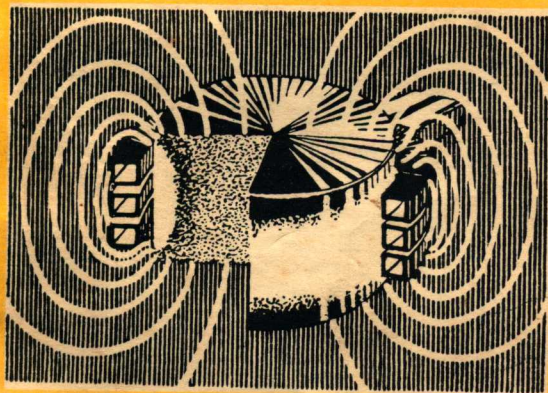


高頻热处理丛书

第 2 册

高頻加热的物理基础

〔苏联〕H. П. 格魯哈諾夫 著



科学技術出版社

高頻热处理叢書

第 2 册

高頻加热的物理基础

[苏联] H. II. 格魯哈諾夫著

孙 恩 德 譯

逢 永 祿 校

科学技術出版社

內 容 提 要

这本小册子叙述了金属和介質高频加热的物理基础，并討論了通以高频电流后所产生的一系列現象的特性。

这本小册子可供工业部門中从事高频电流加热工作的有关人员参考。

高频加热的物理基础 ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО НАГРЕВА

原 著 者 〔苏联〕Н. П. Глуханов
原出版者 Машгиз 1954 年版
譯 者 孫 恩 德

*

科学技術出版社出版
(上海南京西路 2004 号)

上海市書刊出版业营业許可証出 079 号

信誠印刷厂印刷 新華書店上海發行所总經售

*

統一書号: 15119·582

开本 787×1092 耗 1/32·印張 1 11/16·字數 35,000

1957 年 11 月第 1 版

1957 年 11 月第 1 次印刷 印數 1—2,100

定價: (10) 0.26 元

· 原 序

这本小册子出版的目的是为了简单叙述作为高频加热方法基础的物理现象。这些方法正在被“B. П. 沃洛格金教授”高频电流科学研究院在工业中广泛运用，借以帮助工厂工作者正确处理实际发生的问题。

与高频加热有关的实际问题的范围非常广泛，而且是各种各样的。在这个领域内工作，需要懂得电与磁现象的理论、电磁场以及用电磁场加热的理论。

这本小册子就是概述高频加热的理论。如果工厂工作者读了这本小册子之后，对高频加热过程能够有较清楚的概念，则本书的目的就达到了。

目 录

原序	
引言	1
1. 导体感应加热的物理基础	2
1-1. 电与磁现象的基本概念	2
1-2. 沿导体通过的电流	6
1-3. 载交流电的导体的相互作用	11
1-4. 有磁路存在时导体内的趋肤效应	15
1-5. 交变磁场中的导体	17
1-6. 导体材料的特性	24
1-7. 导电率及导磁率变化时的铁磁导体内的电磁场	26
2. 半导体和介质加热的物理基础	30
2-1. 静电场中的介质	30
2-2. 交变电场中的介质	36
2-3. 交变电场中介质的加热	38
2-4. 交变电场中半导体的加热	41
2-5. 用电磁波来加热半导体和介质	43
参考文献	50

引 言

任何物体的原子都是由帶电的質点，即帶負电的电子和帶正电的原子核所組成的。由于正負电量相等，因而物体不显示电性。倘若外施以自由电子，則物体便失去中性状态，而成为帶負电的帶电体。

物体失去一部分电子时，它具有过多的正电荷，即帶正电。

金属中原子的一部分电子与原子核的联系极松，在外界电場力的作用下，这些电子可由一个原子移动到另一个原子上。我們把这些电子有規律的运动称为电流。

金属是电流的良导体。酸性和硷性电解液也是导电体。

在电解液中，一种物質的原子失去部分电子而帶正电；另一种物質的原子得到这部分电子而帶負电。失去或得到电子的原子皆称为离子。

电解液的导电性决定于离子的运动。

在某些情况下气体的原子可能失去一个或几个电子。这种原子称为电离原子。电离气体也是导电体。

电离气体的导电性决定于离子和自由电子的运动。

导电性极小的物質称为介質或絕緣質。

介質的导电性既具有电子特性，同时又具有离子特性。

在外界电場力的作用下，介質的帶电質点产生位移，于是介質就极化了。

自由电子在导体中的运动或者在某些情况下介質的极化均

能使物体发热。

可以根据电流沿着导体通过的特性来研究电能傳輸机构。但是,无线电技术的发展已经无可争论地证实,电磁能的傳播不需要任何媒介,在自由空间中也可进行。

当研究个别实际情况时,技术人员可根据自己的见解灵活运用某种概念,可是现象的本质是不变的——电磁场就是能量的載能体。

我们将在以后叙述电磁场内的现象。

1. 导体感应加热的物理基础

1-1. 电与磁现象的基本概念

由任何电源(例如发电机)通电給导体,在导体的周围就会产生电场。把任何帶电体,例如用輕質材料做成的小球,移近导体时,便可发现电场的存在。我們可以测出,有一种使試驗电荷的携帶者产生运动的力作用在帶电的小球上。这种作用力就是电场的表现。

电场是以它的强度来表征的,通常以 $\vec{E}$ 表示。电场强度等于正試驗电荷所受的力与該試驗电荷电量之比。电场强度是有大小和方向的。

用电场强度的概念,便可說明空間任何一点的电场。

电场以电力綫表示,电力綫的密度則表示它的强度(图1)。把不帶电的导体放在电场內,我們发现,不帶电的导体內的自由电子,即負电荷的携帶者,也象試驗电荷一样受到力的作用。在这种力的作用下,电子开始运动,也就是导体內产生了电流。

实际上,当电子运动到导体的边缘(该边缘带有使电子运动的正电荷)时,这种电流就很快终止。

导体失去电子的相对部分带正电。聚集在导体上的正电荷在导体内造成电场,其方向与引起电荷移动的电场方向相反。结果,导体内的电场消失。但是,如果将导体接到电源的闭合电路上,则导体内的电场可保持下去,因而电流将不断流动。

我们利用磁针可发现,当电流沿导体通过时,在导体周围有

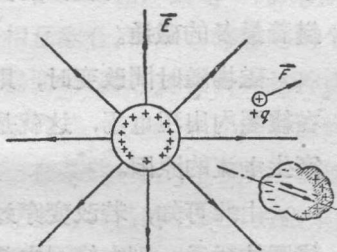


图 1. 电场强度 $\vec{E}$ 等于正试验电荷所受的力 $\vec{F}$ 与该电荷 $+q$ 的比。

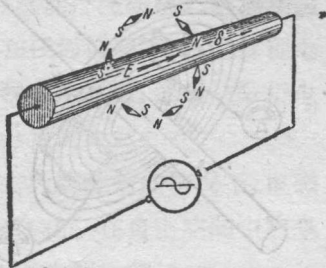


图 2. 利用磁针来发现载流导体周围的磁场。

$\vec{E}$ —— 电场强度;
 $\vec{j}$ —— 电流密度。

磁场产生(图 2),在导体内也同样有磁场存在。

直流电和交流电均可造成磁场。在交流电时,利用接在线圈电路中并靠近载流导体的测量仪表可以观察到磁场。若使测量线圈与导体之间的距离保持一定,当改变线圈对导体轴线的位置时,就可发现仪表的指针发生最大的偏转,此时通过线圈的电流最大。

在磁场中假想划出一个定面,就可以观察到穿过这个定面的这一部分磁场,被划出的这一部分磁场称为磁通。

磁通的密度称为磁感应强度。磁感应强度决定于该点的磁

場強度和方向。

我們用磁力綫來表示磁場，用磁力綫的密度來表示磁感應強度。

導體周圍的磁場在空間有一定的方向，因此在改變綫圈位置時，穿過綫圈的磁通也將改變（圖3）。

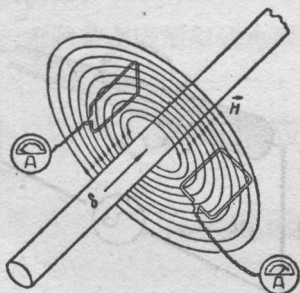


圖3. 當改變綫圈位置時，穿過綫圈所包圍的表面的磁通也將改變。

綫圈的平面垂直於磁感應的方向時，綫圈中將產生最大的電流，此時綫圈將匝鏈着最多的磁通。

磁場隨時間改變時，則在綫圈內出現電場，這就是產生電流的原因。

由此可知，若改變穿過綫圈的磁通，則在綫圈內就會產生引起電流的電場。

把載流導體從自由空間移到任何物質內，則可發現在同一電流強度下磁場有了變化。

物質內的磁感應強度與自由空間里的磁感應強度之比稱為相對導磁率，以 μ_{OTH} 表示。

磁場的強弱也是以它的強度 $\vec{H}$ 表示的。磁場強度與磁感應強度成正比。在自由空間中是按公式 $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ 來表示，式中： μ_0 ——自由空間的導磁率，等於 $4\pi 10^{-7}$ 亨/公尺。任何媒介質中的磁場強度可由關係式 $\vec{B} = \mu \vec{H}$ 決定，式中： $\mu = \mu_{OTH} \mu_0$ ——媒介質的導磁率。

磁場變化時在綫圈內感應出電流的現象稱為電磁感應。

由于磁場改变所引起的电場，不仅在測量綫圈的回路中可以产生，而且在无导体存在的其他地方也可产生。

取两块平行的金属极片，在两片之間放入任何一种介質，这样的結構称为电容器。如果將电容器接在交流电路上，則在金属极片間將产生交变电場。

当把磁針移近电容器时，便可发现由于电容器金属极片間电場周期性的变化所引起的磁場。

由此可見，当电場周期地改变时就能产生磁場。电場和磁場相互配合，構成电磁場的两个量。在任何情况下，我們处理电磁場問題，而且是在研究这种或那种現象的同时，通常只分析电磁場的某一分量，而同时考虑到另一分量的必然存在。

在某些情况下，例如：在無綫电台天綫輻射的情况下，电磁場能够与自己的电源失去联系而独立存在；在自由空間中它是以被無綫电接收机所探测的电磁波的形式傳播着。

在說明高频加热基础的物理現象时，常要涉及到电磁場的概念。

当交流电通过某一电路时，它所形成的交变磁場在导体內感应出电場，这个电場与电源所建立的电場作用相反。換句話說，在电路中將产生与电路的电源电动势作用相反的自感电动势。因此，电路中的电流强度將比无自感电动势时的要小。

电路中自感电动势的大小决定于同电路相配合的磁通的变化率，即它与造成电場的交流电頻率以及磁通随時間变化的最大值成正比。此外，它还与磁通随時間变化的曲綫形狀有关。

交流电完成一个循环变化的時間叫做周期，每秒內的周期数叫做交流电的頻率。

因此，自感电动势的存在就等于导体內有某一附加电阻，这

个电阻称为电路的感抗。

建立电磁场所损耗的电源能量储积于电场和磁场内，亦即电场和磁场是能量的储存者。当电场和磁场消失时，所储存的能量或回到建立电场和磁场的电源中去，或变为另一种形式的能。

下面将研究载流导体中所发生的现象。

1-2. 沿导体通过的电流

取一根很长的圆截面导体，通以直流电。

直流电在导体截面上的分布是均匀的，即在导体截面的任何一点上，电流的密度都相等。电流密度的方向与导体轴线的方向相同，其大小等于沿着导体所通过的电流除以导体截面积。电流以字母 I 表示，而电流密度以字母 δ 表示。

不论在导体周围的空
或导体内部都有电流所建立的
的磁场。

在垂直于导体轴线的平
面上的磁场强度等位线，是
以导体轴线为中心的同心
圆。圆周上任意点的磁场强
度的方向均与该圆周相切。

图 4. 交流电流沿导体截面的分布。黑色处为电流最集中的地方；曲线表示沿着导体截面分布的磁场 (H) 和电流密度 (δ)。

现在，若以交流电通入导体，则电流在导体截面上的分布将

是不均匀的;导体表面上的电流密度最大,而其軸綫上的电流密度最小(图4)。交流电流在导体截面上的不均匀分布的现象称为趋肤效应。

怎样来解释趋肤效应呢?

电源在导体中产生交变电场。导体截面各点上的电场强度在某一瞬间都是一样的。但是,由于有电磁感应存在,除了电源所建立的电场之外,在导体内还产生方向与电源电场相反的电场,或者說是在导体内产生自感反电动势。

假如我们把导体的横截面分成无数的小部分,电流沿着这些小部分通过,那时,整个载流导体好象是由无数根细小的电流綫所組成。

与导体軸綫重合的电流綫同磁通的配合比位于导体表面的电流綫要多。因此,由感应而产生的电场强度在导体軸綫上比表面上的要大。但是,导体内的电流密度决定于总电场,总电场是电源所建立的电场和感应而产生的电场之向量和。因为这些电场强度的方向是相反的,所以导体軸綫上的总电场强度反而小于导体表面上的电场强度。因而电流密度自导体表面向其軸綫(軸心)將逐漸减小。

导体材料相同时,导体的半径愈大和电流频率愈高,则电流沿着导体截面分布的不均匀程度也就愈大。

因为自感反电动势决定于磁通的变化率,故电流频率愈高,反电动势的作用愈强。当导体半径不变时,趋肤效应也愈显著。电流频率不变时,沿着导体通过的磁通將随着圆柱体半径的增大而增加。通过导体的磁通愈多,即导体半径愈大,则导体軸綫上和导体表面上的反电动势值的差数亦愈大。

对于大小一定和材料相同的导体来说,交流电频率愈高,则

趋肤效应也就愈显著。

磁场在空间的形成和消失不是瞬间的，而是具有一定的速度。这个速度的大小决定于自感反电动势相同瞬时值之间的间隔时间，和距离导体轴线不相等的截面上两点的电流密度。

假定在某一瞬间，导体表面上电流密度已达到最大值，那末离导体表面较深的点上的电流密度却未达到最大值；就是说，每一瞬间距导体轴线不等的截面上各点的电流密度是不同的。

甚至也可能某一点上的电流密度的方向与导体表面上的电流密度方向相反。

当直流电沿着导体通过时，单位时间内析出的热能等于电流平方与导体电阻的乘积。当通过交流电时，这种电阻称为有效电阻，它与感抗是有区别的，感抗是在自感反电动势产生的同时而出現的，由于自感反电动势的方向与电源电动势的方向相反，所以自感反电动势使得导体内的电流减小。因为交流电流在导体截面上的分布是不均匀的，所以当导体截面相同时，对交流电而言的有效电阻要比对直流电而言的电阻大。故导体当通以交流电时，导体截面不能完全被利用。

对直流电而言的导体电阻通常以字母 r 表示，且按下列公式计算：

$$r = \frac{l}{\gamma \pi R_0^2} \text{ 欧}, \quad (1)$$

式中： l ——导体轴线方向的长度，公尺； γ ——导体材料的导电率， $\frac{1}{\text{欧} \cdot \text{公尺}}$ ； R_0 ——导体截面的半径（公尺）。

在同一导体中，通交流电时电阻要大些。若电流频率愈高时，电阻增大系数（交流电的有效电阻与直流电的电阻之比）亦愈大；而在给定频率时，导体半径愈大，电阻增大系数亦愈大。

趋肤效应急剧增大时，也就是导体半径增大或电流频率增高时，电流密度自导体表面向其轴线逐渐减小的程度是有规律的，以下式表之：

$$\delta_x = \delta_0 e^{-\frac{x}{\Delta}}, \quad (2)$$

式中： δ_x ——距导线表面 x 处的电流密度的均方根值，安/公尺²；
 δ_0 ——导线表面电流密度的均方根值，安/公尺²； e ——自然对数的底数； Δ ——在导线半径方向上，从导线表面到电流密度减小到表面电流密度的 $\frac{1}{e}$ ($e=2.71$) 处的距离。

在导线半径方向上，从导线表面到电流密度减小到 $\frac{1}{e}$ (即小63.2%) 之处的距离称为电流透入深度，可按下式求得：

$$\Delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \gamma}} \text{ (公尺)}, \quad (3)$$

式中： $\omega=2\pi f$ (f ——电流频率，周)； μ ——实用单位制中导线材料的导磁率，亨/公尺； γ ——导线材料的导电率，1/欧·公尺。

我们在技术上所用的实用单位制中，自由空间的导磁率 $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ 亨/公尺，而电流密度以安/公尺² 计之。

导磁率也可以用 $\mu = \mu_{OTH} \cdot \mu_0$ 来计算，式中： μ_{OTH} ——相对导磁率。各种材料的导磁率值，在各种手册中均有述及。

当导体直径与电流透入深度之比大于10时，对交流电而言的圆截面导线的有效电阻可按下式计算：

$$r_{\sim} = \frac{l}{\gamma \pi \cdot R_0 \Delta} \text{ 欧}, \quad (4)$$

式中： l ——导体长度，公尺； γ ——导电率，1/欧·公尺； R_0 ——导体的半径，公尺； Δ ——电流透入深度，公尺。

因为电流实际上不是沿着导体的中部通过，而是沿着导体

表面的一薄层通过。故导体可做成空心圆柱形，其壁厚比电流透入深度稍大些。

矩形截面导体同样也有趋肤现象。

我们取一个厚度远小于其高度的矩形截面汇流条（图 5）。

在交流电频率和汇流条材料不变的条件下，如果我们把汇流条保持一定的高度而改变它的厚度，那末汇流条的有效电阻将改变。若厚度比电流透入深度小很多，则电流沿着截面的分布几乎是均匀的。由于汇流条截面小，所以有效电阻将很大。若增大汇流条的厚度，那末它的截面增大，因而电阻减小。然而，汇流条愈厚，电流沿着汇流条截面的分布将愈不均匀。电流不是沿着

汇流条整个截面通过，而主要是沿着它的表面层通过。因此，当增大汇流条厚度时，电阻达到了某一最

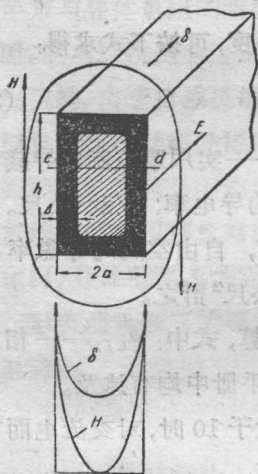


图 5. 交流电沿矩形导体截面的分布。

δ ——电流密度； E ——电场强度； h ——导体的高度； $2a$ ——导体的厚度。曲线表示 dc 截面中电流和电场的分布。

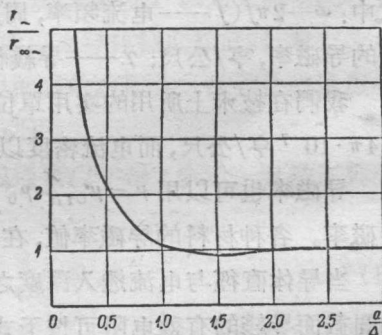


图 6. 电阻与导体厚度的关系

（图中 $\frac{r_{\sim}}{r_{\infty \sim}}$ ——对交流电

而言的导体电阻与导体截面无限大时的电阻之比）。

小值之后，就几乎不再改变了。正确分析这种现象证明：最小电

阻的汇流条的合适厚度应满足于下式:

$$\frac{a}{\Delta} = \frac{\pi}{2} = 1.57,$$

式中: a ——汇流条厚度的一半; Δ ——电流透入深度(图 6)。

繼續增大汇流条的厚度, 电阻的增加并不甚显著, 而趋近于某一定值, 該值可按下式計算:

$$r_{\infty} = \frac{l}{\gamma 2 \Delta h} \text{ (欧)}, \quad (5)$$

式中: h ——汇流条的寬度, 公尺; l ——汇流条的長度, 公尺; Δ ——电流透入深度, 公尺; γ ——导电率, 1/欧·公尺。

1-3. 載交流电的导体的相互作用

到現在为止, 我們只研究了載有交流电的單独导体的性質, 就是說, 导体附近沒有任何物体, 也沒有其他載流导体。

現在我們来談談載交流电的导体在另一导体的磁場內所發生的現象。

假如高度远大于厚度的两块平板式汇流条是平行放置的, 則趋肤效应將表現如下:

假定汇流条上的电流方向在任何瞬間彼此相反, 而其大小相等(图 7a), 那末在汇流条之間由每一导体电流所建立的磁場的方向是相同的, 于是总磁場增大, 而汇流条外側的磁場方向相反, 所以磁場减弱。

因为总磁通不仅在空間通过, 而且也从汇流条內通过, 所以各个电流綫与不同的磁通相配合。汇流条外側的电流綫与許多磁通相配合, 因而感应出的电場沿着这个电流綫將比沿着汇流条內側电流綫的强。

由电源电場和感应电場所合成的总电場在汇流条的外側比

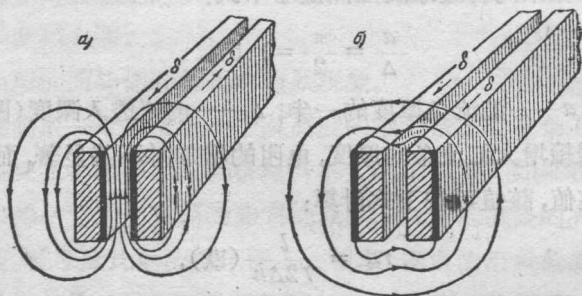


图 7. 在平行放置的汇流条中交流电的分布。

a——汇流条中电流方向相反；

b——汇流条中电流方向相同。

其內側的弱，因此，外側电流密度小于內側。

趋肤效应很显著时，电流將沿着汇流条的內側通过。

如果一个汇流条通过的是外电源电流，而另一个汇流条通过的是感应电流，那末汇流条上电流的分布与此相类似。

若用两块平板式汇流条，在任何瞬間通以同向等值的电流，則趋肤效应將呈現出另一种現象。

在这种情况下，汇流条左右的空間將形成一合成磁場。每个汇流条上的电流所造成的磁場在汇流条之間相互抵消(图 76)。結果，磁力綫將包圍两个汇流条，并且有一部分沿着汇流条截面通过。

汇流条周圍的电流綫將与許多磁通相配合，所以汇流条內側的电流密度將小于外側的。

若趋肤效应很显著，則电流实际上將沿着每个汇流条外側之薄层通过。

以另一載流导体或者有感应电流的导体接近某一帶有交流电的导体时，后者內部的交流电要从新分布，这种現象叫做鄰近