计算作了大量的补充，此外在感应器的结构方面也介绍了很多新的形式。这些对我们改进感应器的计算和设计工作是有益的。因此将本书译出，供从事感应加热工作的同志参考。

本书原著第一、二、三、四、五、七、九、十一、十二、十三、十四、十五、十六章由A. E. 斯洛霍茨基所著，其余几章由C. E. 雷斯金所著。原名为《感应加热用感应器》(Индукторы для индукционного нагрева)，根据它的内容，译名改为《感应加热器的计算和设计》。

原著中的一些错误在翻译过程中已作了更正，由于译者不可能完全体会原著的意图，有的地方也可能反而改错了，为了防止这种情况产生，将原著以译注方式附上，以便读者对照。

本书由五机部六院蒋黎民同志翻译；西安变压器电炉厂罗诚阳、张冠英同志，五机部六院刘世祥、李天铎、徐福林等同志对译稿进行了详细的审校；本书插图由西安变压器电炉厂陈珊妹同志绘制。

五机部第六设计研究院 情报翻译科

西安变压器电炉厂 技术情报组

一九八〇年一月

目 录

第一章 感应加热的物理基础	(1)
1—1 加热装置的组成和加热方法.....	(1)
1—2 电磁感应定律.....	(2)
1—3 表面效应.....	(2)
1—4 邻近效应.....	(8)
1—5 在加热过程中钢性质的变化.....	(9)
1—6 圆环效应.....	(10)
1—7 施感导体和被加热工件中电流密度的分布.....	(11)
1—8 有限断面系统中电磁过程的近似计算.....	(11)
第二章 加热规范的热工计算	(16)
2—1 基本的加热规范.....	(16)
2—2 表面温度恒定时的加热.....	(18)
2—3 单位功率恒定时的加热.....	(22)
2—4 热工计算的举例.....	(32)
2—5 圆柱体工件穿透加热时加热时间和单位功率的近似计算.....	(35)
2—6 矩形断面毛坯穿透加热时加热时间和单位功率的近似计算.....	(38)
第三章 铁磁性工件加热用感应器计算的一般原则	(40)
3—1 问题的提出.....	(40)
3—2 磁场强度、电流密度和座标的关系.....	(43)
3—3 铁磁性介质的电阻和磁阻.....	(46)
3—4 按给定的单位功率确定导磁率.....	(47)
3—5 电流有效透入深度与电磁波透入深度.....	(50)
第四章 部份铁磁性工件加热用感应器计算的一般原则	(52)
4—1 问题的提出.....	(52)
4—2 电流密度沿被加热工件断面的分布.....	(53)
4—3 被加热金属的电阻和磁阻.....	(56)
4—4 按给定的加热规范确定导磁率.....	(59)
4—5 双层介质的有效电流透入深度.....	(64)
第五章 圆柱形工件表面加热用感应器的计算	(66)
5—1 加热带宽度的确定.....	(66)
5—2 长感应器上的电压.....	(67)

5—3	短感应器的等效电路	(68)
5—4	感应器施感导体的电阻和电抗	(73)
5—5	汇流条的计算	(74)
5—6	感应器的计算	(76)
第六章	表面加热感应器的设计	(82)
6—1	感应器主要元件的设计	(82)
6—2	感应器的冷却	(86)
第七章	平面和圆筒形内表面淬火用感应器的计算	(89)
7—1	平面和圆筒形内表面加热的特点	(89)
7—2	铁磁性材料导磁体的应用	(91)
7—3	有效层的计算宽度	(92)
7—4	感应器的自身电阻和自身电抗的计算	(94)
7—5	感应器的计算参数	(95)
7—6	汇流条的计算	(97)
7—7	平面感应器的计算	(98)
7—8	内表面淬火加热用感应器的形式	(101)
第八章	圆柱形内、外表面及平面表面加热用感应器的典型结构	(104)
8—1	不可分开式感应器	(104)
8—2	可分开式感应器	(109)
8—3	平面表面加热用感应器	(111)
8—4	圆柱形内表面加热用感应器	(113)
8—5	环形和芯棒形感应器	(117)
第九章	表面淬火的频率选择及形状复杂工件淬火用感应器	(119)
9—1	圆柱形及平面形工件淬火频率的选择	(119)
9—2	复杂形状工件的淬火	(122)
9—3	复杂形状工件淬火用感应器的近似计算	(127)
9—4	复杂形状旋转工件淬火用的感应器	(129)
第十章	特种感应器	(132)
10—1	特种感应器的主要形式	(132)
10—2	焊接和钎焊加热用感应器	(132)
10—3	薄壁零件加热用感应器	(136)
10—4	齿轮淬火用感应器	(137)
10—5	具有电磁屏蔽的感应器	(138)
10—6	变压器式感应器	(139)
第十一章	实心圆柱体锻造毛坯穿透加热用感应器的计算原则	(142)
11—1	基本关系	(142)
11—2	感应器上的电压	(144)

11—3	感应器的电效率	(146)
11—4	频率的选择	(148)
11—5	感应器长度及匝数的确定	(151)
11—6	感应器内径的确定, 感应器的总效率	(152)
11—7	感应器的冷却计算	(153)
11—8	感应器的计算	(155)
11—9	成束圆柱体的加热	(159)
第十二章	矩形断面锻造毛坯穿透加热用感应器的计算原则	(161)
12—1	基本关系	(161)
12—2	感应器上的电压	(162)
12—3	感应器的电效率	(165)
12—4	频率的选择	(166)
12—5	感应器尺寸和匝数的选择	(168)
12—6	感应器的计算	(168)
12—7	成叠平板的加热	(172)
第十三章	周期作业穿透加热装置的感应器计算	(175)
13—1	加热过程中各加热阶段消耗功率的变化	(175)
13—2	电压恒定的感应器按各个加热阶段的计算	(176)
13—3	感应器的计算	(178)
13—4	变断面毛坯加热用感应器的近似计算	(183)
第十四章	连续作业穿透加热装置等匝距感应器的计算	(186)
14—1	感应器计算的特点	(186)
14—2	感应器各段上单位功率的分布	(187)
14—3	感应器的计算	(189)
14—4	薄钢带连续依次加热用扁圆形感应器的计算	(192)
14—5	圆柱体毛坯加热用扁圆形感应器的计算	(192)
第十五章	连续作业穿透加热装置变匝距(快速加热)感应器的近似计算	(194)
15—1	加热时间、毛坯中的平均功率和感应器的主要尺寸	(194)
15—2	感应器的分段和沿料柱长度方向单位功率的分布	(195)
15—3	感应器的电工计算	(195)
15—4	感应器的计算	(197)
第十六章	空心圆柱体穿透加热用感应器的计算	(204)
16—1	基本关系	(204)
16—2	感应器上的电压	(205)
16—3	感应器的电效率	(206)
16—4	频率的选择	(206)
16—5	加热时间和平均功率	(208)

第一章 感应加热的物理基础

1—1 加热装置的组成和加热方法

金属感应加热装置通常由以下几个基本单元组成：

1. 变频装置（电子管式，电动发电机式和带开关电路的静止逆变器）；
2. 感应器是一螺旋线圈或各种形状的导体，依被加热工件的类型而定；
3. 电容器组，用来补偿感应器的低功率因数。

通常是这样，在所有表面淬火感应器和变频机组之间几乎都装有降压变压器。多匝线圈的感应加热器和变频机组之间则不装降压变压器。

在很多场合利用工频电源进行加热，这时就不需要用变频机组。当采用单相负荷供电时，要安装三相制转换成单相制的装置，以保证电网上的负荷平衡。

被加热工件放置在感应器内或靠近它。感应器的交变磁场使金属内产生感应电流，工件便得到加热。

目前有两种基本的加热方法：

同时加热法 感应器包围着所需热处理工件的全部表面，并且在工件各个点上同时进行加热。工件表面和不同深度上的温度分布与加热时间 t_k 以及在这段时间内输送给工件的能量有关。

这样工作的透热加热装置，通常称为周期作业式加热设备。

连续依次加热法 狭窄的感应器沿着被加热工件移动。进行表面淬火时，淬火介质从感应器或靠近它的专用装置中喷到被加热工件表面上，以进行冷却。在这种情况下，淬火层深度和工件的表面温度，取决于感应器移动速度、感应器的宽度以及被加热工件放出的功率。

可以利用加热时间这个概念进行热工计算，因为，工件的任一单元表面处在感应器内的加热时间是一定的，即：

$$t_k = a/v$$

式中：

t_k ——单元表面的加热时间；

a ——施感导体的宽度；

v ——感应器或工件的移动速度。

连续依次加热法被广泛应用于匀整的毛胚，如棒料及管子的透热。

短的锻造毛坯或其他类似的工件加热时，通常是用推料机经很短的间隔时间 t 送入长的感应器内，这个时间称为推料或给料间隔。这是另一种形式的连续依次加热法。这样工作的装置称为连续作业式加热设备。

感应加热法是利用下面的一些定律和现象为基础的：1，电磁感应定律；2，表

面效应；3，邻近效应；4，在加热过程中钢性质的变化。后几种现象在表面热处理时特别重要，首先对此注意的是苏联科学院通讯院士B. П 伏洛格琴教授，他是表面感应淬火方法的创始人[7,8]。

在应用感应加热法时，还必须对在感应器及被加热工件内所引起电流特殊分布的其他现象予以重视。这些现象在一些场合或许是有利的，而在另一些场合则可能是有害的。

所有这些现象早就被人们所认识，然而在所有技术领域内，除了电磁感应现象外，均被认为是没有意义的或是有害的。在感应加热条件下这些现象是有用的。

1—2 电磁感应定律

对于感应加热方法来说，电磁感应的意义，首先在于可以不需要和被加热工件接触，就可以将电磁能输送给它。和工件接触会使加热过程显著复杂化，在许多场合甚至是不可能实现的（如曲轴轴颈和形状复杂工件的表面淬火等等）。

按照电磁感应定律的原理，可以确定电路内感生的电动势为：

$$e = \frac{d\psi}{dt}$$

式中：

e ——电动势的瞬时值，伏（伏特）；

$\psi = w\Phi$ ——匝数为 w 和贯通的磁通为 Φ 的电路内的总磁链数，韦（韦伯）。

如果每一匝中的磁通都是相等的，则以上磁链数 ψ 的公式是正确的，这在我们所遇到的一些场合一般是很严格地遵守着的。

如果磁通 Φ 值与时间的关系接近于正弦曲线变化，则电动势的有效值可写成：

$$E = 4.44fw\Phi, \text{ 伏,}$$

式中：

Φ ——磁通的振幅值，韦；

f ——频率，赫（赫芝）。

这时功率可以按下式确定

$$P = EI \cos \varphi = 4.44fw\Phi I \cos \varphi, \text{ 瓦（瓦特）。} \quad (1-1)$$

从方程（1—1）可知，在其他条件相同时，功率 P 与频率成正比，所以当频率提高时，相同体积放出的能量也增大，亦即能量密度增大。这就是为什么高频变压器的尺寸小、重量轻。以及加热小工件时要采取较高的频率的道理。

1—3 表面效应

表面效应乃是感应加热方法特别是表面淬火的基础。它表现为电流在导体断面上不均匀的分布，这时在导体的某一表面上电流密度最大[1,23]。

下面以半无限大金属平板电磁波衰减为实例，对表面效应进行考察。所谓半无限大平板就是平面尺寸是有限的，而平板厚度是无限的*，而它的物理常数如导磁率 μ 和比电阻 ρ 在各点上恒定的。这是一种很理想的情况，但对于研究表面效应很显著的

* 原著为：“平面尺寸和厚度是无限的”，有误。译注

真实导体中的电磁现象则是十分重要的。

在解微分方程时，作为原始方程是：首先由麦克斯威尔推导出来并以他的名字命名的电磁场基本方程组。在一般条件下，这些方程的形式为：

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{\delta} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1-2)$$

$$\text{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1-3)$$

式中：

$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$ ——磁感应强度，

$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$ ——电感应强度，

$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ ——真空的导磁率，

μ ——相对导磁率，

$\epsilon_0 = 1/(4\pi \times 9 \times 10^9)$ ——真空的介电常数，

ϵ ——相对介电常数，

$\vec{\delta}$ ——传导电流密度。

方程(1-2)和(1-3)是全电流定律和电磁感应定律的微分表达式。方程(1-2)右边的第二项是位移电流密度，在实际导体中通常可以略去不计。

因为平面电磁波的矢量 $\vec{H}$ 和 $\vec{E}$ 仅各有一个分量(在半无限大平板时为 H_z 和 E_y)，见图(1-1)，则方程(1-2)和(1-3)可简化为：

$$-\frac{\partial H_z}{\partial x} = \delta_y = \frac{E_y}{\rho} = \gamma E_y \quad (1-4)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = - \frac{\partial B_z}{\partial t} = \mu_0 \mu \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (1-5)$$

式中，

ρ ——比电阻，欧·米，

γ ——电导率，1/(欧·米)。

下面可以将脚注'y'，'z'省略掉。如果 $\vec{E}$ 和 $\vec{H}$ 是时间的正弦函数，则：

$$\left. \begin{aligned} \dot{H} &= H_m \exp j(\omega t + \theta_H) = H_m \exp j\theta_H \exp j\omega t = \dot{H}_m \exp j\omega t \\ \dot{E} &= E_m \exp j(\omega t + \theta_E) = E_m \exp j\theta_E \exp j\omega t = \dot{E}_m \exp j\omega t \end{aligned} \right\} (1-6)$$

式中，

H_m 、 E_m 、 $\dot{H}_m$ 和 $\dot{E}_m$ ——分别为磁场强度和电场强度的实数和复数振幅值，

θ_H 和 θ_E ——相应的初相角，

ω ——角频率。

将方程(1-6)代入方程(1-4)和(1-5)得：

$$-\frac{d\dot{H}_m}{dx} = \dot{\delta}_m = \gamma \dot{E}_m \quad (1-7)$$

$$\frac{d\dot{E}_m}{dx} = -j\omega\mu_0\mu\dot{H}_m \quad (1-8)$$

把方程 (1-7) 中的 $\dot{E}_m$ 代入方程 (1-8) 后得:

$$\frac{d^2\dot{H}_m}{dx^2} = j\omega\mu_0\mu\gamma\dot{H}_m = j2k^2\dot{H}_m \quad (1-9)$$

$$k = \frac{1}{\Delta} = \sqrt{\frac{\omega\mu_0\mu\gamma}{2}}$$

式中: Δ ——电流透入深度。

$$\Delta = \sqrt{2/(\omega\mu_0\mu\gamma)} = \sqrt{2\rho/(\omega\mu_0\mu)} \approx 503\sqrt{\rho/(\mu f)}, \text{ 米。} \quad (1-10)$$

解方程 (1-9) 得式:

$$\dot{H}_m = A\exp\alpha_1 x + B\exp\alpha_2 x。$$

由特征方程可求得系数 α :

$$\alpha_{1,2} = \pm k\sqrt{-2j} = \pm k(1+j)$$

$\dot{H}_m$ 的公式内 α 只能是负值, 因为在相反的情况下, $\dot{H}_m$ 将随 x 值的增加而无限增大, 而这是和实际情况相矛盾的。

当 $x=0$ 时, $\dot{H} = \dot{H}_{me} = A$, 即磁场强度的峰值等于表面上的自身值。可以这样来选择计算时间的起始值, 即当 $x=0$, $\theta_H = 0$ 时, 得 $\dot{H}_{me} = H_{me}$, 则 $\dot{H}_m$ 的公式为:

$$\dot{H}_m = \dot{H}_{me}\exp[-k(1+j)x] = H_{me}\exp[-(1+j)x/\Delta]。 \quad (1-11)$$

由方程 (1-7) 可确定:

$$\dot{E}_m = \rho\delta m = -\rho\frac{d\dot{H}_m}{dx} = \sqrt{2}\frac{\rho}{\Delta}H_{me}\exp j\pi/4\exp[-(1+j)x/\Delta]。 \quad (1-12)$$

这些方程的模为:

$$H_m = H_{me}\exp(-x/\Delta), \quad (1-13)$$

$$E_m = \rho\delta m = E_{me}\exp(-x/\Delta)。 \quad (1-14)$$

在表面上, $x=0$ 时:

$$E_m = E_{me} = \sqrt{2}\frac{\rho}{\Delta}H_{me}, \quad (1-15)$$

$$\delta m = \delta m_e = \frac{E_{me}}{\Delta} = \sqrt{2}\frac{H_{me}}{\Delta}。 \quad (1-16)$$

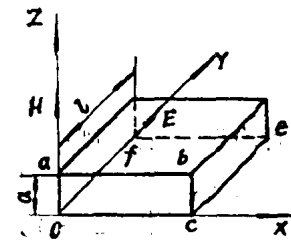


图 1-1 解电磁场方程和推导电阻及磁阻公式的示意图

从 (1-11) 和 (1-12) 式可得到相应的初相角为:

$$\theta_H = -\frac{x}{\Delta}, \quad \theta_E = -\frac{x}{\Delta} + \frac{\pi}{4}。$$

图 1-2 所示为 $\frac{H_m}{H_{me}} = \frac{E_m}{E_{me}}$ 和相对深度 x/Δ 的关系。

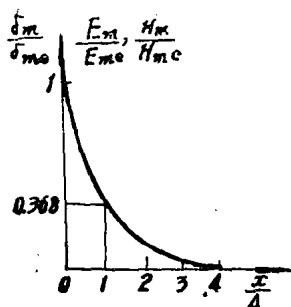


图 1—2 电流密度、磁场强度和电场强度与深度的关系。

在深度 $x = \Delta$ 上, $\frac{j_m}{j_{m0}} = \frac{E_m}{E_{m0}} = \frac{H_m}{H_{m0}} = \frac{1}{e} = 0.368$ 。由此比值可见电流透入深度这一名称的假定性。然而利用这一参数可以使很多计算特别是电阻的计算简化。

下面考察半无限大的导电介质的平行六面体, 它在 OY 和 OZ 轴方向上的边长为 l 和 a , 而在 OX 轴方向上的边长是无限大 (图 1—1)。

用全电流定律于回路 $oabco$ 上, 求出宽度为 a 的区段内流过的电流振幅值 (I_m) 为:

$$\oint_{oabco} \vec{H} d\vec{L} = a H_{m0} = I_m, \quad (1-17)$$

因为, 在 OX 轴方向上磁场强度分量等于零, 而 bc 边可延长到无限大 (足够长的距离), 在那里 $H = 0$ 。从方程 (1—17) 可看出, 全电流和表面磁场强度的相位一致。

考虑到关系式 (1—16), 由电流密度求出全电流 I_m :

$$I_m = a \frac{j_{m0}}{\sqrt{2}} \Delta. \quad (1-18)$$

以在 OZ 方向上通过平行六面体断面的磁通 Φ , 来计算区段 L 上感生出平衡电动势的电压 u 。为此, 需用电磁感应定律于回路 $ocefo$ 上 (图 1—1):

$$\oint_{ocefo} \vec{E} d\vec{L} = - \frac{d\Phi}{dt} = -u.$$

考虑到 $E_x = 0$ 和积分 $E_y \cdot \vec{ce} = 0$ (由于 $\vec{ce}$ 边在很远处)*, 得:

$$\dot{U}_m = j\omega \dot{\Phi}_m = \dot{E}_{m0} l, \quad (1-19)$$

由关系式 (1—17) 和 (1—19) 可以得到: 半无限大空间在表面上宽度为 a 长度为 l 的区段的阻抗的公式为:

$$z = \frac{\dot{U}_m}{I_m} = \frac{l \dot{E}_{m0}}{a H_{m0}} = r + jx_m, \quad (1-20)$$

* 线积分 $\oint_{ocefo} \vec{E} d\vec{L}$ 的回路是这样选择的, 使位于介质表面 ($x = 0$) 的一边与 of 重合, 与之平行的另一边 ce 在导电介质足够远处, 以致由于电场强度波已衰减到可以认为 $E \approx 0$ 。译注。

式中:

r ——区段上的电阻;

x_m ——仅有磁力线通过金属 $oabc$ 断面而形成的电抗。

将公式 (1-12) 中的 $\dot{E}_{me}$ 的值代入, 假定 $x = 0$, 得:

$$\dot{z} = \frac{l}{a} \sqrt{2} \cdot \frac{\rho}{\Delta} \exp j\pi/4, \quad z = \frac{l}{a} \sqrt{2} \cdot \frac{\rho}{\Delta} \quad (1-21)$$

$$r = x_m = l\rho/(a\Delta)。 \quad (1-22)$$

现在来确定平行六面体的磁阻抗 Z_m :

$$\dot{Z}_m = \frac{1}{\dot{\Phi}_m} \oint_{oabc} \vec{H} d\vec{L} = \frac{aH_{me}}{\dot{\Phi}_m} = \frac{I_m}{\dot{\Phi}_m} = j\omega \frac{I_m}{\dot{U}_m}$$

最后得:

$$\dot{Z}_m = \frac{j\omega}{z} = R_m + jX_m。 \quad (1-23)$$

式中: z ——阻抗。

磁阻抗的模为:

$$Z_m = \frac{\omega}{z} = \sqrt{R_m^2 + X_m^2} \quad (1-24)$$

我们详细谈谈磁阻抗 Z_m 的实数分量 R_m 和虚数分量 X_m 的物理意义。

平行六面体内放出的总功率为:

$$\dot{P} = \frac{1}{2} \dot{U}_m \dot{I}_m^*$$

而 $\dot{U}_m = j\omega \dot{\Phi}_m$ 和 $\dot{I}_m = \dot{\Phi}_m \dot{Z}_m$, 这时有:

$$\dot{P} = \frac{1}{2} j\omega \dot{\Phi}_m \dot{\Phi}_m^* \dot{Z}_m = \frac{1}{2} \omega \Phi_m^2 (X_m + jR_m) = P_a + jP_r。$$

从得到的关系式可看出, 磁阻的实数分量 R_m 确定了无功功率和形成与磁通 Φ_m 相位一致的磁动势分量。同时虚数分量 X_m 确定了消耗在介质中的有功功率和形成在介质表面上平衡电动势的电压 U_m 相位一致的磁动势分量。通常在电气装置中这一分量是很小的, 而在感应加热中它却是决定过程的因素。例如在我们研究的 $\rho = \text{常数}$ 和 $\mu = \text{常数}$ 的半无限大介质的条件下, $R_m = X_m$ 。

如果 $l = a = 1$ 米, 则得到所谓单位 (正方形的) 面积阻抗:

$$\dot{z}_0 = r_0 + jx_0 = \dot{E}_{me}/H_{me}, \quad \dot{Z}_{m0} = R_{m0} + jX_{m0} = j\omega/\dot{z}_0。$$

即:

$$\dot{z} = \frac{l}{a} \dot{z}_0, \quad \dot{Z}_m = \frac{a}{l} \dot{Z}_{m0}。 \quad (1-25)$$

应当指出, 在推导公式 (1-17), (1-19), (1-20) 和 (1-23) 时, 关于比电阻和导磁率对坐标 x 的关系的特性没有作任何假设。就这种意义而言, 这些关系式是最通用的, 而我们也把它们用于表面效应形式比较复杂的情况。例如, 若 H

和 E 不是时间的正弦函数,我们将用等效正弦波——函数 $H(t)$, $E(t)$ 和 $\delta(t)$ 的一次谐波来代替,正如Л. П. 聂曼曾建议的那样[22]。

公式(1—18)和(1—22)说明了‘电流透入深度’这一名称,从形式上可以认为,电流密度仅仅在 Δ 层内是均匀的,等于 $\delta m_e / \sqrt{2}$,而在这一层以外则没有电流。这时,有效电阻可作为平板的直流电阻,板厚等于电流透入深度 Δ 。

对于许多计算,特别是热工计算,极为重要的是认为:在电流透入深度范围内放出能量的主要部分。

利用公式(1—14)*确定宽度为 a 长度为 l 平板(见图1—1)的功率。

厚度为 dx 的单元层内的功率,在深度 x 上为:

$$dP = \frac{1}{2} (a \delta m dx)^2 \frac{\rho l}{a dx} = a l \frac{1}{2} \rho \delta^2 m_e \exp(-2x/\Delta) dx.$$

由此可得通过导电介质表面积 $S = al$ 的总有功率为:

$$P = a l \frac{\delta^2 m_e}{2} \int_{\Delta}^{\infty} \exp(-2x/\Delta) dx = a l \frac{\delta^2 m_e \rho \Delta}{4} = a l p_0, \quad (1-26)$$

式中: p_0 ——在表面上的单位功率,瓦/米²。

在厚度为 x 层的范围内:

$$P_{0-x} = a l \frac{\rho \delta^2 m_e}{2} \int_0^x \exp(-2x/\Delta) dx = a l p_0 [1 - \exp(-2x/\Delta)] = a l (p_0 - p_x), \quad (1-27)$$

式中:

P_{0-x} ——在厚度为 x 层内的功率,

p_x ——在 x 深度上的单位功率。

在厚度为 Δ 层的范围内,以 $x = \Delta$ 代入得:

$$P_{0-\Delta} = a l p_0 [1 - \exp(-2)] = 0.865 a l p_0. \quad (1-28)$$

这在近似计算时,可以认为全部热能是在 Δ 层内放出的。

表1—1给出了钢在常温下,钢被加热到超过磁性转变点时,以及铜在不同频率下的电流透入深度值。

在实际条件下,导体尺寸是有限的,况且也远不总是扁平的。然而,在这些情况下,电流透入深度的概念并没有失去它的意义,因为在离表面 $(2 \sim 3)\Delta$ 的深度处,电流密度已经下降到很小的数值,而功率降低得更快。当 $x > 2\Delta$ 时,实际上的功率等于零。所以表面的弯曲度或导体厚度往往根本不影响按公式(1—4)~(1—28)计算所得结果的精确度。

* 原著如此,有错误。应利用公式 $P = \frac{1}{2} I_m^2 r$; dx 单元层内 $I_m = \delta_m a dx$; $r = \frac{\rho l}{a dx}$ 故得:

$$dP = \frac{1}{2} (a \delta_m dx)^2 \rho l / a dx \quad \text{译注.}$$

表 (1—1)

钢和铜内的电流透入深度 (厘米)

频 率 (赫)	铜15℃时 ($\rho=1.8 \times 10^{-8}$ 欧·米 $\mu=1$)	45 钢	
		15℃时 ($\rho=2 \times 10^{-7}$ 欧·米 $\mu=40$)	800℃时 ($\rho=10^{-6}$ 欧·米 $\mu=1$)
50	1.0	0.5	7.2
500	0.3	0.15	2.2
2,500	0.13	0.067	1.0
10,000	0.07	0.034	0.5
10^5	0.022	0.011	0.16
10^6	0.007	0.0034	0.05

1—4 邻近效应

图1—3所示为两根矩形断面导体在电流同向 (图1—3 a 相位差等于零) 和电流反向 (图1—3 b 相位差等于 180°) 时磁场分布的大致情况。

从图1—3可见, 同向电流系统中最大场强在导体表面的外侧, 反向电流系统中在导体表面的内侧。

很明显, 被导体吸收的电磁能的主要部分, 由强磁场区进入导体, 因此, 电流密度最大的区域也存在于导体内, 如图1—3所示 (这里和以后的图示中涂黑层的深度与电流密度成正比)。在深度上电流的分布受上面所分析的表面效应规律支配。邻近效应本身是表面效应的另一种表现形式, 也是在导体表面一定区域内的电流集中, 这是由于在我们考察系统内的所有导体输入电流后电磁场相互作用的总的结果。

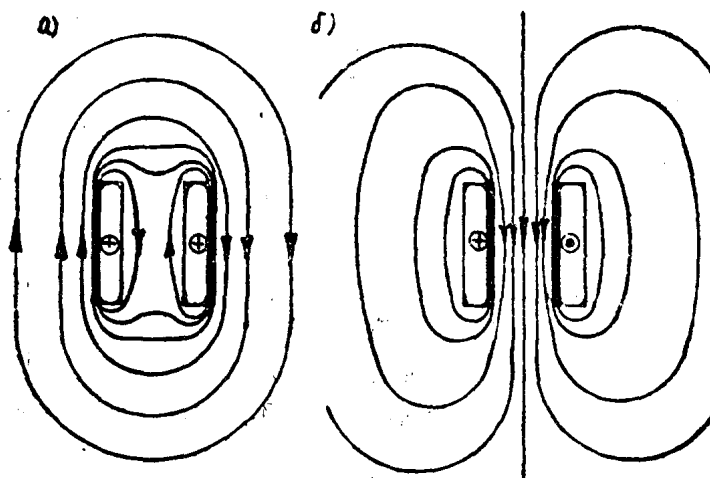


图1—3 邻近效应时, 磁场和电流分布示意图

a. 同向电流; b. 反向电流

利用邻近效应可以选择适当形状的感应器对被处理零件表面的一定部位进行集中加热。例如, 若包围被加热零件的是环形感应器, 那么在工件内的电流也是环形的。

电流集中在与感应器宽度大致相同的区段上。

导体间的距离愈小，邻近效应表现得愈强烈，表面效应也表现得愈强烈，亦即，导体厚度与电流透入深度的比愈大。

不应该把以下两个概念混淆了：即由于邻近效应而使导体内电流的重新分布的概念和载流导体间电力相互作用的概念。后者是同向电流的导体彼此相吸，而反向电流的导体则彼此相斥。

1—5 在加热过程中钢性质的变化

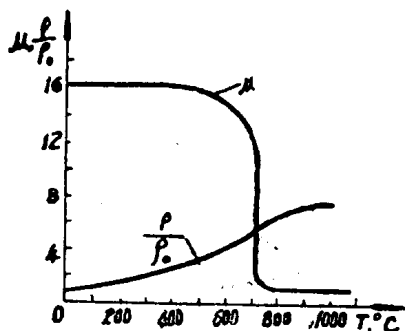


图1—4 45钢比电阻、相对导磁率与温度的关系

钢在加热时，其比电阻和导磁率都要起变化，而比电阻一直增长到磁性转变点，以后就增加得缓慢了。

应当指出，当温度超过800℃时，各种钢的比电阻几乎是一样的。大致可以认为，在温度为800~900℃范围内比电阻大约等于 10^{-6} 欧·米。

图1—4所示是含炭量为0.4~0.5%钢的比电阻、相对导磁率与温度的关系曲线。由曲线可看出，在15~800℃的温度区间内，比电阻大约增加4倍。

导磁率在650~700℃之前随温度的变化不大，随后便急剧降低到大约等于真空的导磁率的数值。通常认为，导磁率呈阶跃式下降。导磁率的初值取16，这是因为在感应加热时，采用非常强的磁场。通常它的初值为5~6。所以加热时钢中的电流透入深度要增加8~10倍。 $T = 800^{\circ}\text{C}$ 时的数据列于表1—1。为了确定加热到超过磁性转变点时钢中的电流透入深度，可将 $\rho = \rho_0 = 10^{-6}$ 欧·米和 $\mu = 1$ 代入式 (1—10)，可得一简单的公式，这时：

$$\Delta_k \approx 0.5/\sqrt{f}, \text{ 米。} \quad (1-29)$$

脚注 « κ » 相当于温度超过磁性转变点的参数。在这种条件下电流透入深度可以称为热态电流透入深度。

钢由表及里逐层被加热，超过磁性转变点钢失去磁性，这时电流密度的分布如图1—2所示，而钢则变成如由两层组成。可以粗略近似地认为，电流密度可以由二个指数曲线线段构成的折线表示（图1—5）。

第一条指数曲线线段，相当于钢加热超过磁性转变点。在图1—5中，它以虚线延长。第二条指数曲线线段，相当于具有磁性的钢。

比较详细的研究（见第四章4—2节）证明，在外层的曲线比较陡，这是因为渗入金属的电磁能由这层内部边界产生部分反射所致。根据电流密度分布的这种特性，在被加热层内能量的放出和该层的加热都进行得比较均匀。

曲线的转折是非常明显的，如果透热层深度 x_k 小于热态电流透入深度 Δ 。在这种情况下，加热进行得很快，在被加热层中没有很大的温差，而耗于中心部位加热的热

量也很小。

图1—6为表面淬火感应加热时的温度分布。曲线1是相当于 $x_k < \Delta_k$ 时的加热规范，称为深层型加热规范。在用这种加热规范时，热传导的作用显著降低，这个作用在「已热层」*增厚过程中同时显现出来。曲线2相当于 $x_k > \Delta_k$ 的场合，这时同用外部热源加热时一样，例如在炉内或盐浴炉内加热时，热传导起着主导作用。这种加热型式称为纯表面型加热，与深层型加热相比热损失大。在被加热层内温度差相同时，加热时间显著增加，并与用外部热源加热的时间大致相当。这种加热方式是不好的。

1—6 圆环效应

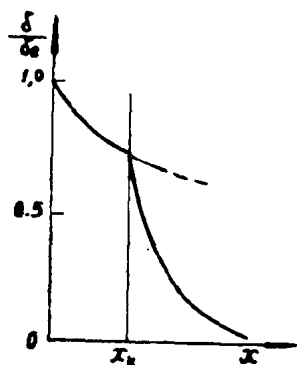


图1—5 在深度 x_k 处已加热到超过磁性转变点时工件中电流密度的大致分布情况

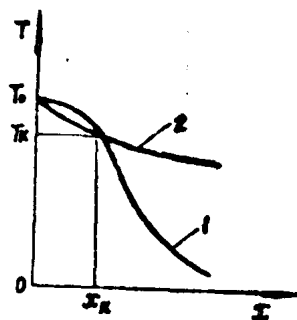


图1—6 感应加热时工件断面上的温度分布
1. 深层型加热； 2. 表面型加热。
 T ——表面温度； T_k ——磁性转变温度（淬火计算温度）。

众所周知，如果将导体卷成环形或螺旋形并通以交变电流，则螺旋线圈导体内侧的电流密度最大。导体的径向高度对圆环直径的比值愈大，表面效应愈明显，则这种称为圆环效应的现象也表现得愈明显。

圆环效应实际上也是表面效应的另一种表现形式，这可由线圈或螺管的磁场的不对称性来解释。在圆环内侧的磁场比外侧更为强烈，（如图1—7）所示，因而电磁能的主要部分是从内侧进入导体的。

圆环效应使导体可利用的断面减少，电阻增大。当计算其内部放置被加热工件的圆柱形和扁圆形感应器的阻抗时，可以

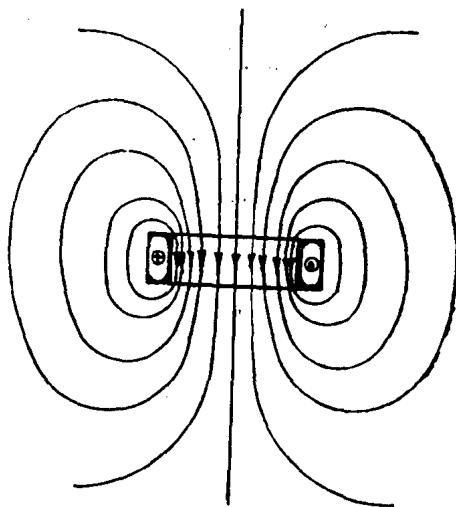


图1—7 空心感应器的磁场

* 这里和下面各章中「已经加热到超过磁性转变点的层」简称为「已热层」，原注

认为电流只集中在导体内侧。与邻近效应联系在一起，使感应器内部的磁场强化，因而被包围在感应器内的工件加热效率提高。在这种情况下，虽然施感导体内的电阻有所增加，圆环效应则是有利的。然而，在加热内表面时，由于这时的邻近效应的作用相反使靠近被加热表面的磁场强度减弱，给加热增加了困难。

1—7 施感导体和被加热工件中电流密度的分布

图1—8所示为感应器内放置金属圆柱体的磁场分布的示意图。由于圆环效应及邻近效应，感应器的电流集中在它的内表面，大部分内表面上的电流密度几乎是均匀的，在导体的转角处略有增加。这是由于导体转角处的电力线周围的磁通比处于中心部位的为小，在这些电力线中感应的反电势也比处于导体的中心部位的为小。

相反，在圆柱体内感应出的电动势的作用下，使圆柱体内有电流流过。这个电动势愈大，则环形电力线相联系的磁通也愈大。从磁场分布的示意图看出，位于感应器平面中心的电力线与最大磁通相联系，这里可观察到最大的层状电流（表面电流密度）。在施感导体范围以外感应电流迅速减弱。

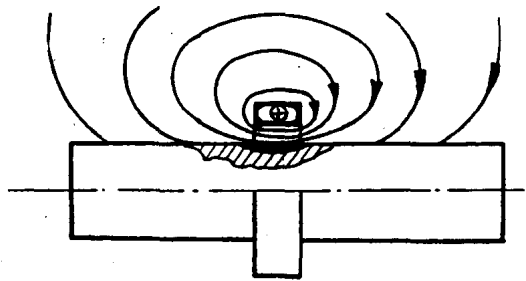


图1—8 内部放置被加热工件的感应器的磁场分布示意图(图中导体外侧应为细线)

这样，在圆柱体内感应电流集中在其宽度和感应器宽度差别很小的条带上。通常我们把这个条带称为有效宽度，近似地等于感应器宽度。

1—8 有限断面系统中电磁过程的近似计算

如果电磁波从一边渗入导体，其厚度超过 $(2.5 \sim 3)\delta$ ，如果电磁波沿整个断面周界渗入导体内，例如圆柱体，则其直径应超过电流透入深度的4~5倍，才可认为与平面半无限大介质相类似。下面研究感应加热时两种最典型的情况。

圆柱体在纵向磁场内加热 这种情况相当于圆柱体工件在圆柱形感应器内进行感应加热。

为了不因考虑端部效应而使问题复杂化，下面对从无限长系统内取出的 a 段（图1—9）进行讨论。这时在感应器和圆柱体间的空隙内的磁场是均匀的，而感应器外面的磁场强度等于零。取圆柱体工件直径 $D_2 > 6\delta_2$ ，其中 δ_2 ——圆柱体材料中的电流透入深度，而用以制造感应器的铜管的壁厚 $d_1 > 3\delta_1$ 。在此，属于感应器的所有数值的脚注设为1，而属于被加热工件的脚注设为2。

因为磁场强度的切线分量在不同介质的分界处没有突变（在我们所考察的情况下所具有的条件），故空气隙内的磁场强度同时是感应器线圈表面上和被加热工件表面上的磁场强度，即 $H_0 = H_{me}$ 。

假定感应器外部的磁场强度等于零，则利用全电流定律由磁场强度可表达出感应器电流 (I_u) 。这时积分回路为 $abcd a$ （图1—9）得：