高等學校教學用書

電工原理

下冊

К. А. КРУГ 主編

東北工學院電工原理教研組周孔章等譯

83

龍門聯合書局

高等學校教學用書

電工原理

下冊

К. А. 克魯格教授主編

К. А. 克魯格 А. И. 達列夫斯基 Г. В. 塞維凱 П. А. 依翁金
В. Ю. 洛蒙諾索夫 А. В. 聶杜什爾 С. В. 斯特拉霍夫 合著

東北工學院電工原理教研組 周孔章等譯

龍門聯合書局

本書係根據蘇聯國營動力出版社（Государственное энергетическое издательство）1952年出版的“電工原理”（Основы электротехники）譯出的。原書是榮獲列寧勳章的莫斯科莫洛托夫動力學院的電工原理教研室的教師們的集體著作，是在電工原理教研室主任克魯格（К. А. Круг）教授主編之下寫成的；並經蘇聯高等教育部審定爲動力工程學院及電工學院和動力工程系及電工系的教學參考書。

本書中討論了直流和交流的線性和非線性的電路，靜電電路和磁路，具有分佈參數的電路，瞬變過程，以及靜電場、磁場、導電媒介質中的電場和電磁場。

本書的中譯本分三册出版，上册包括直流電路、磁路、靜電電路和正弦交流電路。中册包括非正弦交流電路和電路的瞬變過程。下册爲電磁場。

下册的翻譯工作由東北工學院機電系電工原理教研組担任：第二十一章前部（21-1—21-10）由陳紹龍同志翻譯；第二十一章後部（21-11—21-22）、第二十二章和附錄由周孔章同志翻譯；第二十三章由湯肇善同志翻譯；第二十四章前部（24-1—24-13）由何文興同志翻譯；第二十四章中部（24-14—24-26）由李華天同志翻譯；第二十四章後部（24-27—24-31）由周崇經同志翻譯。

下册的譯稿並經周崇經、李華天、周孔章三同志校閱。

電　工　原　理

下　册

ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОТЕХНИКИ

К. А. КРУГ 主編

東北工學院電工原理教研組　周孔章　等譯

★版權所有★

龍門聯合書局出版

上海市書刊出版業營業許可證出029號

上海茂名北路300弄3號

新華書店總經售

蔚文印刷廠印刷

上海長樂路256號

開本：850×1168 1/32　印數：11,701—13,700册

印張：8 12/32　1954年12月重譯第一版

字數：228,000　1956年11月第四次印刷

定價：1.30元

目　　錄

第五編　電磁場及其計算方法

试读结束：需要全本请在线购买： www.ertongbook.com

第五編　電磁場及其計算方法

在以前各章中曾研究了電網絡及其等值電路圖。研究的對象是電路圖中各支路的電流及各區段上的電壓。已知電流及電壓的數值，就可以計算出功率的數值，並可以求出所產生的能量變換。

可以提出一系列的問題，對於這些問題應用已學過的一些方法就顯得不足。例如當沿圓柱導體通過高頻電流時，沿其截面電流的分佈是不均勻的，因而瞭解在導體內每點電流密度的數值是很重要的。又如加在絕緣層兩端的電壓，在絕緣層間的分佈可能是不均勻的，因而查明具有最大電場強度數值的薄層，也就是受電場影響最大的薄層也是很重要的。

當解決這類問題時必須研究在導體及電介質中的電磁場，而且要研究其中每點的情況。

倘若在電路理論中進行各種運算時，認為集中地貯藏在電容器的電場中及電感線圈的磁場中的能量等於具有 $\frac{1}{2}Cu^2$ 及 $\frac{1}{2}Li^2$ 形式的兩組表達式之總和；則能量分佈於包圍電氣設備的全部空間內的這一概念就是全部電磁場的理論基礎。因此必須研究能量在空間分佈的規律，並計算在每單位體積內貯藏的能量。

電阻、電容及電感是電路圖中的元件。這些特性常稱為積分的特性，所以要這樣稱呼是因為它們或者是說明整個電路的特性，或者是說明某一支路的特性。場的理論則利用物質的、表示各體積單元基本物理特徵的、每點的特性：電導係數，介電係數，導磁係數。這些特性本質上的特點在於它們可能是逐點發生變化的。

電路的狀態要用其電流及電壓的數值表示。電磁場則要用逐點連

續變化的電場強度，電位及其他物理量來描述。

過去數百年間，在法拉第、馬克斯威爾、烏莫夫、赫芝等學者的物理著作中曾研究了場的基本原理。但是這些理論的創造者並沒有將它應用到實際中去。這個工作首先是由 A. C. 波波夫於 1895 年完成的，爲近代無線電理論奠定了基礎。

第二十一章　靜電場

21-1. 靜止電荷間相互作用的力

實驗證明，帶電物體間有相互作用的力。因爲這種力只能由於電化的結果，也就是當物體得到過剩的電荷之後才能發生，所以有充分理由說：相互作用的不是物體，而是物體中的電荷。這種力總是採取這樣的方向：異號電荷企圖接近並中和，而同號電荷則互相排斥並企圖減少它們自己在空間的集中。

爲了建立這個現象的理論，必須去掉和這個現象無直接關係的一切方面，而返回到最單純、最簡單的形式。有相互作用的電荷的數目最少是兩個，而且爲了避開媒介質內的電荷所引起的影響，應該假設相互作用的電荷是在眞空中。爲了不考慮相互作用物體的尺寸及形狀，引入點電荷，也就是集中在無限小的體積內的電荷的概念是合適的。兩個點電荷 q_1 及 q_2 在眞空中相互作用的力 F，決定於庫侖定律：

$$\mathbf{F}=\frac{q_1q_2\mathbf{R}^0}{4\pi\varepsilon_0R^2}. \tag{21-1}$$

庫侖公式的直接校驗當然是不可能的；因爲無論是點電荷，或是眞空都是抽象的，在現實世界中是觀察不到的。但是當具有相互作用的電荷的物體間的距離遠大於其本身尺寸時，則物體形狀的影響就變得很微小了。觀測到在抽空了的容器中電荷相互作用的力的數値後，根據外差法（экстраполяция）的結果，可以求出兩個電荷在眞空中相互作用力的數值。這樣，例如當從空氣中移到眞空中時，相互作用力要增加到 1.0005 倍。

倘若相互作用的電荷不止兩個，譬如說是三個點電荷，則由實驗證

明有如下的關係:

$$\mathbf{F}_1=\mathbf{F}_{21}+\mathbf{F}_{31}. \tag{21-2}$$

這就是說,作用於某電荷上的力,例如第一個電荷,是由兩個力疊加的結果,這兩個力各爲:當第三個電荷不存在時第二個電荷作用於第一個電荷上的力,及當第二個電荷不存在時第三個電荷作用於第一個電荷上的力。換句話說,一對電荷相互作用的力與相互作用時存在的電荷的個數無關,因而可以直接按公式(21-1)計算。

公式(21-2)可以推廣到有任何個數的電荷,這樣只要知道了電荷的分佈,藉該式就可能算出受試驗的任何幾個帶電體間相互作用的力。因此,例如,兩個帶電體相互作用的力可按以下的方式求出:將每個物體分成很小的單元,小到屬於其中每個單元的電荷可以看作是點電荷,然後計算第二個物體的各個單元作用於第一個物體的某一單元上的力。作用在第一個物體所有各單元上的力的總和就給出第二個帶電體作用於第一個帶電體上的力。顯然,第一個帶電體要以大小相等而方向相反的力作用於第二個帶電體上。

21-2. 電場强度與電位

孤獨電荷 q 永遠與其周圍的電場連繫着,這電場的特性用電場強度向量 $\mathbf{E}$ 來表示。

根據式(1-2),在眞空中

$$\mathbf{E}=\frac{q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 R^2}\mathbf{R}^0.$$

電場強度向量的方向是從正電荷到要求出電場強度的那一點(觀察點)所引的直線的方向。倘若電場由負電荷所產生,則向量 $\mathbf{E}$ 的方向是從觀察點到電荷。

根據每對電荷相互作用力的獨立性法則,任何個數電荷所產生的電場強度等於幾何和

$$\mathbf{E}=\mathbf{E}_1+\mathbf{E}_2+\mathbf{E}_3+\cdots\cdots, \tag{21-3}$$

而且這個合成是在觀察點根據全部參加產生電場的電荷來進行的。

试读结束：需要全本请在线购买： www.ertongbook.com

靜止電荷所產生的電場稱爲**靜電場**。

倘若給出電場每點電場強度的大小及方向，則電場的性質就可以完全確定。

但是用向量來說明場的特性並非總是方便的。倘若場的力所作的功與連接其始點與終點的路徑無關，則這種場稱爲**位場**，而且其中每點的特性可藉一數量——位來描述。

場具有能量如前所述，這種能量分佈於其所佔有的全部體積中。靜電場的場源就是靜止的電荷。場的全部性質，尤其是能量在其體積中的分佈，決定於電荷的大小及其相對位置。具有同一電荷分佈的兩個場，彼此之間沒有差別。由此可見，沿任何選定的閉合路徑搬運一個電荷所作的功等於零；因爲當電荷又返回到出發點時，就得到最初的電荷分佈，因而也就得到先前場中所貯藏的能量。於是

$$\oint \mathbf{F}\, d\mathbf{l} = 0, \tag{21-4}$$

因爲電場力所作的功可以用開始與終了時的電場中具有的能量差來確定。

用 q 來表示所搬運的電荷的大小，並且注意到作用於這個電荷上的力可以 $\mathbf{F} = q\mathbf{E}$ 乘積的形式表示，則由方程式 (21-4) 就得到：

$$\oint \mathbf{E}\, d\mathbf{l} = 0. \tag{21-5}$$

方程式 (21-5) 是靜電場的電位存在的必要而充分的條件。從顯明的等式 (圖 21-1)

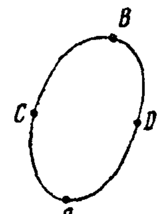

圖 21-1

$$\oint \mathbf{E}\, d\mathbf{l} = \int_{ACB} \mathbf{E}\, d\mathbf{l} + \int_{BDA} \mathbf{E}\, d\mathbf{l} = 0$$

及

$$\int_{BDA} \mathbf{E}\, d\mathbf{l} = -\int_{ADB} \mathbf{E}\, d\mathbf{l}$$

可見，

$$\int_{ACB} \mathbf{E}\, d\mathbf{l} = \int_{ADB} \mathbf{E}\, d\mathbf{l}, \tag{21-6}$$

也就是向量 $\mathbf{E}$ 的線積分與路徑的形狀無關。

積分

$$\int_A^B \mathbf{E}\, d\mathbf{l} = U_{AB} \tag{21-7}$$

稱爲 A 點及 B 點間的電壓。電壓 U_{AB} 爲當電荷從 A 點搬運到 B 點時電場力所作的功對該電荷的比值。因爲積分值與路徑無關，而只決定於路徑起點與終點的電場的狀況，所以式 (21-7) 可改寫成如下的形式:

$$\int_A^B \mathbf{E}\, d\mathbf{l} = \varphi_A - \varphi_B, \tag{21-8}$$

其中 φ_A 與 φ_B 表示所研究的場中 A 點與 B 點的電位，而且 $\varphi_A - \varphi_B = U_{AB}$。我們沒有方法單獨地計算 φ_A 與 φ_B，因此從計算和測量中所給出的只是它們的差。

有時以大地表面爲零電位，有時以無窮遠點爲零電位，其他各點的電位則由觀察點與零電位點間的電壓來計算。這樣或那樣選擇只是爲了計算的方便。

公式 (21-8) 的變換式是

$$E_l = -\frac{\partial\varphi}{\partial l}, \tag{21-9}$$

上式可以確定電位是這樣的一個函數，沿任意方向取它的微商(加以相反的符號)，就等於向量 $\mathbf{E}$ 在該方向上的投影。因此，寫成下列形式是完全相同的

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad}\varphi, \tag{21-10}$$

其中的負號表示電場強度向量是指向電位減少的方面。公式 (21-10) 表明，只要指出電場各點的電位，電場就可以完全確定，因爲電場各點電場強度的數值可以按照電位的數值來決定。

我們來求出點電荷電場中兩點間的電位差。爲此，以點電荷所在的點爲中心，而且分別通過路徑的起點 A 及終點 B 作兩個球面 (圖 21-2)。因爲電位差與積分路徑無關，所以路徑可以分成兩段: 沿球面

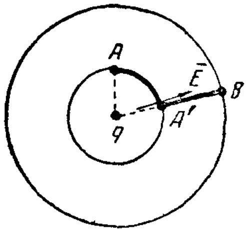

圖 21-2

由 A 到 A' 及沿徑向由 A' 到 B。所求的電位差爲：

$$\varphi_A-\varphi_B=\int_A^{A'}\mathbf{E}\,d\mathbf{l}+\int_{A'}^{B}\mathbf{E}\,d\mathbf{l}.$$

上式右邊的第一個積分等於零，因爲通過任何一點的積分路徑都與向量 $\mathbf{E}$ 垂直。第二個積分的積分路徑和向量 $\mathbf{E}$ 的方向一致，也就是 $dl=dR$，及 $\cos(\mathbf{E}, d\mathbf{R})=1$，由此得到：

$$\varphi_A-\varphi_B=\int_{A'}^{B}E\,dR=\int_{A'}^{B}\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R^2}\,dR=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{R_A}-\frac{1}{R_B}\right).\quad(21\text{-}11)$$

倘若定無窮遠點爲零電位，則點電荷 q 的電位顯然等於：

$$\varphi=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R},\qquad(21\text{-}12)$$

其中 R 是從電荷到觀察點的距離。

由任意個數點電荷所產生的電場的電位，顯然等於：

$$\varphi=\varphi_1+\varphi_2+\varphi_3+\cdots\cdots.\qquad(21\text{-}13)$$

就電荷的任意分佈可以視爲點電荷的總和這一意義而言，這個公式是很有用的。

21-3．向量的通量。高斯定理

倘若遍及某一個面 S 取電場強度向量的面積分：

$$N_E=\int\mathbf{E}\,d\mathbf{S},\qquad(21\text{-}14)$$

則得到電場的另一個數量特性——電場強度向量的通量。向量的通量是一個代數量，它的符號決定於對表面法線的正方向的選擇。

倘若取一任意形狀的面，並通過其邊緣上各點引平行於電場強度向量的線，則在場中割出稱爲力管的某些體積。特別是，在點電荷的電場中，力管是由頂點在電荷所在點的圓錐面所圍成(圖 21-3)。由力管的定義可以得出通過其側面的通量等於零的結論。

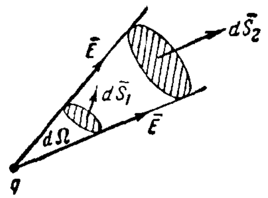

圖 21-3

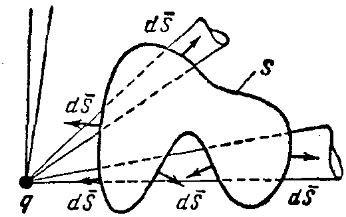

圖 21-4

通過力管橫截面的通量與橫截面對於力管所取的方向沒有關係。對於單元力管(張開有無限小立體角 $d\Omega$ 的圓錐體)這個說法是很明顯的;數量積的數值

$$dN_E=\mathbf{E}\,d\mathbf{S}=E\,dS_n$$

决定於向量 $\mathbf{E}$ 的數值及與其垂直的面積的大小。 在點電荷 q 的電場中

$$E=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0R^2} \quad 及 \quad dS_n=R^2\,d\Omega,$$

其中 $d\Omega$ 爲自電荷 q 所在點看面積 dS 所張的立體角。

因此穿過單元力管所有各截面的通量是相同的,等於

$$dN_E=\frac{q\,d\Omega}{4\pi\varepsilon_0}. \tag{21-15}$$

爲了得到通過閉合面 S 的通量,應該取表達式(21-15)的積分。倘若電荷位於該面之外,則面和單元力管要相交偶數次(在圖 21-4 中表示出和面相交零次、兩次及四次的三個力管)。 通過被力管所截的偶數個面積單元的通量等於零;每個截面都給出同一的通量的絕對值,但是符號不同;要看它是在表面的內面或外面相遇而定。 因此通過不包含電荷的面 S 的通量就等於零。

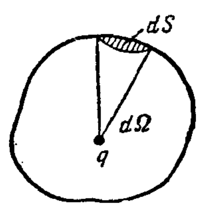

圖 21-5

但若計算通過包含電荷 q 的面的通量,則此面自 q 點看來張開有 4π 角(圖 21-5),因此

$$N_E=\oint dN_E=\oint \mathbf{E}\,d\mathbf{S}=\frac{q}{\varepsilon_0}. \tag{21-16}$$

這個關係式就是高斯定理(積分形式)。 要

提醒注意的是這個結論僅屬於眞空中的電場。方程式 (21-16) 可以推廣到有任意個數的電荷

$$N_E=\frac{1}{\varepsilon_0}\sum_k q_k, \tag{21-17}$$

而且這個總和可以推廣到爲此面(穿過此面以計算通量)所包含的全部電荷。無疑問的,這個總和必須考慮電荷的符號。

21-4 體積電荷、表面電荷及線電荷

在研究各種形狀的帶電體所產生的電場之前,首先說明幾個可以作爲特徵的,並能夠簡化電場的計算的可能性。設電場由分佈於體積 V 內的靜電荷所產生,將此體積分成許多單元,每個單元的電荷可以視作等於

$$dq=\rho\,dV,$$

其中 ρ 爲體積的電荷密度。在小體積 dV 內的電荷 dq 可以看成是點電荷,於是由公式 (21-12) 可以知道,它所產生的電場的電位等於:

$$d\varphi=\frac{\rho\,dV}{4\pi\varepsilon_0 R},$$

其中 R 爲由觀察點到單元 dV 間的距離。電場的合成電位等於:

$$\varphi=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int\frac{\rho\,dV}{R}, \tag{21-18}$$

並且應沿電荷密度 ρ 不爲零的全部體積取積分,[根據所得公式 (21-18)的方法可知,公式 (21-18) 所給出的正是電場中電荷密度等於零那些點的電位的數值。]

由公式(21-18)可知,到現在爲止,若電荷密度是有限的,則不僅藉它求出的電位是連續的,而且電位的微商也是連續的。換句話說,公式 (21-18) 使得電場強度的向量數值是連續的。在半徑爲 a 的球體內均勻分佈的電荷 Q 所產生的電場可以做爲最簡單的例子來說明這個性質。應用高斯定理,通過半徑 $R<a$ 的球面、向量 E 的通量等於 $\frac{Q}{\varepsilon_0}\frac{R^3}{a^3}$,

而此同一通量可以 $E\cdot 4\pi R^2$ 表示，因此:

$$E(R<a)=\frac{QR}{4\pi\varepsilon_0 a^3}.$$

同樣地，高斯定理給出，當 $R>a$ 時，向量 $\mathbf{E}$ 的通量的數值爲 $\frac{Q}{\varepsilon_0}$，因此 $E(R>a)=\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 R^2}$，又當 $R=a$ 時，兩個表達式是一致的。

靜電問題中重要的一類是其中的帶電體是導體。倘若所研究的問題是屬於靜電的，則必須令導體內部各點具有同一的電位，並且電場強度等於零。因爲與此情形相反，則導體內有電流流通。在另一方面，因爲在導體內電荷具有移動的可能性，由於同號電荷間的相互排斥，它們必須分佈在導體的表面。

當然，這個表面帶電薄層要具有一個有限的厚度，卽令是很小的。但是在實際運算中這個薄層的厚度可以忽略，而且認爲表面每個單元 dS 具有電荷 $dq=\sigma\,dS$，其中 σ 爲表面的電荷密度。如此，場中每點的合成電位等於

$$\varphi=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int\frac{\sigma\,dS}{R}. \tag{21-19}$$

這個公式與公式(21-18)在本質上的不同點是，它對於電位給出連續的數值，而對於電場強度則給出躍變等於 $\frac{\sigma}{\varepsilon_0}$ 的不連續函數。爲了證明這點，在無限薄的帶電表面 S（圖 21-6）上劃出一甚小的面積 dS，使得在它的範圍內可以忽略表面電荷密度的變化，而且認爲它等於 σ。圍繞此小面積作一圓柱形表面，其高爲 dl 而且其方向與 S 垂直。於是得到一個閉合面，根據高斯定理通過此面的電場強度向量的通量等於 $\frac{1}{\varepsilon_0}\sigma\,dS$。可以將 dl 取得非常的小，使得忽略通過圓柱側面的通量爲合理的。然後直接計算通量就給出 $dS\,(E_{n2}-E_{n1})$，因而

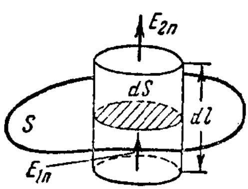

圖 21-6

$$E_{n2}-E_{n1}=\frac{\sigma}{\varepsilon_0},$$

试读结束：需要全本请在线购买： www.ertongbook.com