高等学校試用教科书

电工基础

DIANGONG JICHU

下册

兪大光編

人民教育出版社

本书共分三册，是哈尔濱工业大学俞大光所編写的。上、中册已在 1958、1959 年先后出版，下册系初版。此次出版的三册书，是在 1961 年 3 月間，經过西安交通大学、哈尔濱工业大学、上海交通大学、南京工学院、清华大学、华中工学院、北京邮电学院、西北工业大学等校“电工基础”教研組有关教师作了小的修改和补充后而出版的。

上册內容包括：直流电路、正弦电流电路、网絡理論与計算、非正弦周期电流电路及附录（直流网絡理論、耦合回路的諧振现象）。

中册內容包括：三相电路、非綫性电阻电路、磁路、含有非綫性电感及电容的周期电流电路、电路中的过渡过程、分布参数电路及附录（信号的頻譜分析、传递函数、微分电路和积分电路、反饋、网絡综合、过渡过程在相平面上的映像）。

下册內容包括：静电場、导电媒质中的恒定电場、恒定磁場、交变电磁場及附录（电路参数和电路定律）。

本书可作高等工业学校电机、电力、电訊等专业电工基础課程“路-場”体系的試用教科书，也可供有关技术人員参考。

电工基础

下册

俞大光編

人民教育出版社出版 高等学校教学用书编辑部 北京宣武門內承恩寺7号

北京市书刊出版业营业許可證出字第2号

京华印书局印裝

新华书店科技发行所发行

各地新华书店經售

統一书号 15010·1002 开本 850×1168 1/32 印张 9 10/16

字数 254,000 印数 0001—7,000 定价（7）¥ 1.10

1961年7月第1版 1961年7月北京第1次印刷

下册目录

第二篇 电磁場原理

第二篇 电磁場原理

前編我們研究电路原理时，涉及到如何探求电路中电压、电流、功率……等关系的問題，电路中的各个参数，如电阻、电感、电容等，一般均认为是已知量。显然这还沒有解决全部問題。我們还必須能够計算这些参数，这就是电工理論基础的另一个分支——电磁場原理所要解决的問題的一个方面。

电路的周圍恒伴有电場及磁場，因此我們可以說电路中电压、电流等的現象与电路周圍电場磁場的現象是同一物理过程的两个方面，而要想全面了解这种物理过程，从而达到更深入地掌握它，就必須对电場磁場的規律与計算方法进行分析与研究。

电路的概念是在特定条件下研究电磁現象时产生的，电路的参数也只有在这样的条件下才有意义。如果电流的頻率极高，以至于电磁波的波长不比电路几何尺寸大得多时，甚至于不比电路中各个元件的几何尺寸大得多时，則对这种实际問題就很难应用以前所討論的电路概念及其計算法，例如計算电流及磁通的趋表效应、研究高頻、加热等問題即屬如此。在超高頻技术中，甚至很难定出元件的参数。这类問題一般只能用电磁場的理論加以分析計算。

从此可以看出：电路問題只不过是电磁場問題中的一种特例而已。

还有一类問題是要求探討电磁場的分布規律，而不能化归为电路的概念，例如研究絕緣器耐压的問題、电磁干扰及其屏蔽的問題、电磁机械力的問題、电子管及离子管的結构与其性能的关系問題、电磁波的发射与傳播問題等。这些也都是电磁場原理所要解

决的問題。

从分析方法上来看，以前我們分析电路問題时应用电压、电流等物理量，这些物理量并不說明空間某一点的情形。电流是代表单位时間內通过某一面积的电量总和，电压則是代表电場力推动单位电荷由一点到另外一点总共所作的功。这些量都带有总和的意义，称为**积分量**。与它相对立的称为**微分量**，例如电流密度、电場强度等就是。这些量說明了在某一点上所进行着的物理过程，它們是坐标的函数。分析电磁場的問題就是要对場中每一点上所进行的物理过程加以研究，因此基本上是采用微分量。

电場現象和磁場現象之間又存在着密切的关联。有电流就有磁場，而磁場的变化又要产生感应电势（感应电場）。因此一般来說电場与磁場是不可分割的，必須統一进行研究。但实际上也有不少的情形中場的一方面表現十分微弱，也可以为了簡便而只研究另一种場，例如研究絕緣器耐压問題时就可以单独研究电場，而研究电磁鉄的起重力时則可以单独研究磁場。

电磁場問題的发生发展主要是在 19 世紀。早期場的理論是从所謂**超距作用**开始，即电荷与电荷間、磁鉄与鉄片間都可以不必互相接触而存在相互作用力。后来这种概念为法拉第的**邻近作用**理論所推翻：力是物质之間的相互作用，它不可能体現在物质本身尙不存在的空間，因此不得不引出一种抽象的物质——以太。这些論点实际上都是建立在唯心主义世界观上的，它們共同的特点是不承認漫布空間的电磁場是一种物质，超距作用理論把空間看成是可以脫离物质世界而存在的，这与恩格斯的看法："空間与时間都是物质存在的形式"恰好相反，是企图否认物质是第一性的說法。我們唯物主义者則认为沒有物质就什么也沒有，因此空間也絕不能脫离物质。电磁場旣然是不依人們主观意志而客观存在的，就应該是一种物质。法拉第的邻近作用理論是奠基在相互作

用力本身具有滞后作用上的(見§63)，根据这种学說，任何电荷，都是与一定的騷动(漫布在周圍媒质的物理性质的改变，由一点傳往邻近一点)紧密联系着的。这虽是一大进展，但却不能解釋在眞空中的电磁现象，因此又不得不杜撰出一种无法証实其存在的物质——以太，而认为它是在眞空中也存在的，这就仍然回到了主观唯心主义的泥坑。

近代电磁場的理論則认为电荷間相互作用力是由于在电荷周圍存在一种名叫电場的特殊物质，而另外的电荷即在这个电場中受到电場的作用力。磁力的现象也同样是通过名叫磁場的一种特殊物质得以体現。把电磁場作为物质的看法又从列别捷夫著名的光压实驗中得到了証实。

其所以把电場、磁場作为一种物质；是因它具有物质的一般屬性：(1)它是客观存在着的；(2)它具有各种形态（电場与磁場就是两种不同的形态）而又可以互相轉换；(3)它具有质量、能量、动量和动量矩；(4)它是由质点(光子)組成，这些质点具有波动特性；(5)它里面所进行的物理过程与实物中所进行的物理过程一样，服从质量守恒及轉換定律、能量守恒及轉换定律；(6)它的产生与消失必然伴随着其他物质的消失与产生等。然而，电場、磁場又与一般实物有不同之点：它沒有不可入性、沒有一定的体积，它的质点——光子的靜止质量为零等。它是和别种場，例如重力場，屬同一范疇，而場和实物是物质的两大类别，电場、磁場則是一种特殊的場，故称为物质的一种特殊形态。

第一章　静电场

§1. 电場强度

根据庫侖的实驗：如果有两个带电体，它們的几何尺寸比相互間的距离小得多，則它們在真空中的相互作用力 F 与它們所带电荷的量 q_1 及 q_2 均成正比，而与其間距离 r 的平方成反比，即

$$F=k\frac{q_1q_2}{r^2}, \tag{1-1}$$

这称为**庫侖定律**，式中 k 为比例常数。以后我們把带电体簡称为**电荷**，并把这种几何尺寸极为微小的电荷称为**点电荷**。把电荷的荷电量也簡称为电荷，在实用单位制中其单位为**庫侖**，簡称为**庫**。力的实用单位则为牛頓。在这种单位制中，上面的比例常数 k 根据实驗結果为

$$k=9\times10^9\ \text{牛頓}\cdot\text{米}^2/\text{庫}^2.$$

两电荷間的作用力实际上是在一个电荷周圍所形成的电場对另一电荷的作用力，这个作用力是与电場所在处的媒质有关的。真空中沒有原子与电子存在，是一种最簡单的媒质，因此我們首先研究真空中的情形。但所得各項結果在工程上完全能适合于在空气中的情形。

应用公式(1-1)来計算两电荷相互作用力还必須在較大范圍內媒质均为真空，即任何其他实物与任一电荷間的距离都应該远比两电荷相互間的距离 r 为大，这称为**无限大真空**。

为了表达出真空这种媒质的性质，同时为了今后的便利起見，我們把常数 k 写为

$$k=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}, \tag{1-2}$$

式中 ε_0 即为表达眞空对电場的物理性质的常数，称为眞空的**介电常数**，它的实用制单位是：

$$\varepsilon_0\text{的单位}=\frac{\text{庫}^2}{\text{牛頓}\cdot\text{米}^2}=\frac{\text{庫}^2}{\text{焦耳}\cdot\text{米}}$$

$$=\frac{\text{庫}^2}{\text{伏}\cdot\text{安}\cdot\text{秒}\cdot\text{米}}=\frac{\text{庫}}{\text{伏}\cdot\text{米}}=\frac{\text{法}}{\text{米}}, \tag{1-3}$$

式中法(法拉)即为电容的单位。

(1-2)式分母中的 4π 称为**合理化因子**，它的引入是为了在今后一些常用的公式中沒有 4π 这个因子，而庫侖定律公式(1-1)則虽是今后很多理論的基本出发点，但却不是常用的公式，因此可以让它改变成較繁的形式。

将(1-2)式代入(1-1)式，則得到眞空中庫侖定律的表达式为：

$$F=\frac{q_1q_2}{4\pi\varepsilon_0r^2}. \tag{1-4}$$

上式仅說明两点电荷間相互作用力的大小，而未表达作用力的方向。实驗証明，这个相互作用力的方向是沿着两电荷所在点的联接綫，而且同性电荷相排斥，异性电荷相吸引。这样，按照图 1-1 所示的情形，作用力向量可用下式表示：

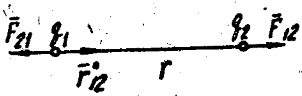


图 1-1

$$\bar{F}_{12}=-\bar{F}_{21}=\frac{q_1q_2}{4\pi\varepsilon_0r^2}\bar{r}_{12}^{0}, \tag{1-5}$$

式中 $\bar{r}_{12}^{0}$ 为由点电荷 q_1 指向点电荷 q_2 的单位向量。

两电荷間相互作用力实际上是一个电荷周圍的电場对另一电荷的作用力。因此可以断言电荷的周圍有电場存在。但电場却不一定是由电荷的存在才能存在。那么，什么是电場呢？有必要給出一个定义。在某空間內，任何电荷由于它本身的存在，受有一种与电荷成比例的力，則这空間內所存在的物质，也就是給电荷以作用

力的物质，就称为**电場**。电場对电荷的作用力则称为**电場力**。如果电場的存在是由于电荷的存在，则这种电場是符合庫侖定律的，称为**庫侖电場**。静止电荷周圍所存在的电場，則称为**静电場**，它是庫侖电場的一种特殊情形。

为了描述电場的强度与分布情形，有必要确定一个表征电場性质的基本物理量，这个物理量称为**电場强度**，它的定义为：微小試驗点电荷在电場內某点所受的力与該試驗电荷的比値，当試驗电荷的电量趋近于零时的极限，称为該点的电場强度。以公式表达則为：

$$\overline{E}=\lim_{\Delta q\to 0}\frac{\Delta\overline{F}}{\Delta q},\tag{1-6}$$

式中 $\overline{E}$ 卽为电場强度。由于力是向量，所以电場强度也是向量。定义中其所以要用微小的試驗电荷，是为了使原有电場不致因試驗电荷的携入而改变。

在电場中的任何一点都有一个电場强度向量。电場是分布在空間，因此电場强度也就是空間坐标的函数，这样就組成一个电場强度的**向量場**。如果說某电場是已知的，則意味着已知电場內每一点的电場强度，也就是已知电場强度的空間坐标函数。

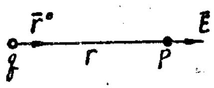


图 1-2

根据这个定义，如果点电荷 q 所在处的电場强度为 $\overline{E}$，則点电荷 q 所受到的作用力卽为：

$$\overline{F}=q\overline{E},\tag{1-7}$$

也就是电場强度 $\overline{E}$ 可以看成是单位电荷所受的电場力。

根据庫侖定律可以得到点电荷的电場强度表达式。在公式(1-5)中令 $q_1=q, q_2=1, \overline{r}^0_{12}=\overline{r}^0$，卽得点电荷 q 在无限大眞空中与它相距 r 处的 P 点(图 1-2)的电場强度为：

$$\overline{E}=\frac{q\overline{r}^0}{4\pi\varepsilon_0 r^2},\tag{1-8}$$

式中 r^0 为由点电荷 q 指向观测点 P 的单位向量。

电場强度在实用单位制中的单位根据(1-7)式应为:

$$E\text{ 的单位}=\frac{\text{牛頓}}{\text{庫}}=\frac{\text{焦耳}}{\text{米}\cdot\text{庫}}=\frac{\text{伏}\cdot\text{安}\cdot\text{秒}}{\text{米}\cdot\text{庫}}=\frac{\text{伏}}{\text{米}}. \tag{1-9}$$

由此可見，电場强度也可以看成单位长度上的电压，这将在下节中詳加論述。

由(1-8)式可知，点电荷的电場强度是与电荷成正比的。由若干电荷所造成的电場，其电場强度可按**重叠原理**来計算。在电場中某点的实际电場强度，等于每一个点电荷在該点所造成的电場强度的向量和。在計算一个非点电荷的电場时，只要知道电荷在带电体上的分布，也可以应用重叠原理用积分法計算任意一点的电場强度。

例题 1-1 有一无限长直导綫，上面均匀分布着电荷(图 1-3)。导綫单位长度上所有的电荷为 τ。試求与导綫相距为 a 之处的 P 点的电場强度。

解 导綫上一个小段 dl 带有电荷 $\tau\,dl$，它在 P 点造成的电場强度为

$$dE=\frac{\tau\,dl}{4\pi\varepsilon_0 r^2}.$$

此电場强度可以分解成水平及垂直的两个分量，但考虑到导綫上位于 P 点上方及下方的两个小段 dl 上的电荷在 P 点所造成的电場强度，由于对称关系，其垂直分量必互相抵消，因此在求 P 点的实际电場强度时，只須将由各小段电荷 $\tau\,dl$ 在 P 点所造成的电場强度的水平分量相加即可，故

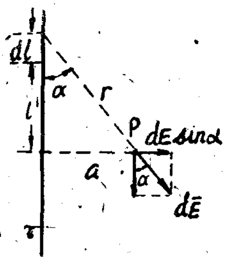


图 1-3

$$E=\int dE\sin\alpha=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\tau\sin\alpha\,dl}{4\pi\varepsilon_0 r^2}.$$

改以 α 为自变数，$r=a\csc\alpha$，$l=a\operatorname{ctg}\alpha$，$dl=-a\csc^2\alpha\,d\alpha$。当 $l=-\infty$ 时，$\alpha=\pi$；$l=\infty$ 时，$\alpha=0$。上式化为

$$E=\int_{\pi}^{0}\frac{-\tau\sin\alpha\cdot a\csc^2\alpha\,d\alpha}{4\pi\varepsilon_0 a^2\csc^2\alpha}=\int_{0}^{\pi}\frac{\tau\sin\alpha\,d\alpha}{4\pi\varepsilon_0 a}=\frac{\tau}{2\pi\varepsilon_0 a}.$$

§2. 高斯定理

在任意一个向量場中都有所謂向量的**通量**，其定义如下：在向量場中某处作一微小曲面 dS（图 2-1），則該处向量在曲面法綫上的投影与微小曲面面积的乘积，卽为穿过該微小曲面的通量。

以电場强度場为例。設在空間某处电場强度向量 $\bar{E}$ 与該处所作微小曲面 dS 的法綫間成角 β（图 2-1），則穿过 dS 面的电場强度通量为

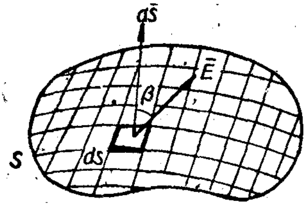


图 2-1

$$dN_E = E\cos\beta \cdot dS, \qquad (2\text{-}1)$$

而穿过空間某一較大曲面 S 的通量則須应用面积分計算，卽

$$N_E = \int_S E\cos\beta\, dS. \qquad (2\text{-}2)$$

由此可見，通量是一个积分量，它不描述場中某一点的性质，而只計量在一块較大的有限面积內的情形。通量又是一个代数量，其正負表示穿过某一面积的方向。例如图 2-1 中小面积 dS 的法綫的选擇是向上为正向下为負，則（2-1）式中的通量 dN_E 也是向上为正向下为負，因为角 β 是代表向量 $\bar{E}$ 与小面积 dS 的正方向之間的夹角。（2-2）式中的通量 N_E 实际上是各微小通量 dN_E 的代数和，它的正方向是由 S 面的下方穿向 S 面的上方。

如果将小面积 dS 也作为向量，以它的法綫正方向作为它的方向，如图 2-1 中所示，則通量卽可表示为某向量与小面积向量 $d\bar{S}$ 的标量积。因此(2-2)式又可写成

$$N_E = \int_S \bar{E}\, d\bar{S}. \qquad (2\text{-}3)$$

穿出眞空中任意閉合面的电場强度向量的通量，恒等于閉合面內所包含的电荷代数和与眞空介电常数 ε_0 的比，而与閉合面的形状、大小以及产生电場的电荷的分布无关。这称为**高斯定理**，其数学表达式为

$$\oint_S \overline{E}\, d\overline{S} = \frac{\Sigma q}{\varepsilon_0}, \tag{2-4}$$

式中 Σq 为閉合面 S 內所包含的电荷的代数和。

高斯定理的理論証明是直接从庫侖定律中的平方反比关系得到的。

首先观察一个点电荷 q 在眞空中所产生的电場。試作一閉合面 S 包圍此点电荷（图 2-2），并計算穿出此閉合面电場强度的通量。設閉合面上任意一点 A 与点电荷的距离为 r，則在該处

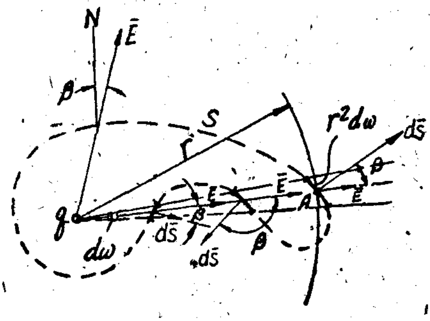


图 2-2

$$\overline{E}\, d\overline{S} = E\, dS \cos\beta = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\, dS \cos\beta, \tag{2-5}$$

由于我們所要計算的是穿出閉合面 S 的通量，故式中 β 是閉面在該处的外法綫方向（卽向量 $d\overline{S}$ 方向）与向径方向（卽向量 $\overline{E}$ 方向）間所成的角。$dS\cos\beta$ 在数值上代表閉面上的微分面积 dS 在与向径相垂直的方向上的投影，因此 $\frac{1}{r^2}dS\cos\beta$ 在数值上就是在点电荷所在处观測微分面积 dS 时視綫所張的立体角 $d\omega$，故 (2-5) 式可化为

$$\overline{E}\, d\overline{S} = \pm\frac{q}{4\pi\varepsilon_0} d\omega, \tag{2-6}$$

式中的正負号視 β 角为銳角或为鈍角而定，也就是說当从 q 点发

出的視綫是穿出閉面时，则所得 $\bar{E}\,d\bar{S}$ 的值卽为正，反之如果这种視綫是穿入閉面則 $\bar{E}\,d\bar{S}$ 的值为負。

如果把整个空間划分成无限多个以点电荷 q 所在处为頂点的无限长的极尖錐体，則由于点电荷 q 是在閉面之內，任何一个极尖錐体必然与閉面相交截奇数次，而且在各个交截的面积上根据（2-6）式具有数値上相同的通量（由于 $d\omega$ 相同）。从点电荷 q 发出的視綫，第一次与閉面相遇必为穿出閉面，第二次則必为穿入，……，最后一次則必为穿出。因此对任意一个这样的极尖錐体而言，它与閉面所交截的各个面积上电場强度通量的代数和为 $\frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\,d\omega$。令将整个空間内各个极尖錐体与閉面交截的各个面积上的通量总加起来，也就得到穿出閉面 S 的总通量。由于整个空間的立体角为 4π，故此通量为：

$$\oint_S \bar{E}\,d\bar{S} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\oint d\omega = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\cdot 4\pi = \frac{q}{\varepsilon_0},$$

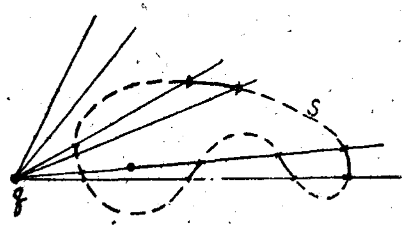


图 2-3

这就是所要証明的。

若点电荷不在閉面之內（图 2-3），則各錐体与閉面交截次数必为零或偶数，因此每一錐体与閉合面交截的各个截面上的通量代数和为零。因此当点电荷在閉面以外时：

$$\oint_S \bar{E}\,d\bar{S} = 0.$$

如果閉面 S 內外各具有很多电荷，則运用重叠原理可証得：

$$\oint_S \bar{E}\,d\bar{S} = \frac{\Sigma q}{\varepsilon_0},$$

式中 Σq 仅指閉面內所包含的电荷的代数和，但公式左端的 $\bar{E}$ 則表示全部电荷(閉面內及閉面外)在該点所产生的电場。

在非点电荷的情形下高斯定理仍然可以应用，这是因为任何电荷都可看成是由无限多个点电荷合成的緣故。

在某些情形下应用高斯定理来計算电場强度常比直接应用庫侖定律簡捷得多，只要在电場中能够找到这样一个封閉面，面上电場强度的数值相同，方向处处与該处 $d\bar{S}$ 成一已知角度，則表示高斯定理的面积分就能化为簡单的乘法关系。通常在电場作对称分布的情形下总是能适合此条件，这可以从下面的例題来理解。但高斯定理并不能普遍地用来計算电場。在某些不对称的情形下高斯定理公式本身虽仍正确，但却不能用它把电場算出来。

例題 2-1 用高斯定理計算例題 1-1。

解 以带电的导綫为軸綫，作一圓柱通过拟求电場强度的点 P(图 2-4)，并使其上下底面与导綫垂直，然后对此面应用高斯定理。

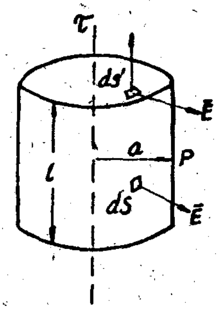


图. 2-4

由于对称关系，各处的电場都是沿着与导綫相垂直的方向。这样，圓柱体側面上电場的方向处处都是与外法綫的方向相一致，而上下底面上电場的方向則与外法綫的方向相垂直。因此在积分的过程中只要算出圓柱側面积上的通量卽足。又根据对称关系可斷定圓柱側面各点上的电場强度在数值上都相等。設圓柱长为 l，則穿出圓柱面的总通量为

$$\oint_S \bar{E}\, d\bar{S} = \int_{柱面} E\, dS = E\cdot 2\pi a l = \frac{\Sigma q}{\varepsilon_0} = \frac{\tau l}{\varepsilon_0},$$

故得

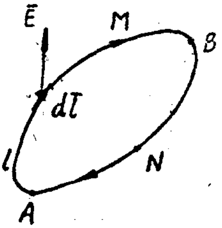
$$E = \frac{\tau}{2\pi\varepsilon_0 a}.$$

§3. 电位及电位梯度

在很多实际情况下，电場的产生大多不是由于一个或几个有限的点电荷，因此在計算电場时，往往要应用重叠原理。然而以电

場强度表示电場，由于电場强度本身是一个向量，在叠加时必須应用向量的叠加，是比較麻煩的。如果能够設法寻求一个标量(无向量)来表示电場，則此种計算将会得到簡化。

静电場与重力場具有一种相同的性質，即电場力将任意电荷沿任意閉合路綫移动一周所作的功恒等于零。这种性質是由能量守恒关系确定的，因为静电場既是由静止电荷产生，它的分布情况仅与电荷的量及其分布位置有关，因此它所具有的能量也必然只与电荷的量及其分布位置有关。将一个电荷沿任意閉合路綫移动一周并返还到原有位置，則电荷的量及其分布情况均未变，因此电場能量不会有任何变化，根据能量守恒关系，电場力所作的功必等于零。



图· 3-1

設被移动的电荷为点电荷 q (图 3-1)，它在电場强度为 $\bar{E}$ 之处所受电場力为 $\bar{F}=q\bar{E}$，則沿閉合回綫 l 上移动某小段 $d\bar{l}$ 时，电場所作的功为

$$dA=\bar{F}\,d\bar{l}=q\bar{E}\,d\bar{l}. \qquad (3\text{-}1)$$

根据上述道理将此电荷沿回綫 l 移动一周，則电場所作功的总和应等于零，即

$$A=\oint_l q\bar{E}\,d\bar{l}=q\oint_l \bar{E}\,d\bar{l}=0. \qquad (3\text{-}2)$$

也就是电場强度向量沿任意閉合回綫的綫积分恒等于零：

$$\oint_l \bar{E}\,d\bar{l}=0. \qquad (3\text{-}3)$$

这称为静电場的无旋性。具有无旋性的場称为**无旋場**。

如果将(3-3)式中的环积分按图 3-1 分为 AMB 及 BNA 两段，則