普通高等教育“十一五”国家级规划教材

电动力学
及其计算机辅助教学

主编 陈义成
编委 李 梅 程正则

科学出版社
www.sciencep.com

普通高等教育“十一五”国家级规划教材

电动力学

及其计算机辅助教学

主编　陈义成

编委　李　梅　程正则

科学出版社

北京

内 容 简 介

本书系统地阐述了经典电动力学的基本概念、基本规律和基本方法. 全书共分 7 章，内容包括：经典电动力学的理论基础、静电场、静磁场、电磁波的传播、狭义相对论与相对论物理学、电磁波的辐射、带电粒子和电磁场的相互作用. 书中习题丰富，书末还附有矢量分析及张量计算初步等 4 个附录. 本书力图做到简洁、明了，以使学生掌握电磁理论的基本内容，同时又尽量地将基础理论知识与相关的前沿进展有机地联系起来.

本书可作为高等学校物理类各专业的教材，亦可供电信专业师生参考、使用.

图书在版编目(CIP)数据

电动力学及其计算机辅助教学/陈义成主编. —北京：科学出版社，2007
普通高等教育"十一五"国家级规划教材

ISBN 978-7-03-019145-8

Ⅰ. 电…　Ⅱ. 陈…　Ⅲ. 电动力学-计算机辅助教学-高等学校-教材
Ⅳ. O442

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2007)第 111450 号

责任编辑：昌　盛　贾　杨/责任校对：赵燕珍
责任印制：张克忠/封面设计：耕者设计工作室

科学出版社 出版
北京东黄城根北街 16 号
邮政编码：100717
http://www.sciencep.com

北京市文林印务有限公司 印刷

科学出版社发行　各地新华书店经销

*

2007 年 8 月第　一　版　开本：B5(720×1000)
2007 年 8 月第一次印刷　印张：18 1/2
印数：1—3 500　字数：348 000

定价：28.00 元

(如有印装质量问题，我社负责调换〈文林〉)

前　　言

本书是作者在多年来讲授电动力学的基础上，根据学科的发展和教学实践的需要编写而成.

电动力学的研究对象是电磁场的运动规律、基本属性以及它和带电物质之间的相互作用. 本书在电磁学的基础上系统阐述电磁场的基本理论.

电磁场是物质世界的重要组成部分之一. 在生产实践和科学技术领域内，存在着大量和电磁场有关的领域. 例如电力系统、凝聚态物理、天体物理、粒子加速器等，都涉及不少宏观电磁场的理论. 在迅变情况下，电磁场以电磁波的形式存在，其应用更为广泛. 无线电波、热辐射、光波、X 射线和 γ 射线等都是在不同波长范围内的电磁波，它们都有共同的规律. 电磁现象和电磁场在当代已广泛而深刻地影响着国民生产和生活，如果说在电磁场理论发展的初期人们对电磁场有某种神秘感的话，现在则随着大量家用电器和通信、影视设备进入寻常人家，就连普通百姓也实实在在地感受到了电磁场的存在了. 因此，掌握电磁场的基本理论对于生产实践和科学实验都有重大的意义.

电动力学理论上发展成熟、应用广泛，几乎向一切学科渗透. 限于教学时数，课堂教学只可能讲授本学科最基础的内容. 实践证明，科学技术发展到今天，不管是对于实验工作者还是理论工作者，要在日后的研究工作中直接用到大学教科书中现成的公式或求解方法的机会是很少的，很多基础理论知识要在日后的工作中根据需要来拓宽. 当今科学技术进展之迅猛不是教科书能追赶得上的，教育改革发展到今天，试图将一本教科书编写得“大而全”是不合时宜的，而且在某种程度上也是资源的一种浪费；而对于那些学有余力的学生来说，总是会参考其他书籍的，很多很好的中、外教科书已经为他们作好了准备. 在高等教育大众化的形势下，只要打好基础，扎实地练好基本功，日后再进一步深造是容易做到的. 尽管如此，我们在讨论有关内容时，尽可能地联系现代物理学的较前沿的成就，如磁单极子、光子的静质量、超导磁体、超导悬浮、SQUID、HTSSE-Ⅱ、PSTM、激光加速器……这些将作为一个桥梁，把读者导入现代物理学的前沿领域；同时，也展示了如何用数学物理方法、电动力学知识来处理现代物理学的前沿问题.

基于以上目的，作者编写了这本以基本内容为重点的教科书；并且为了方便教师教、方便学生学，作者结合自己的教学，几年来就电动力学课程的基础知识自己亲手制作了一套“全程动态电子教案”. “动态”说的是电子教案中有信息的流动，让运动进入电子教案，所有公式、定理和定律有推导和演算的过程. 教学实践表明学

生喜欢这种形式的教案，尽管电动力学这门课程理论性很强，但按照学生的说法，却有那种“点开课件一看，顿时恍然大悟”的感觉！

与通常的电子教案大不相同，与本教材配套的电子教案的特色：它并不是那种简单的教材搬家，以非线性的格式，将教学内容一步步地呈现出来，公式、定律具有推导、演算过程. 屏幕上显示过的信息随时擦掉，只留下还需要保留的信息，并将其移动到合适的地方，或用“气泡”技术来显示前面已经讨论过的信息. 这样，屏幕上没有文字、公式的堆积现象，令人感到轻松；并且，前后的联系用箭头表示，将已展现的内容移到目前的位置来完成推导演算过程，模拟动画融合于电子教案之中，一些不能或不便用实验演示的物理内容用计算机编程来进行模拟演示，拓宽了物理内涵.

恐怕大家都有这种体会：当自学某一课程时，如果有一个教师在身边，对于一时弄不懂的内容加以指点，那自学的进度将会快得多. 正好，我们的这种人性化的电子课件符合课堂教学的规律，学生预习和复习时，就如有半个教师在身边. 因而教师方便教，学生方便学. 这对启迪学生的思维，打牢基础，自主学习，培养分析问题和解决问题的能力有着直接的作用. 因此，本教案是那些欲自学成才的学生的好帮手.

制作这种电子教案是很费时费力的，算得上是一项“大工程”，与科学研究相比，做这种工作需要有相当的耐心！然而，在当今课时紧张，教师和学生负担都很重的情况下，用本电子教案呈现教学内容的这种方式来辅助教学，方便了教师，协助了同学，提高了教学质量，缩短了学生的学习过程，应该是一项意义深远的工作！

电子教案分教师版和学生版，学生版随书一起发行；教师版做得更为精细，功能更为齐全，并给出了书中习题的详细解答，这对于时间宝贵的教师来说，免除了满世界找题解的烦恼，若以本教材作为教学用书，可免费赠送.

我们在第 1 章中采用较为简洁的方式导出电磁场的规律和相应的特性. 同时，还将电磁势的讨论放在了第 1 章. 这一方面是因为电磁势也是经典电动力学的理论基础，另一方面也是为了通篇能方便地用统一的思想来进行论述.

与有些电动力学教材一样，本教程把狭义相对论放得稍后，把所有有关电磁场的辐射问题作为一个整体而成为一章，而把带电粒子与场的相互作用放在最后. 这样做便于更灵活地控制学时数；教学中感到学时紧张时，可在讲完相对论的基本理论和电偶极辐射后，视情况适当的结束课程，而不至于影响本课程的完整性.

如果学时不足，书中标有“*”号的章节可以不讲，这不会影响后面的学习. 同时，在讲授电动力学之前，用六个学时讲授附录Ⅱ“矢量分析及张量计算初步”将会取到“砍柴磨刀”的作用，这一部分内容在随书光盘中可找到相应的电子教案.

在本教材的编写、出版工作中得到了科学出版社、华中师范大学教务处、物理学院的领导以及师长和同事们多方面的支持和鼓励. 在此，我们向关心、支持、鼓励

本书编写、出版的各个部门以及有关人员表示衷心的感谢.

作者由衷地感谢我们的老师，武汉理工大学理学院王继春教授，他仔细审阅了书稿的全文，并与作者进行了讨论，提出了许多宝贵的意见和建议，使我们能对书稿作进一步的修改、补充和完善. 我的两名研究生吴能芝、杨薇参加了本书的有关部分编写工作，编选和演算了部分习题，编写了有关计算机程序；湖北大学物电学院的李梅老师和湖北咸宁学院物理系程正则也参加了部分工作，在此一并表示衷心感谢！书中插图由作者本人绘制.

本书后附有参考书目. 这些书都是各有自己特色的好书，作者在教学和编写本书的过程中曾从这些参考书中得到许多启发和帮助，在此也对这些参考书的作者表示感谢.

由于作者时间仓促，水平有限，书中的谬误和疏漏也肯定不少，恳请广大读者批评指正.

陈义成

2007 年元旦于武昌桂子山

目　　录

第 1 章　经典电动力学的理论基础

在本章中，我们将从电磁现象的实验定律出发，总结、提高为电磁场的普遍规律.

我们先分析静电场和静磁场的库仑定律和毕奥-萨伐尔定律，得到静电场和静磁场的散度和旋度方程；其次，再研究变动情况下的实验定律，由此总结出麦克斯韦方程组和洛伦兹力公式，其中包括讨论介质极化和磁化所产生的宏观电荷和电流分布，以及它们激发电磁场的规律，从而得出介质中的场方程. 在两种介质分界面上，积分形式的场方程仍然可用，其呈现形式是矢量代数形式的电磁场的边值关系. 值得注意，用电磁势来描述电磁场有时是很方便的，因而在这一章我们还讨论了电磁势及其微分方程. 最后，作为电磁场的物质性的体现，我们讨论了电磁场的能量和动量问题. 所有这些是宏观电磁场论的理论基础，在以后各章中将应用它们来解决各种与电磁场有关的问题.

1.1　静电现象的基本规律

1.1.1　库仑定律

库仑(C. A. de Coulomb)定律是静电现象的基本实验定律，定律指出：真空中静止点电荷 Q 对另一个静止点电荷 Q' 的作用力 $\boldsymbol{F}$ 为

$$\boldsymbol{F}=\frac{QQ'}{4\pi\varepsilon_0 r^3}\boldsymbol{r} \tag{1-1-1}$$

式中 $\boldsymbol{r}$ 为由 Q 到 Q' 的径矢，ε_0 是真空电容率(真空介电常量)，实验定出的值为 $\varepsilon_0=8.854187818(71)\times10^{-12}\mathrm{C}^2\cdot\mathrm{N}^{-1}\cdot\mathrm{m}^{-2}$.

库仑定律只是从现象上给出两电荷之间作用力的大小和方向，它本身并不涉及电力的传递机制，没有解决这作用力的物理本质问题. 但是人们今天已确切知道，带电体周围存在**电场**，而电荷间的作用是通过电场实现的. 因此，让我们直接用电场的概念来阐述库仑定律的含义.

对库仑定律(1-1-1)不能理解为两电荷之间的作用力是超距作用，实际上相互作用是通过场来传递的. 在运动电荷的情况下，特别是在电荷分布发生迅变的情况下，实践证明通过场来传递相互作用的观点是正确的. 场概念的引入在电动力学发展史上起着重要的作用，在现代物理学中关于场的物质形态的研究也占有重要地位. 通过本课程的学习，我们将会不断加深对场的认识，并逐步认识电磁场的物

质性，这是本课程的主要任务之一.

事实上在电荷周围的空间中存在着一种特殊的物质，称为电场. 当另一电荷处于该电场内，就要受到电场的作用力. 对电荷有作用力是电场的特征性质，我们就利用这性质来描述该点上的电场. 由库仑定律可知，既然处于电场内的电荷 Q' 所受的力与 Q' 成正比，我们就用一个单位试验电荷在场中所受的力来定义该电荷所在点 $\boldsymbol{x}$ 上的**电场强度 $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{x})$**. 由库仑定律式(1-1-1)，一个静止点电荷 Q 所激发的电场强度为

$$\boldsymbol{E} = \frac{Q\boldsymbol{r}}{4\pi\varepsilon_0 r^3} \tag{1-1-2}$$

由实验知道，力具有**叠加性**，因而电场亦具有叠加性，即多个电荷所激发的电场等于每个电荷所激发的电场的矢量和. 设第 i 个电荷 Q_i 到 P 点的位矢为 $\boldsymbol{r}_i$，则 P 点上的总电场强度 $\boldsymbol{E}$ 为

$$\boldsymbol{E} = \sum_i \frac{Q_i \boldsymbol{r}_i}{4\pi\varepsilon_0 r_i^3} \tag{1-1-3}$$

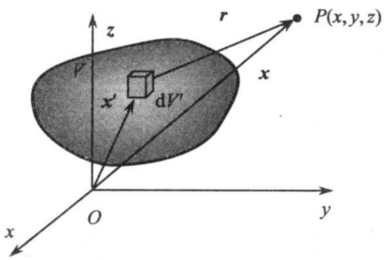

图 1.1.1

如图 1.1.1，当电荷连续分布于某一区域 V 内时，可在 V 内某点 $\boldsymbol{x}'$ 上取一个体积元 $\mathrm{d}V'$，在 $\mathrm{d}V'$ 内所含的电荷 $\mathrm{d}Q$ 为

$$\mathrm{d}Q = \rho(\boldsymbol{x}')\mathrm{d}V'$$

设由源点 $\boldsymbol{x}'$ 到场点 $\boldsymbol{x}$ 的位置径矢为 $\boldsymbol{r}$，则 P 点上的电场强度 $\boldsymbol{E}$ 为

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{x}) = \iiint_V \frac{\rho(\boldsymbol{x}')\boldsymbol{r}}{4\pi\varepsilon_0 r^3}\mathrm{d}V' \tag{1-1-4}$$

式中积分遍及电荷分布区域. (1-1-4)式是静电场的电场强度分布的积分形式.

值得注意，电场服从**叠加原理**，它是库仑定律作为经验规律的一部分. 从物理上讲，叠加原理意味着任一源电荷产生的电场与是否有其他源电荷存在无关，即各个源电荷对总电荷的贡献是独立的. 这性质并不是任一种物理场所必然或必须具备的. 因此我们强调，静电场满足叠加原理是实验证实的结果. 在数学上，这性质暗示了电场强度应满足线性的偏微分方程. 下面即将看到这一结果.

事实上，要唯一确定一个矢量场，我们必须同时知道它的**散度**和**旋度**. 这一点我们在后面再作详细说明. 下面我们通过库仑定律来分析这些规律性.

1.1.2　高斯定理与电场的散度

由电磁学可知，一个电荷系统 Q 发出的电通量 Φ 正比于 Q，与附近有没有其他电荷存在无关. 设 S 表示包围着电荷 Q 的一个闭合曲面，$\mathrm{d}\boldsymbol{S}$ 为 S 上的定向面

元,以外法线方向为正方向. 通过闭合曲面 S(高斯面)的**电通量**由下述高斯(Gauss)定理描述.

1. 高斯定理

通过任意闭合曲面 S 的电通量等于该面内全部电荷的代数和除以 ε_0,与面外的电荷无关.

高斯定理的数学表述为

$$\oiint_S \boldsymbol{E}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S}=\frac{Q}{\varepsilon_0} \tag{1-1-5}$$

式中 Q 为闭合曲面内的总电荷.

2. 证明

如图 1.1.2,设曲面内有一点电荷 Q,位于 O 点处,其电场通过 $\mathrm{d}\boldsymbol{S}$ 的元通量为

$$\mathrm{d}\Phi=\boldsymbol{E}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S}=\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\cos\theta \mathrm{d}S$$

式中 θ 为 $\mathrm{d}\boldsymbol{S}$ 与 $\boldsymbol{r}$ 的夹角,$\mathrm{d}S\cos\theta$ 为面元投影到以 r 为半径的球面上的面积 $\mathrm{d}\boldsymbol{S}'$. $\cos\theta \mathrm{d}S/r^2$ 为面元 $\mathrm{d}\boldsymbol{S}$(或 $\mathrm{d}\boldsymbol{S}'$)对电荷 Q 所张开的立体角元 $\mathrm{d}\Omega$. 因此,$\boldsymbol{E}$ 对闭合曲面 S 的通量为

$$\oiint_S \boldsymbol{E}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S}=\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0}\oiint_S \mathrm{d}\Omega=\frac{Q}{\varepsilon_0} \tag{1-1-6}$$

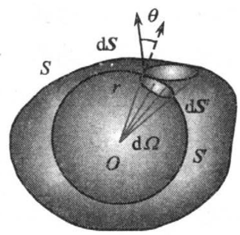

图 1.1.2

由此结果可见,电通量是标量. 若 $Q>0$,此标量为正,表明穿出闭合曲面 S 的电通量为正;若 $Q<0$,则穿入闭合曲面 S 的电通量为负.

如果电荷在闭合曲面外,则它发出的电力线穿入该曲面后再穿出来,电通量一负一正,因而对该闭合曲面的电通量没有贡献. 在一般情况下,设空间有多个点电荷 Q_i,则 $\boldsymbol{E}$ 通过任一闭合曲面 S 的总电通量等于 S 内的总电荷除以 ε_0,而与 S 外的电荷无关

$$\oiint_S \boldsymbol{E}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S}=\frac{1}{\varepsilon_0}\sum_i Q_i \quad (Q_i \text{ 在 } S \text{ 内}) \tag{1-1-7}$$

如果电荷系统的电荷连续分布于某一体积内,电荷密度为 $\rho(\boldsymbol{x})$,这时在该系统内任取一体积元 $\mathrm{d}V$,体积元内的电荷相当于点电荷,于是可将上式右边的作和改为积分,得 $\boldsymbol{E}$ 对闭合曲面 S 的通量为

$$\oiint_S \boldsymbol{E}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S}=\frac{1}{\varepsilon_0}\iiint_V \rho \mathrm{d}V \tag{1-1-8}$$

式中 V 为 S 所包围的体积. 上式右边的积分是 V 内的总电荷，与 V 外的电荷分布无关. 式(1-1-7)或式(1-1-8)是**高斯定理的积分形式**.

下面讨论**高斯定理的微分形式**. 依散度定义

$$\nabla \cdot \boldsymbol{E} = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\oiint_S \boldsymbol{E} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S}}{\Delta V}$$

当 $\Delta V \to 0$ 时，式(1-1-8)左边趋于 $\nabla \cdot \boldsymbol{E}\Delta V$；右边趋于 $\frac{1}{\varepsilon_0}\rho\Delta V$ ，由此有微分形式

$$\nabla \cdot \boldsymbol{E} = \rho/\varepsilon_0 \tag{1-1-9}$$

这就是高斯定理的微分形式，它是电场的一个基本微分方程. 此式指出，在 $\rho(\boldsymbol{x}) \neq 0$ 处，$\nabla \cdot \boldsymbol{E} \neq 0$，该处是电场的**源头或尾闾**，电荷是电场的源，电场线从正电荷出发而中止于负电荷；在没有电荷分布的地点，$\rho(\boldsymbol{x}) = 0$ ，因而在该点上 $\nabla \cdot \boldsymbol{E} = 0$ ，表示在该处既没有电场线发出，也没有电场线终止，但是可以有电场线通过；$\nabla \cdot \boldsymbol{E} = \rho/\varepsilon_0$ 是一个点方程，$\boldsymbol{E}$ 和 ρ 是同一点的物理量，空间某点处场的散度只和该点上的电荷密度有关，而和其他点的电荷密度无关，某一点的电荷只激发这一点邻近的场，而远处的场则通过场的内部作用传递出去. 在静电情况下，远处的场以库仑定律形式表示，而对于运动电荷，远处的场不能以库仑定律形式表示，但实验证明基本的微分关系式(1-1-9)却仍然成立.

【例】 电荷 Q 均匀分布于半径为 a 的球体内，求各点的电场强度，并由此直接计算电场的散度.

【解】 作半径为 r 的同心球面作为高斯面. 由对称性，在球面上各点的电场强度有相同的数值，并沿径向. 当 $r > a$ 时，球面所围的总电荷为 Q ，由高斯定理得

$$\oiint_S \boldsymbol{E} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} = 4\pi r^2 E = \frac{Q}{\varepsilon_0}$$

因而可得电场的矢量式为

$$\boldsymbol{E} = \frac{Q\boldsymbol{r}}{4\pi\varepsilon_0 r^3} \quad (r > a) \tag{1-1-10}$$

若 $r < a$，则球面所围电荷为

$$\frac{4}{3}\pi r^3 \rho = \frac{4}{3}\pi r^3 \frac{Q}{4\pi a^3/3} = \frac{Qr^3}{a^3}$$

应用高斯定理得

$$\oiint_S \boldsymbol{E} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} = 4\pi r^2 E = \frac{Qr^3}{\varepsilon_0 a^3}$$

由此得

$$\boldsymbol{E} = \frac{Q\boldsymbol{r}}{4\pi\varepsilon_0 a^3} \quad (r < a) \tag{1-1-11}$$

现在计算电场的散度. 当 $r>a$ 时 $\boldsymbol{E}$ 取式(1-1-10),在这区域内 $r\neq 0$,由于 $\nabla\cdot\dfrac{\boldsymbol{r}}{r^3}=0(r\neq 0)$,因而

$$\nabla\cdot\boldsymbol{E}=\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0}\nabla\cdot\frac{\boldsymbol{r}}{r^3}=0\quad(r>a)$$

当 $r<a$ 时 $\boldsymbol{E}$ 取式(1-1-11),由直接计算得

$$\nabla\cdot\boldsymbol{E}=\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 a^3}\nabla\cdot\boldsymbol{r}=\frac{3Q}{4\pi\varepsilon_0 a^3}=\frac{\rho}{\varepsilon_0}\quad(r<a)$$

这个例子表明了散度概念的局域性质. 虽然对任一个包围着电荷的曲面都有电通量,但是散度只存在于有电荷分布的区域内,在没有电荷分布的空间中电场的散度为零.

1.1.3 静电场的旋度

散度是矢量场性质的一个方面,要确定一个矢量场,还需要给出其旋度. 旋度所反映的是场的环流性质,从直观图像来看,静电场的电力线分布没有涡旋状结构,因而静电场应该是**无旋场**. 下面我们来证明这一点.

先计算一个点电荷 Q 所激发的电场 $\boldsymbol{E}$ 对任意闭合回路 L 的环量 $\oint_L\boldsymbol{E}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{l}$,式中 $\mathrm{d}\boldsymbol{l}$ 为 L 上的线元. 由点电荷的电场表达式得

$$\oint\boldsymbol{E}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{l}=\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0}\oint\frac{\boldsymbol{r}}{r^3}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{l}$$

如图 1.1.3,设 $\mathrm{d}\boldsymbol{l}$ 与 $\boldsymbol{r}$ 的夹角为 θ,则 $\boldsymbol{r}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{l}=r\cos\theta\mathrm{d}l=r\mathrm{d}r$,因而上式化为

$$\oint\boldsymbol{E}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{l}=\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0}\oint\frac{\mathrm{d}r}{r^2}=-\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0}\oint\mathrm{d}\left(\frac{1}{r}\right)$$

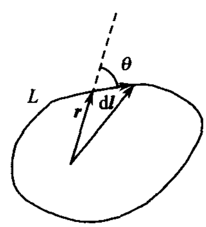

图 1.1.3

右边被积函数是一个全微分. 从任意闭合回路 L 的任一点开始,绕 L 一周之后回到原地点,函数 $1/r$ 的积分上、下限相同,因而 $\mathrm{d}(1/r)$ 的回路积分为零. 由此得

$$\oint_L\boldsymbol{E}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{l}\equiv 0\tag{1-1-12}$$

以上证明了一个点电荷的电场环量为零. 对于一般的静止电荷分布,每一个电荷元所激发的电场环量都为零,由场的叠加性,总电场 $\boldsymbol{E}$ 对任一回路的环量恒为零,即式(1-1-12)对任意静电场和任一闭合回路都成立.

现在讨论式(1-1-12)的微分形式. 依旋度定义

$$(\nabla\times\boldsymbol{E})_n=\lim_{\Delta S\to 0}\frac{1}{\Delta S}\oint_L\boldsymbol{E}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{l}$$