

楚雄师范学院

物理与电子科学学院

教 案

教 研 室 名 称	物理教研室
课 程 名 称	电磁学
授 课 班 级	物理学专业 2017 级
主 讲 教 师	徐媛
职 称	教授
使 用 教 材	普通物理学教程电磁学(梁绍荣编)

楚雄师范学院物理与电子科学学院

二〇一八年九月

课程名称	电磁学	学 分	5	总计：90 学时
类别	必修课（ √ ） 选修课（ ） 理论课（ √ ） 实验课（ ）			讲课：90 学时 实验： 学时 上机： 学时
任课教师	徐 媛	职称	教授	
授课对象	物理学专业 2017 级			
教 材 参考资料	教材名称： 梁绍荣、刘昌年主编 者按 《普通物理学 第三分册 电磁学》第二版 高等教育出版社出版； 参考书： 1、赵凯华、陈熙谋主编 《电磁学》1985年6月 第二版 高等教育出版社出版 2、贾起民 郑永令 陈暨耀 电磁学 2001年1月第二版 高等教育出版社出版 3、普通物理学教程 电磁学 梁灿彬 秦光戎 梁竹健 原著高等教育出版社出版			
教学方法 教学手段	教学方法：讲授法、讨论法、自学法； 教学手段：多媒体			
考核方式	本课程考核方式采用百分制，以期末考试为主占 50%， 结合平时和期中考试成绩占有 50%评定			
学生创新 精神与实 践能力的 培养方法	电磁学研究的对象是电磁现象的基本规律，它与生产技术的关系十分密切，是高等师范院校物理教育专业本科生必修的一门重要的专业基础课程，并涉及到较多的后继课程。通过本课程的教学，目的是使学生比较全面地认识电磁运动的基本现象，系统地掌握电磁运动的基本要领和基本规律，了解电磁学发展史上某些重大的发展和发明过程中的物理思想和实验方法，具有一定的分析和解决电磁学问题的能力，从知识上和方法上为学习后继课程奠定必要的基础。电磁学课的任务是：通过本课程的教学，使学生对电磁学所研究的各种电磁运动形式及其相互联系，有比较全面和系统的认识，能正确理解和掌握电磁学的基本理论和基本知识，具备独立地分析和解决一般的电磁学问题的能力。			
其它要求	由于电磁学的研究对象与人们的生产、生活关系十分密切，它的基本理论渗透到了自然科学的许多领域，应用于工程技术的各个部门，是自然科学的许多领域和工程技术的基础，所以通过电磁学的教学要让学生意识到学好电磁学的必要性和重要性。 该门课程是继力学、热学课程之后在大学生二年级上学期开设，后续几门课程要在学习电磁学课后才能开设，所以通过该门课程的学习，使学生树立正确的学习态度、掌握科学的学习方法、培养自学能力，适应包括电磁学在内的系列相关课程的学习规律有着重要的作用。 学好电磁学，不仅对学生在校学习十分重要而且对学生毕业后从事物理教学工作或其它行业工作，进一步学习新理论、新技术，不断更新知识、开阔思路、激发探索和创新精神、增强适应能力，提高人才素质起作深远的影响。			

教 案（首页）

电磁学 课程教案

授课时间	第 1 周 星期一 第 3、4 节
授课题目（章、节）： 绪论	
教学基本要求： 了解电磁学的研究内容和电磁学的学习方法	
教学方案： 一．电磁学课程简介 二、电磁学的研究对象 三．电磁学的研究方法 1、关于研究场的数学方法 2、关于电磁学中的物理量 3、电磁学学习中常用的解题思想	
作业和思考题： 1-3	

电磁学 课程教案

授课时间	第 1 周 星期三 第 3、4 节
授课题目（章、节）： § 1-1 电荷 § 1-2 库仑定律	
教学基本要求： 1. 了解电荷的基本特征，理解电荷守恒定律 2. 理解和掌握库公定律及其计算	
教学方案： § 1-1 电荷 一、电荷 1、摩擦起电 丝绸摩擦过的玻璃棒，或毛皮摩擦过的硬橡胶棒能吸引羽毛、头发、干草等轻小物体。物体由于摩擦有了吸引轻小物体的性质，它就带了电，有了电荷，这种带电叫摩擦起电。 2、两种电荷 实验表明，无论用何种方法起电，自然界中只存在两类电荷：正电和负电，且同性电荷相斥、异性电荷相吸引。历史上，富兰克林最早对电荷正负作了规定，沿用至今：丝绸摩擦过的玻璃棒，棒上带电为正；毛皮摩擦过的硬橡胶棒，棒上带电为负。 二、电荷的基本特征 1、通过演示：同种电荷互相排斥，异种电荷互相吸引 2、介绍物质的电结构理论，得出电荷量量子化 3、与质量比较，得出电荷是相对性不变量 三、电荷守恒定律 1、物体带电的实质 2、内容 § 1-2 库仑定律 一、库仑定律 1、内容 真空中两个点电荷 q_1、q_2 之间的相互作用力，其大小与两者电量成正比、与它们之间的距离平方成反比，方向沿两电荷连线，且同性相斥、异性相吸。 q_1 对 q_2 作用力的数学表达形式为：	

$$\vec{F}_{12} = k \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2} \hat{r}_{12}$$

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \hat{r}$$

2、对库仑定律的理解

(1) 真空、点电荷间作用力。

(2) 静止电荷。

库仑定律中的 q_1 、 q_2 相对观察者（或实验室）都处于静止状态。可推广之：静止电荷对运动电荷的作用力仍满足库仑定律，反之不然。

(3) 库仑力为有心力，且与距离平方 r^2 成反比。

此双层信息包含更深层次的含义：

$\left\{ \begin{array}{l} \text{距离平方反比} \rightarrow \text{高斯定理} \rightarrow \text{有源场;} \\ \text{有心力} \rightarrow \text{做功与路径无关} \rightarrow \text{存在势函数} \rightarrow \text{有势场。} \end{array} \right.$

(4) 库仑定律的适用范围。

r 大至 $10^7 m$ 、小至 $10^{-15} m$ 的量级是可靠的。静电力是万有引力的 10^{35} 倍量级。

(5) 库仑力满足牛顿第三定律。

即 $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$ 。

二、静电力的叠加原理

两点电荷之间的作用力不因为第三个电荷的存在而改变，不管一个体系中存在多少个点电荷，每一对电荷之间的作用力都服从库仑定律，而任一点电荷所受的合力则等于所有其它点电荷单独作用于该电荷的库仑力之矢量和。

1、电荷分立分布

设体系有 N 个点电荷，第 j 个点电荷所受合力为

$$\vec{f}_j = \sum_{i(i \neq j)} \vec{f}_{ij} = \sum_{i(i \neq j)} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i q_j}{r_{ij}^2} \hat{r}_{ij}$$

例如：边长为 a 的正方形顶点置四个等量异号的点电荷，如图 1-5 所示，求任一点电荷 q 所受的合力。

经分析可知， q 所受合力为图示中三力之矢量和。

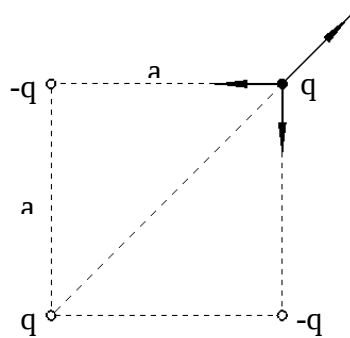


图 1-5

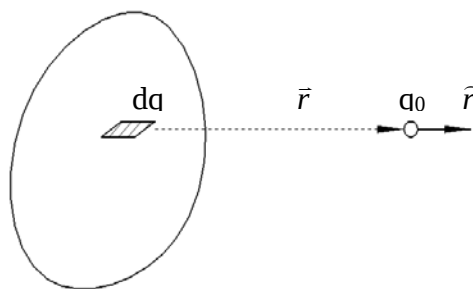


图 1-6

2、电荷连续分布

推广至真空中连续体电荷分布对 q_0 之作用力，有

$$\vec{f} = \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{dq}{r^2} \hat{r}$$

作业和思考题：

1.2.2 1.2.3

电磁学 课程教案

授课时间	第 2 周 星期一 第 3、4 节
授课题目（章、节）： § 1-3 电场和电场强度	
教学基本要求： 1. 理解电场强度的定义 2. 掌握电场强度的计算	
教学方案： § 1-1 电荷 一、电场 库仑定律给出了两点电荷之间的相互作用力，但并未说明作用的传递途径，下面给予分析。 1、两种观点 (1) 超距作用观点：一个点电荷对另一电荷的作用无需经中间物体传递，而是超越空间直接地、瞬时地发生，即：电荷 ↔ 电荷。 (2) 近距作用观点：一个电荷对另一电荷的作用是通过空间某种中间物为媒介，以一定的有限速度传递过去。 近代物理学的发展证明，近距作用观点是正确的，这个传递电力的中间媒介不是“以太”，而是靠电场以有限速度传递（磁力通过磁场），这个有限速度在真空中即光速： $c \doteq 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ 2、场的概念 在力学中已学过万有引力场、重力场、弹性力场等，这里谈电场。 凡是有电荷的地方，围绕电荷周围空间即存在电场，即电荷在其周围空间激发电场，且电场对处在其中的其它电荷施加力的作用。该作用仅由该电荷所在处的电场决定，与其它地方的电场无关，表明电力作用方式： 电荷——电场——电荷 [说明] (1) 场与实物一样具有能量、动量等，可以脱离场源而单独存在，即电磁场是物质的一种形态。 (2) 静止电荷产生的电场为静电场，电磁场的物质性、近距作用观点的正确 二、电场强度 运用电场的<u>重要性质</u>——对置于其中的电荷施力作用来定义场强，且用该电荷作为研究和检测	

电场的工具，此电荷称为试探电荷，而激发电场的电荷称为场源电荷。

1、试探电荷

满足条件：(1) 电荷 q_0 的电量应足够小，以致对场源电荷影响小；

(2) 电荷 q_0 的尺度应尽可能小，以致精确定位于场点处。

2、场强 $\vec{E}$

场内任一确定点，试探电荷 q_0 所受的电力与 q_0 的大小有关，即电力由电场与试探电荷 q_0 双方共同决定，反映了两方面因素，用此力描述场不能确切地反映场本身的属性。据库仑定律，此电力

与 q_0 成正比，说明 $\frac{F}{q_0}$ 与 q_0 无关，仅由电场单方面属性决定。

定义电场强度 $\vec{E}$ 为
$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}$$

(1) $\vec{E}$ 的大小：等于单位电量（ $q_0 = 1 \text{ C}$ ）试探电荷在该点所受的电场力；

(2) $\vec{E}$ 的方向：同于正电荷在该处所受电力的方向。

3、讨论

(1) 场强是矢量物理量。

既有大小，又有方向，且是空间位置矢量的点函数，形成一个空间场分布，即电场 $\vec{E}$ 构成空间矢量场：

$$\vec{E} = \vec{E}(x, y, z)$$

(3) 场强定义式的变形

$$\vec{F} = q_0 \vec{E}$$

授课时间	第 2 周 星期三 第 3、4 节
授课题目（章、节）： § 1-3 电场和电场强度	
教学基本要求： 1. 理解电场强度的定义 2. 掌握电场强度的计算	
教学方案： § 1-3 电场和电场强度 三、点电荷的电场强度 $\therefore \vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Qq_0}{r^2} \hat{r}$ $\therefore \vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} = \frac{Q\hat{r}}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ 四、场强叠加原理 1、叠加原理内容 设 n 个点电荷 q_1、q_2、.....、q_n 共同在 P 点产生的场为 $\vec{E}$，P 点置检验电荷 q_0，据电场力 叠加原理：$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i$，由场强定义式可得合电场为 $\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} = \frac{\vec{F}_1}{q_0} + \frac{\vec{F}_2}{q_0} + \dots + \frac{\vec{F}_n}{q_0} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i$ 即，一组点电荷在某点产生的合场强等于各点电荷单独存在时在该点产生的场强之矢量和。 2、点电荷系的电场 若场源由点电荷系 q_1、q_2、.....、q_n 组成，设 $\vec{E}_i$ 为第 i 个点电荷 q_i 单独在空间某点 P 处之场，则合场为（矢量和）： $\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{r_i^2} \hat{r}_i$ 3、电荷连续分布的电场 当带电体不能作为点电荷处理时，就需要考察细节，即带电体的形状、大小、电荷分布情况，想象把它分割成许多足够小的电荷元 dq——每一元电荷当作点电荷处理，则整体在所考察点之场为	

$$\vec{E} = \int_V d\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V \frac{dq}{r^2} \hat{r}$$

注意：即使是空间点 P 指定，但 $\vec{r}$ 也是变量。

下面对 dq 及几何元的取法给予说明：

(1) 电荷元 dq 的取法

电荷连续分布，引用电荷密度描述（均以体分布为基础）：

$$\left\{ \begin{array}{l} (a) \text{体分布: } \rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta V} = \frac{dq}{dV}, \quad \therefore dq = \rho dV \\ (b) \text{面分布: } \sigma = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S} = \frac{dq}{dS}, \quad \therefore dq = \sigma dS \\ (c) \text{线分布: } \lambda = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta l} = \frac{dq}{dl}, \quad \therefore dq = \lambda dl \end{array} \right.$$

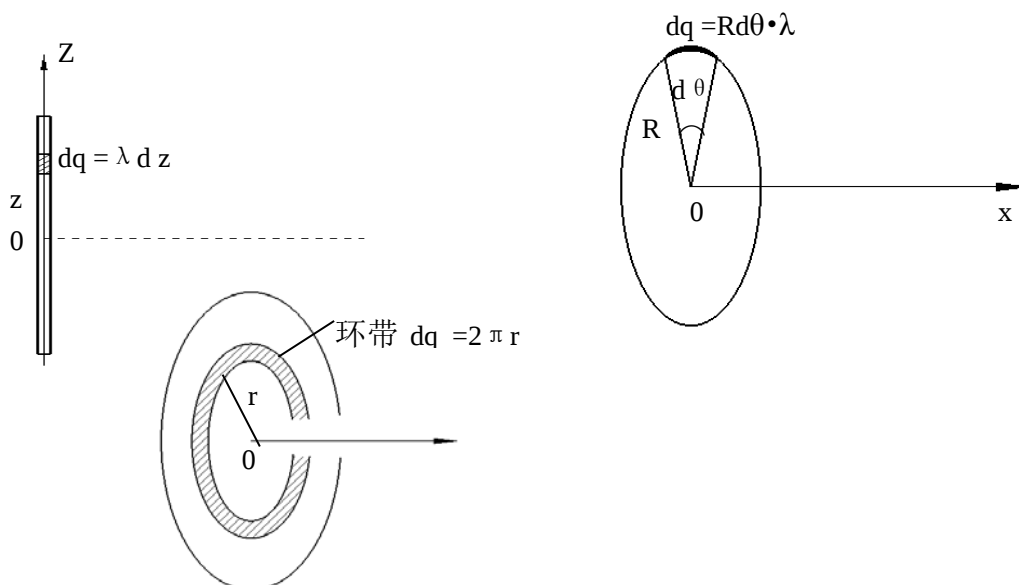
实用特例：如图 1-9 中常见带电体 dq 的取法：

(a) 带电直线： $dq = \lambda dz$ 。

(b) 带电圆环： $dq = \lambda R d\theta$ 。

(c) 带电圆盘或面： $dq = \sigma r dr d\theta$

对于均匀带电或 $\sigma = \sigma(r)$ 分布，可取圆环带上带电 $dq = \sigma 2\pi r dr$ 。



四、场强计算举例

1、电场的计算——已知电荷分布，求电场分布。

理论基础为：点电荷电场 + 场强叠加原理。

例 1：求电偶极子 $\vec{p} = q\vec{l}$ 的电场。

例 2：均匀带电细棒，长为 $2l$ ，带电量为 q ，求中垂面上的场。

例 3：如图 1-12，求均匀带电圆环轴线上的电场。

例 4：均匀带电圆盘轴线上的场。

作业和思考题：

1.3.3 1.3.4 1.3.8. 1.3.9

电磁学 课程教案

授课时间	第 2 周 星期五 第 3、4 节
授课题目（章、节）： § 1-4 高斯定理	
教学基本要求： 1. 理解高斯定理的内容 2. 掌握利用高斯定理求解场强的方法	
教学方案： § 1-4 高斯定理 一、电场线 1、引入目的：形象化、直观性地描写电场，作为一种辅助工具。 2、引入方法：电场是矢量场，引入电力线要反映场的两个方面 $\left\{ \begin{array}{l} \text{大小} \\ \text{方向} \end{array} \right.$，在电场中人为地作出许多曲线，作法如下： （1）反映电场方向——曲线上每点切向与该点场方向一致； （2）反映电场大小——用所画电力线的疏密程度表示，<u>电场线数密度</u>与该点场的大小成正比 $E \propto \frac{\Delta N}{\Delta S_{\perp}}$ 3、电场线的普遍性质 （1）电场线起自正电荷（或来自无穷远处）、止于负电荷（或伸向无穷远处），不会在没有电荷的地方中断——不中断； （2）对于正、负电荷等量的体系，正电荷发出的电场线全部集中到负电荷上去——不多余； （3）无电荷空间任两条电场线不相交——不相交（否则，场则不唯一）； （4）电场线不能是自我闭合线——不闭合。 4、说明 （1）电场线非客观存在，是人为引入的辅助工具； （2）电场线可用实验演示； （3）展示几种带电体电场线的分布 二、电通量 静电场是用 $\vec{E}$ 描述的矢量场。一般地，研究矢量场时常引入矢量的通量概念，如：流体力学中	

的流量 $\vec{v} \cdot \Delta \vec{s} = v \Delta s \cos \theta$ 等，静电场中虽无什么在流，但可藉此研究静电场。

注意：即使是空间点 P 指定，但 $\vec{r}$ 也是变量。

1、定义电通量 Φ_E

在电场中通过一曲面元 Δs 的电通量 $\Delta \Phi_E$ 定义为：

$$\Delta \Phi_E = E \Delta s \cos \theta = \vec{E} \cdot \Delta \vec{s} \quad (= \Delta N)$$

式中 $\Delta \vec{s} = \Delta s \vec{n}$ 。因 θ 可锐角、钝角，故 $\Delta \Phi_E$ 可正、可负。

对于非无限小的曲面，有

$$\Phi_E = \int_S E \cos \theta ds = \int_S \vec{E} \cdot d\vec{s}$$

其中，任意曲面 S 的法向有两种取法，对于不闭合的曲面，其法向 $\vec{n}$ 取何方向无关紧要。

对于闭合曲面，其电通量定义为：

$$\Phi_E = \oint_S E \cos \theta ds = \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{s}$$

三、高斯定理

1、单个点电荷情况

上述在一个点电荷的电场中已证得

$$\Phi_E = \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{s} = \begin{cases} q / \epsilon_0 & (q \text{ 在 } s \text{ 内}) \\ 0 & (q \text{ 在 } s \text{ 外}) \end{cases}$$

且注意其中已运用了库仑定律（如 $\vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \hat{r}$ ）。

2、多个点电荷情况

现结合场强叠加原理，给出多个点电荷存在时场中任意闭面 S 的电通量结果——高斯定理。

设空间有一组点电荷 q_1 、 q_2 、... q_i 、...、 q_n ，则任一点的场为

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i \quad (\text{场叠加原理})$$

又令一任意形状的闭曲面 S 包围电荷 q_1 、 q_2 、...、 q_i ，而另外 q_{i+1} 、...、 q_n 电荷在 S 之外。

则

即分立电荷时，有

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{s} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{S \text{ 内}} q_i$$

3、电荷连续分布情况

若 S 内的电荷非分立分布，而是连续体分布，作变换 $\sum q_i \rightarrow \int_V \rho dv$ ，则有

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{s} = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho dV$$

其中 S 与 V 对应。

作业和思考题：

1. 4. 1 1. 4. 2

电磁学 课程教案

授课时间	第 3 周 星期一 第 3、4 节
授课题目（章、节）： § 1-4 高斯定理	
教学基本要求： 2. 掌握利用高斯定理求解场强的方法	
教学方案： § 1-4 高斯定理 四、高斯定理的几点认识与说明 (1) 高斯定理是静电场基本定理之一，反映了静电场是有源场。 高斯定理所述是矢量场 $\vec{E}$ 之闭面通量，其结果可用闭面内电量代数和表述。静电场的电力线是有头有尾的，发于正、止于负电荷。 (2) 高斯定理给出了场 $\vec{E}$ 与场源 q 间的一种联系，这种联系非直接。 (3) 高斯定理积分形式是对一个区域而言（S，V），仅反映该区域整体面貌，是粗糙地提供信息。一般地，不能用此求得每个场点的场强，仅当电荷分布乃至场分布具有某种对称性时，才能仅用此求得场。但求不出时切不可误作该定理不成立（因为完全确定矢量场需要通量、环流两方面性质）。 (4) 高斯定理是从库仑定律导出的，主要反映平方比律，即 $f \propto \frac{1}{r^2}$。若库仑定律不服从平方反比律，则得不出高斯定理。因而，证明此定理正确与否，即是证明库仑定律正确性的一种间接方法，此法精度比库仑扭称法高得多。 (5) 认为高斯定理与库仑定律完全等价或从高斯定理出发可导出库仑定律的看法是欠妥的，这因为此定理并未反映静电场是有心力场这一特性。在静电范围，库仑定律比高斯定理包含更多信息。 五、高斯定理的应用 电荷分布乃至场 $\vec{E}$ 分布具有一定对称性时，可用此定理解答。 解题步骤： ① 分析场的对称性，明确 $\vec{E}$ 的方向； ② 设计（取）通过场点的高斯面（简单几何面），使 $\vec{E}$ 与 S 的各部分平行，或垂直，或夹恒角；	

③ 计算 $\Phi_E = \oint \vec{E} \cdot d\vec{s}$;

④ 计算 $Q_{\text{内}}$;

⑤ 应用定理求 $\vec{E}$ 的大小, 结合方向得出 $\vec{E}$ 。

例 1: 求均匀带电 q , 半径为 R 的球壳内、外之场。

例 2: 均匀带正电 q , 半径为 R 的球体内、外之场。

例 3: 均匀线密度为 λ 的无限长带电直线之场。

例 4: 均匀面密度为 σ 的无限大平面薄板之场。

作业和思考题:

1.4.5 1.4.6 1.4.7 1.4.9

电磁学 课程教案

授课时间	第 3 周 星期三 第 3、4 节
授课题目（章、节）： § 1-4 高斯定理	
教学基本要求： 2. 掌握利用高斯定理求解场强的方法	
教学方案： § 1-4 高斯定理 五、高斯定理的应用 电荷分布乃至场 $\vec{E}$ 分布具有一定对称性时，可用此定理解答。 解题步骤： ① 分析场的对称性，明确 $\vec{E}$ 的方向； ② 设计（取）通过场点的高斯面（简单几何面），使 $\vec{E}$ 与 S 的各部分平行，或垂直，或夹恒角； ③ 计算 $\Phi_E = \oint \vec{E} \cdot d\vec{s}$； ④ 计算 $q_{\text{内}}$； ⑤ 应用定理求 $\vec{E}$ 的大小，结合方向得出 $\vec{E}$。 例 3：均匀线密度为 λ 的无限长带电直线之场。 例 4：均匀面密度为 σ 的无限大平面薄板之场。 六、非对称性问题求解 求解方法：等效填补法	
作业和思考题： 1. 4. 4 1. 4. 8 1. 4. 9	

电磁学 课程教案

授课时间	第 4 周 星期一 第 3、4 节
授课题目（章、节）： § 1-5 电势及其梯度	
教学基本要求： 1、理解电场力做功的特点，掌握静电场环路定理的表达式和物理意义 2. 理解电势能，电势和电势差的定义	
教学方案： § 1-5 电势及其梯度 一、静电场的环路定理 已知电荷分布，利用电场叠加原理、高斯定理可计算电场分布，但因 $\vec{E}$ 为矢量，不够方便，可引入另一物理量——电势来研究问题方便。 1、静电场力做功与路径无关。 做功与路径无关，只由起点、始点位置决定的力——保守力，下面由库仑定律结合力的叠加原理证明静电力是保守力。 (1) 点电荷形成的场中电场力做功 在点电荷 q 形成的电场中，q_0 由 $a \rightarrow b$， $A_{ab} = \int_{r_a}^{r_b} q_0 E dr = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0} \int_{r_a}^{r_b} \frac{dr}{r^2} = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_a} - \frac{1}{r_b} \right)$ 表明：此情况下，电场力做功与路径无关。只决定于始、末位置 r_a、r_b。 (2) 任意带电体系的电场中场力做功 $\because \vec{F} = \vec{f}_1 + \vec{f}_2 + \cdots = q_0 \vec{E} = q_0 (\vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \cdots)$ $\therefore A_{a \rightarrow b} = \int_a^b \vec{F} \cdot d\vec{l} = q_0 \int_a^b \vec{E} \cdot d\vec{l} = q_0 \int_a^b \vec{E}_1 \cdot d\vec{l} + q_0 \int_a^b \vec{E}_2 \cdot d\vec{l} + \cdots$ 由 (1) 知，该式每一项均与积分路径无关，故场力之功 $A_{a \rightarrow b}$ 也与路径无关 2、静电场是保守场——环路定理 由上述可知 $\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0$ 即静电场的环流为零。表明：静电场力移动单位正电荷一周做功为零。有这一结论，才能引入电势，即保守场中有势、势能等概念。	

二、电势差和电势

1、外力做功

处在静电场 $\vec{E}(x, y, z)$ 中的点电荷 q_0 ，在一个与电场力 $\vec{F} = q_0 \vec{E}$ 大小相等、方向相反的外力 $\vec{F}' (\vec{F}' = -\vec{F})$ 的作用下，以非常缓慢的速度由场内一点（如 P 点）沿任路径至另一点（如 Q 点），外力 $\vec{F}'$ 之功为：

$$A'_{P \rightarrow Q} = \int_P^Q \vec{F}' \cdot d\vec{l} = -\int_Q^P \vec{F} \cdot d\vec{l} = -A_{P \rightarrow Q}$$

即外力之功等于电场力之功的负值，因 $A_{P \rightarrow Q}$ 与路径无关，故 $A'_{P \rightarrow Q}$ 也与路径无关。又 $\vec{F} = -\vec{F}'$ ，故 q_0 所受合力： $\vec{F} + \vec{F}' = 0$ ，未改变 q_0 （物体）的动能。（故此部分不涉及动能的讨论）。

若 $A'_{P \rightarrow Q} > 0$ ，则电场力做负功，即 $A_{P \rightarrow Q} < 0$ ，称外力反抗电力做功；若 $A'_{P \rightarrow Q} < 0$ ，则电场力做正功，即 $A_{P \rightarrow Q} > 0$ ，称电场力反抗外力做功。

2、电势能

静电力为保守力，外力反抗保守力做功，虽然不改变物体的动能，但要改变物体势能。在静电场中可引入静电势能：外力反抗保守力做功等于物体势能的增量；对于静电场中，外力反抗静电力做功则应等于电荷处在场中的静电势能（用 W 表示）的增量：

$$A'_{P \rightarrow Q} = \Delta W = W(Q) - W(P)$$

或

$$A_{P \rightarrow Q} = \int_P^Q \vec{F} \cdot d\vec{l} = q_0 \int_P^Q \vec{E} \cdot d\vec{l} = W(P) - W(Q) = -\Delta W$$

其中， $W(P)$ 、 $W(Q)$ 分别为电荷 q_0 在场 $\vec{E}$ 中 P 、 Q 点的电势能。

上述表明：电场力做正功，则是以减少电势能为代价；电场力做负功，则电势能增加。释义如下：

若 $A_{PQ} > 0$ ，则 $-\Delta W > 0, \therefore \Delta W < 0$, 即 $W(Q) - W(P) < 0$ ，得 $W(Q) < W(P)$ ，末的电势能比初的电势能低。

着重指出几点：

(1) 电荷 q_0 在 q 之场 $\vec{E}$ 中任一点具有一定的电位能 W ，此 W 是体系所共有的的，实为 q_0 与 q 的相互作用能，故 W 不能完全反映场性质。（如同库仑力 $\vec{F}$ 反映 q_0 与 $\vec{E}$ 两因素一样，故 W 不能用于描

述场)。

(2) 电势能差是绝对的: $\Delta W = -\int_P^Q q_0 \vec{E} \cdot d\vec{l}$, 与电势能零点参考的选取无关; 但电势能是相对的, 即与电势能零点的选取有关。

例: 当 q_0 距 q 无限远时, 相互作用能为零, $W_\infty = 0$, 故场中某点 P 处的电势能等于场力将 q_0 由该点移至无限远所做的功: $W(P) = \int_P^\infty q_0 \vec{E} \cdot d\vec{l}$ 。

(3) 电势能是标量, 有正、负之分, 电势能的高、低点要从体系考虑。

3、电势差及电势

W 与 q_0 之比与 q_0 无关, 仅反映场属性, 此即 电势 U 。

(1) 电势差

$$V_{PQ}(V_P - V_Q) = \frac{W(P) - W(Q)}{q_0} = \int_P^Q \vec{E} \cdot d\vec{l}$$

即单位正电荷在场中 P 、 Q 两点的电势能之差, 反映场本身在 P 、 Q 两点的属性。

(2) 电势

①用电势能定义:

$$V_P = \frac{W(P)}{q_0} = \int_P^\infty \vec{E} \cdot d\vec{l}$$

②用电势差定义: 若选 Q 点电势为 0 作为参考, 则 P 点电势为

$$V_P = \int_P^Q \vec{E} \cdot d\vec{l}$$

对于电荷分布在有限域, 常选 $V_\infty = 0$, 有

$$V_P = \int_P^\infty \vec{E} \cdot d\vec{l}$$

实用中, 选大地电势为零参考, $V_{\text{地}} = 0$ 。

需要指出:

a. 电势差与电势零点的选取无关, 具有绝对意义; 而电势则不然。

b. 电势差 (即电压) 与电势的关系为

$$V_{PQ} = \int_P^Q \vec{E} \cdot d\vec{l} = \int_P^\infty \vec{E} \cdot d\vec{l} - \int_Q^\infty \vec{E} \cdot d\vec{l} = V_P - V_Q$$

c. 场中某点电势能用电势表示为

$$W_P = q_0 \int_P^\infty \vec{E} \cdot d\vec{l} = q_0 V_P$$

4、电势能和电势的单位

在 SI 制中，电势能和电势的单位均为导出单位。

电势能——同于能量单位：焦耳（J）。

$$1\text{ev} = 1.6 \times 10^{-19} \text{J}, \quad 1\text{Kev} = 10^3 \text{ev}, \quad 1\text{Mev} = 10^6 \text{ev}, \quad 1\text{Gev} = 10^9 \text{ev}。$$

电势——移动单位正电荷之功：伏特（V）。

$$1 \frac{\text{焦耳}}{\text{库仑}} = 1 \text{伏特}, \quad 1 \frac{\text{J}}{\text{C}} = 1\text{V}。$$

5、综述说明

(1) 区别电势与电势能

空间某点的电势与有否试探电荷 q_0 无关，反映电场本身的性质；

电势能则与场中某点的 q_0 大小正、负有关，为场及试探电荷所共有。

(2) 电势是标量，有正负、高低之分。

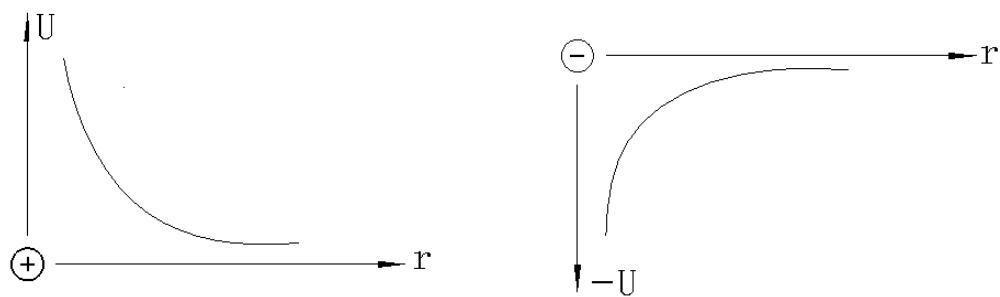
某点电势的正负与该点电势能的正负不一定相同。参见图 1-27 加以分析，其中设 q 、 q_0 本身代表正电荷：

q $\oplus$ 源	$\xrightarrow{\vec{E}}$	$- q_0$ $\bullet$ P	$\xrightarrow{\quad} \infty$		$- q$ $\ominus$ 源	$\xleftarrow{\vec{E}}$	$+ q_0$ $\bullet$ P	$\xrightarrow{\quad} \infty$
$W_P = -q_0 \int_P^\infty \vec{E} \cdot d\vec{l} < 0, \quad (\because \theta = 0)$					$W_P = q_0 \int_P^\infty \vec{E} \cdot d\vec{l} < 0, \quad (\because \theta = \pi)$			
$V_P = \frac{W_P}{-q_0} = \int_P^\infty \vec{E} \cdot d\vec{l} > 0$					$V_P = \frac{W_P}{q_0} = \int_P^\infty \vec{E} \cdot d\vec{l} < 0$			

结论：电势高低 $\begin{cases} \text{正场源电荷之场中近点电势高}(V_P > 0) \\ \text{负场源电荷之场中远点电势高}(V_P < 0) \end{cases}$

电势能高低 $\begin{cases} \text{正场源场中} \begin{cases} \text{正} q_0 \text{在远点处电势能低} \\ \text{负} q_0 \text{在远点处电势能高} \end{cases} \\ \text{负场源中} \begin{cases} \text{正荷在远点} W \text{高} \\ \text{负荷在远点} W \text{低} \end{cases} \end{cases}$

推论： i) 正场源电荷的场中，近电荷处 U_p 高；负场源电荷的情况则反之。



ii) 正电荷在电场力作用下从高电势点移向低电势点；负电荷则相反。

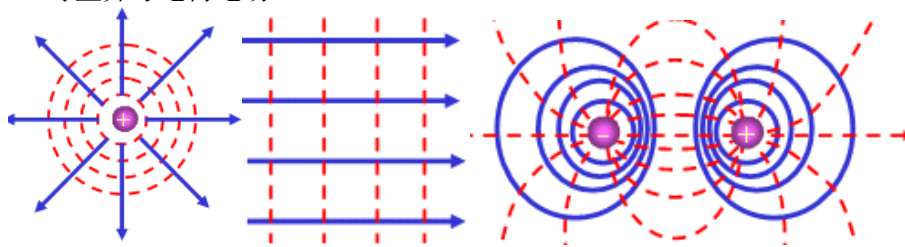
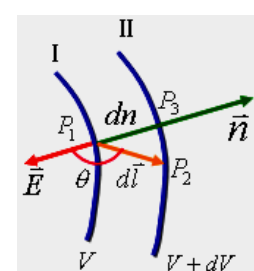
iii) 沿电场线方向电势逐点降低。

作业和思考题：

电磁学 课程教案

授课时间	第 4 周 星期三 第 3、4 节
授课题目（章、节）： § 1-5 电势及其梯度	
教学基本要求： 1. 理解电势和电势的定义和物理意义 2. 掌握电势的计算	
教学方案： § 1-5 电势及其梯度 三、电势的计算 方法之 1：电势叠加原理法 先介绍电势叠加原理内容。当电荷分布于有限域内，可选 $U_{\infty} = 0$，则 点电荷场中： $V = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}$，。 电荷组场中： $V = \sum_i V_i$，（分立时）。 连续电荷分布：取 $dq = \rho dv, \sigma ds, \lambda dl$，则 $dV = \frac{dq}{4\pi\epsilon_0 r}$， 而 $V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{dq}{r}$ 例 1：电偶极子的电势。 例 2：带电圆环电势 例 3：带电圆盘电势 方法之二：场强积分法 已知场 $\vec{E} = \vec{E}(x, y, z)$ 分布，代入 $U_P - U_Q = \int_P^Q \vec{E} \cdot d\vec{l}$，选取合适积分路径，即可计算 P、Q 两点的电势差。若取 $U_Q = 0$，则 $U_P = \int_P^Q \vec{E} \cdot d\vec{l}$；当电荷分布在有限区域时，可选 $U_Q = U_{\infty} = 0$，则 $U_P = \int_P^{\infty} \vec{E} \cdot d\vec{l}$。 例 2：求均匀带电为 q、半径为 R 的薄球壳的电势 V 分布。 例 3：求均匀带电为 q、半径为 R 的球体的电势 V 分布。 例 4：求均匀带电无限长带电圆柱体的电势 V 分布。	
作业和思考题： 1.6.2 1.6.3 1.6.4 1.6.5 1.6.6 1.6.8	

电磁学 课程教案

授课时间	第 4 周 星期五 第 3、4 节
授课题目（章、节）： § 1-5 电势及其梯度	
教学基本要求： 1. 理解电势与场强的微分关系 2. 掌握利用电势与场强的微分关系求解场强的方法 3.	
教学方案： § 1-6 电势及其梯度 一、等势面 1. 概念 在电场中电势相等的点所连成的曲面称为等势面。并规定，相邻等势面之间电势差相等。等势面用来形象表示电场中电势的分布。等势面密的地方场强大，等势面稀疏的地方场强小。例（见图 1）： (1) 点电荷电场； (2) 均匀电场； (3) 等量异号电荷电场。  图 1 几种电场的电力线和等势面 2. 等势面与电力线的关系： (1) 等势面与电力线处处正交。 证明：将试验电荷 q_0 沿着等势面移动位移 $d\vec{l}$，电场力做功为： $dW = q_0 \vec{E} \cdot d\vec{l} = q_0 E dl \cos \theta = q_0 dV = 0$ 因为 $E \neq 0$, $dl \neq 0$，必须 $\theta = \frac{\pi}{2}$，所以电场强度矢量（电力线）和等势面正交。 (2) 电力线方向，指向电势降落方向。 (3) 等势面与电力线密集处场强量值大，稀疏处场强量值小。 二、电场强度与电势的关系 1. 电势梯度 设电场中有非常靠近的两等势面 V 和 $V+dV$ ($dV>0$)。 P_1 和 P_2 分别为两等势面上的一点。从 P_1 作等势面 V 的法线 $\vec{n}$，规定其指向电势增加方向， 	

交等势面 $V+dV$ 于 P_3 点, 场强 $\vec{E}$ 背离 $\vec{n}$ 方向。

从 P_1 向 P_2 引一位移矢量 $d\vec{l}$, 根据电势差的定义, 并考虑到两个等势面非常接近, 因此: $\vec{E} \approx$ 常矢量, 则有: $V - (V + dV) = \vec{E} \cdot d\vec{l} = E \cos \theta dl$

即: $-dV = E \cos \theta dl$

令 $E_l = E \cos \theta$ 为场强在 $d\vec{l}$ 方向上的投影, 则有: $E_l = -\frac{dV}{dl}$

电场中某点的场强沿任意 $d\vec{l}$ 方向的投影等于沿该方向电势函数的空间变化率(电势函数的方向导数)的负值。

两个特殊方向:

(1) 当 $\theta = \pi$ 时, $d\vec{l}$ 沿 $\vec{n}$ 方向, 与 $\vec{E}$ 方向相反, $\frac{dV}{dl}$ 有最大值, 则该点电场强度的大小为:

$$E = |E_n| = \frac{dV}{dn}$$

(2) 当 $\theta = \frac{\pi}{2}$ 时, $d\vec{l}$ 沿 $\vec{\tau}$ 方向, 与 $\vec{E}$ 方向相垂直, $\frac{dV}{dl}$ 有最小值, 则该点电场强度的大小零, 即: $E_\tau = 0$

定义电势梯度(gradient) 矢量:

$$\text{grad}V = \nabla V = \frac{dV}{dn} \vec{n}$$

电势梯度的大小等于电势在该点的最大空间变化率; 方向沿等势面法向, 指向电势增加的方向。

2. 电场强度与电势的关系

综上所述, 我们有:

$$\vec{E} = -\frac{dV}{dn} \vec{n} = -\text{grad}V = -\nabla V$$

电场中任一点的场强 $\vec{E}$, 等于该点电势沿等势面法线方向的方向导数的负值, 即 $\vec{E}$ 的大小等于该点电势沿等势面法线方向的方向导数, $\vec{E}$ 的方向与法线方向相反。

在直角坐标系, 有:

$$E_x = -\frac{\partial V}{\partial x}, \quad E_y = -\frac{\partial V}{\partial y}, \quad E_z = -\frac{\partial V}{\partial z}$$

$$\therefore \quad \vec{E} = -\left(\frac{\partial V}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial V}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial V}{\partial z} \vec{k}\right)$$

3. 几点讨论

(1) V 比 $\vec{E}$ 计算方便, 因此对于给定电荷分布的系统, 我们可以先求出 V ; 然后在利用 $\vec{E} = -\nabla V$ 求出 $\vec{E}$;

(2) $\vec{E}$ 取决于 V 的空间变化率, 与 V 本身的值无关;

(3) $\vec{E}$ 的另一单位 (SI):

$$\text{伏} \cdot \text{米}^{-1} (\text{V} \cdot \text{m}^{-1}), \quad 1(\text{V} \cdot \text{m}^{-1}) = 1(\text{N} \cdot \text{C}^{-1})$$

(4) 若 $\text{grad}V=0$, 则 $\vec{E}=0$, 但 V 不一定为零。

例题 1 (课本 P45) 用电场强度和电势的关系, 求均匀带电圆环轴线上一点的电场强度。

解: 由前面例子我们已经求得轴线上一点 P 的电势为: $V = \frac{q}{4\pi\epsilon_0(R^2 + x^2)^{3/2}}$,

由: $E_x = -\frac{\partial V}{\partial x}, E_y = -\frac{\partial V}{\partial y}, E_z = -\frac{\partial V}{\partial z}$ 可得:

均匀带电圆环轴线上一点的电场强度为：

$$E = E_x = -\frac{\partial V}{\partial x} = -\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{q}{4\pi\epsilon_0 (R^2 + x^2)^{3/2}} \right] = \frac{qx}{4\pi\epsilon_0 (R^2 + x^2)^{3/2}}$$

和前面直接积分法的结果相同。

例题 2（课本 P45-P46） 求电偶极子电场中任意一点的电势和电场强度。

解：如图所示， $+q$ 和 $-q$ 在 A 点的电势分别为：

$$V_+ = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r_+}, V_- = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r_-}$$

由电势叠加原理得 A 点的电势为：

$$V = V_+ + V_- = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_+} - \frac{1}{r_-} \right)$$

$$= \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{r_- - r_+}{r_+ r_-}$$

对电偶极子： $l \ll r$, $r_- - r_+ \approx l \cos \theta$, $r_+ r_- \approx r^2$, 所以有：

$$V \approx \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{l \cos \theta}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p \cos \theta}{r^2}$$

$$(1) \quad \text{当 } \theta = 0^\circ \text{ 时, } V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p}{r^2}; \text{ 最高}$$

$$(2) \quad \text{当 } \theta = \pi \text{ 时, } V = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p}{r^2}; \text{ 最低}$$

$$(3) \quad \text{当 } \theta = \frac{\pi}{2} \text{ 时, } \cos \theta = 0, V = 0.$$

$$\therefore \cos \theta = \frac{x}{r} = \frac{x}{(x^2 + y^2)^{1/2}}, \therefore V = \frac{ql}{4\pi\epsilon_0} \frac{x}{(x^2 + y^2)^{3/2}}$$

由电场强度和电势的关系：

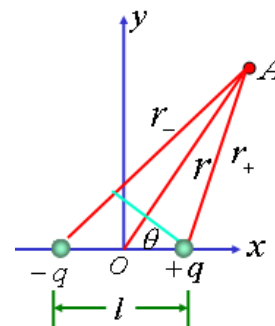
$$E_x = -\frac{\partial V}{\partial x} = -\frac{ql}{4\pi\epsilon_0} \frac{y^2 - 2x^2}{(x^2 + y^2)^{5/2}}$$

$$E_y = -\frac{\partial V}{\partial y} = -\frac{ql}{4\pi\epsilon_0} \frac{-3xy}{(x^2 + y^2)^{5/2}}$$

$$E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2} = \frac{ql}{4\pi\epsilon_0} \frac{(4x^2 + y^2)^{1/2}}{(x^2 + y^2)^2}$$

$$(1) \quad \text{当 } y = 0 \text{ 时, 即延长线上, } E = \frac{2ql}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{x^3} = \frac{2p}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{x^3}$$

$$(2) \quad \text{当 } x = 0 \text{ 时, 即中垂线上, } E = \frac{ql}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{y^3} = \frac{p}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{y^3}$$



作业和思考题：

电磁学 课程教案

授课时间	第 5 周 星期一 第 3、4 节
授课题目（章、节）： §1 静电场中的导体	
教学基本要求： 1、了解导体的特性，理解导体的静电平衡条件 2、理解静电平衡时导体上电荷分布	
教学方案： 导体在电结构上的特殊性和静电平衡时的特殊条件, 使导体在静电场中产生许多新现象和新应用, 这些除与导体固有特性密切相关外, 还须服从场方程, 本章是上一章的应用、继续和发展。 §1 静电场中的导体 一、导体的特性 导体内存在着自由电荷，它们在电场作用下可以移动。 对于金属导体，若不受外场作用，又不带净电荷，则自由电子均匀地弥漫于正离子点阵间，从宏观上看，导体处处电中性，即净电荷体密度 $\rho = 0$ 。 电荷的分布和电场的分布相互影响、相互制约。 二、导体的静电平衡条件 1、静电平衡的定义 带电体系中的电荷不作宏观运动，因而电场分布不随 t 而变的状态。 2、静电平衡的条件 所有场源（包括分布在导体上的电荷）共同产生的电场之合场在导体内处处为零，即 $\vec{E} = 0$ 。 [分析]——当某原因使导体内存在电场 $\vec{E}_0$ （施感外场）时， $\vec{E}_0$ 推动自由电子作定向运动，引起自由电荷重新分布——静电感应，出现感应电荷而产生附加场 $\vec{E}'$ ，此时导体内存在： $\vec{E}_0$ ——外场，驱使自由电子运动，但此场恒定。 $\vec{E}'$ ——附加场，起因于电子定向运动的积累，阻止电子无休止地定向运动，此为变场。 $\vec{E}_0$ 与 $\vec{E}'$ 方向相反，当达到 $\vec{E}_0$ 与 $\vec{E}'$ 在导体内完全抵消时，即 $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}' = 0$ 无净电力作用于电子，则它停止定向运动，电荷重新分布过程结束—— <u>静电平衡</u> 。	

3、推论

(1) 导体静电平衡时，导体是等势体、导体表面是等势面。

$\because$ 导体内处处 $\vec{E} = 0$,

$\therefore$ 导体上任两点电势差 $U_{PQ} = \int_P^Q \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0$, 即 $U_P = U_Q$ 。

(2) 导体面外附近场强处处与表面垂直。

$\because$ $\vec{E}$ 与等势面正交，且导体表面为一等势面，

$\therefore \vec{E} = E\vec{n}$ ($\vec{n}$ 为导体面外法向单位矢)。

[两点说明]

(1) 导体表面是一自然的或特殊的等势面，实用中通过改变或选择电极形状来控制空间场分布。

(2) 关于本章研究问题的方法有特别之处：因 ρ 、 $\vec{E}$ 分布相互制约，故不宜研究达静电平衡的过程，而是以达到平衡为基础进一步分析问题。

三、静电平衡时导体上电荷分布

处在静电场中的导体，不管它本来带净电与否，达静电平衡总有一定电荷分布，问这些电荷分布在何处？怎样分布？

1、导体内电荷体密度 $\rho = 0$ ，电荷仅分布于导体表面。

针对此结论，分述情况研究和分析如下：

(1) 实心导体

在导体内取任意闭面 S 作为高斯面，如图 2-2(a)所示

$$\because \vec{E}_{\text{内}} = 0 ,$$

$$\therefore \oint_S \vec{E}_{\text{内}} \cdot d\vec{s} = 0 ,$$

即 $q_{\text{内}} = 0$

又因为 S 为任意的，所以 $\rho = 0$

即静电平衡时导体内电荷体分布为零，电荷只能分布于导体 V 的表面上。

(2) 空腔导体（腔内无荷）

导体有腔， V 为复通域，表面 $S_1 + S_2$ ，如图 2-2(b)所示，分述如下：

① 导体内 $\rho = 0$ 情况（理由同上分析）。

② 腔体内表面上无电荷分布，电荷仅分布于外表面 (S_1) 上。

结论：腔内表面无电荷分布，腔内空间场强处处为零，导体及其所围空间区域构成的整体为等势区，其电势等于外表面处的电势值。

(3) 导体腔（腔内有带电体）

① 导体内 $\rho = 0$ （理由同前分析）。

② 导体腔内表面带电与腔内电荷等量异号。

2、电荷面分布函数 $\sigma(x, y, z)$

导体静电平衡时，电荷分布于表面，但确定 $\sigma(x, y, z)$ 是有一定难度的。

(1) 一般情况

$\sigma(x, y, z)$ 与导体 $\left\{ \begin{array}{l} \text{形状} \\ \text{带电总量} \\ \text{周围其它电荷的场} \end{array} \right.$ 等因素有关。即使周围引入不带电的其它导体也会改变 $\sigma(x, y, z)$ 分布（静电感应，达到新的平衡）。

(2) 特例——孤立导体

其它物体在该导体处的影响略而不计。此时导体表面 σ 分布（相对分布）只与导体形状有关：凸的地方（曲率大）， σ 大；凹的地方（曲率小）， σ 小。

例如：孤立带电 Q 、半径 R 的导体球（壳），外表面 $\sigma = \frac{Q}{4\pi R^2}$ ，电荷球面对称分布；孤立无限大导体平板带电 Q 、面积 S ，各面 $\sigma = \frac{Q}{2S}$ 。

作业和思考题：

电磁学 课程教案

授课时间	第 5 周 星期三 第 3、4 节
授课题目（章、节）： § 2.2 封闭导体壳内外的静电场	
教学基本要求： 1、理解封闭导体壳内外的静电场的分布规律 2、理解两种静电感应现象	
§ 1 静电场中的导体 五、导体静电平衡时的讨论方法 困难： 因为电场影响导体，发生电荷重新分布，反过来，电荷的重新分布，又会改变电场的分布，这使得问题陷入了循环的地步，在数学上有相当的困难。 解决途径： 用电场线的性质+导体静电平衡的性质，可以定性甚至在某些情况下定量的解决一些问题。 1. 利用电场线定性讨论 电场线始于正电荷，止于负电荷（或来自无穷远，去向无穷远）若带电体系中正，负电荷一样多，则由正电荷出发的全部电场线都终止到负电荷上。 若带电体系中正，负电荷不一样多，若正电荷>负电荷，则由正电荷出发的电场线部分终止到负电荷上，部分终止到无穷远 顺着电场线的方向，电势降低，即一根电场线的起点电势比终点电势高 例 1：感应电荷的绝对值小于或等于施感电荷的绝对值 例 2：讨论接地导体表面的感应电荷分布 例 3：关于中性导体的电势 2：对简单，特殊导体静电平衡问题进行定量计算 主要计算问题为： 导体上电荷分布及空间场强和电势的计算 计算方法为： 假设导体表面的电荷分布 让假设的电荷分布满足： （1）电荷守恒定律；（2）导体内任一点场强为零 根据电荷分布，利用第一章求解方法求出场强和电势 例 1：在一个接地导体球附近有一个电量为 q 的点电荷，已知球的半径为 R 。点电荷与球心的距离为 l ，求导体球表面上感应电荷的电量	

例 2：两块平行放置的面积为 S 的金属板，各带电量 Q_1 、 Q_2 ，板距与板的线度相比很小。求：

① 静电平衡时，金属板电荷的分布和周围电场的分布

② 若把第二块金属板接地，以上结果如何？

电荷守恒定律



静电平衡条件

例 3： 有一外半径 $R_1 = 10\text{cm}$ 和内半径 $R_2 = 7\text{cm}$ 的金属球壳，在球壳内放一半径 $R_3 = 5\text{cm}$ 的同心金属球，若使球壳和金属球均带有 $q = 10^{-8}\text{C}$ 的正电荷，问：两球体上的电荷如何分布？球心的电势为多少？

电荷分布



$\vec{E}$ V

作业和思考题：

2.1.2 2.1.3 2.1.5 2.2.2 2.2.3

电磁学 课程教案

授课时间	第 6 周 星期一 第 3、4 节
授课题目（章、节）： § 2.2 封闭导体壳内外的静电场	
教学基本要求： 1、理解封闭导体壳内外的静电场的分布规律 2、理解两种静电感应现象	
教学方案： § 2.2 封闭导体壳内外的静电场 一、空腔导体内外静电场 (1) 空腔导体内部无带电体 无论空腔导体是否带电、是否处于外电场中，空腔导体都具有下列性质： ① 空腔内部及导体内部电场强度处处为零，它们形成等电势区。 ② 空腔内表面不带任何电荷。 上述性质可用高斯定律证明。下面说明性质②。在导体内做一高斯面，根据静电平衡，导体内部场强处处为零，所以导体内表面电荷的代数和为零。如内表面某处面电荷密度 $\sigma > 0$ ，则必有另一处 $\sigma < 0$ ，两者之间就必有电力线相连，就有电势差存在，这与导体内场强为零相矛盾。所以导体内表面处处 $\sigma_e = 0$ 。 这些结论不受腔外电场的影响，腔外电场与腔外表面电荷在腔内场强总贡献为零。 (2) 腔内有带电体 ① 导体中场强为零。 ② 空腔内部的电场决定于腔内带电体，空腔外的电场决定于空腔外表面的电荷分布。 ③ 空腔的内表面所带电荷与腔内带电体所带电荷等量异号。 ④ 导体接地，则空腔内带电体的电荷变化将不再影响导体外的电场。 证明：（弄清感应电荷的数量。） 三、静电屏蔽 在空腔导体外，还有一带负电的带电体 B ，由于静电感应，空腔导体外表面上的电荷及带电体 B 上的电荷将重新分布。静电平衡时： (1) B 使外表面上电荷重新分布； (2) 内表面、腔内带电体的电荷分布不变； (3) 导体空腔部分的电场等于零； (4) 导体接地，腔内电场不影响腔外，腔内各点相对地的电势不再变化。 总之，空腔导体（无论接地与否）将使腔内空间不受外电场的影响，而接地空腔导体将使外部空间不受空腔内的电场的影响，称之为静电屏蔽现象。例子：屏蔽服、屏蔽线、金属网。	
作业和思考题： 一、	

电磁学 课程教案

授课时间	第 6 周 星期三 第 3、4 节
授课题目（章、节）： § 2.3 电容和电容器	
教学基本要求： 1 理解孤立导体电容和电容器电容的定义 1、掌握三种电容器电容的计算 2、理解电容器的串并联特点	
§ 2.3 电容和电容器	
一、孤立导体的电容 1、定义 静电平衡时， <u>孤立导体</u> 表面电荷分布由其几何形状唯一确定，带一定电量 q 的孤立导体其外部空间的电场 $\vec{E}$ 、电势 $U_{\text{导}}$ 亦完全确定。据电势叠加原理，当其电量增加若干倍时，则 $U_{\text{导}}$ 也将增加若干倍，即 $q = CU, \quad \text{或} \quad C = \frac{q}{U}$ 此比例系数 C 即孤立导体的电容量。 C 反映了该导体在给定 U 下储存电量能力的大小，其 <u>物理意义</u> 为：使导体电势 U 升高一个单位（由零开始）所需电量。 C 与 q 、 U 无关，取决于几何结构。 2、单位 在 SI 制中，电容的单位为：法拉（ F ）。 $1 \text{ 法拉} = 1 \frac{\text{库}}{\text{伏}}, \quad 1F = 1 \frac{C}{V};$ $1\mu F (\text{微法}) = 10^{-6} F, \quad 1PF (\text{皮法}) = 10^{-12} F。$ 法拉与库仑一样，单位较大。 3、例——孤立导体球 半径为 R 的导体球，设其带电 Q ，则 $U = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 R}$ ，由定义知 $C = \frac{Q}{U} = 4\pi\epsilon_0 R$	

C 仅由 R 确定。具体地选取地球进行计算： $R = 6.4 \times 10^6 m$ ，故

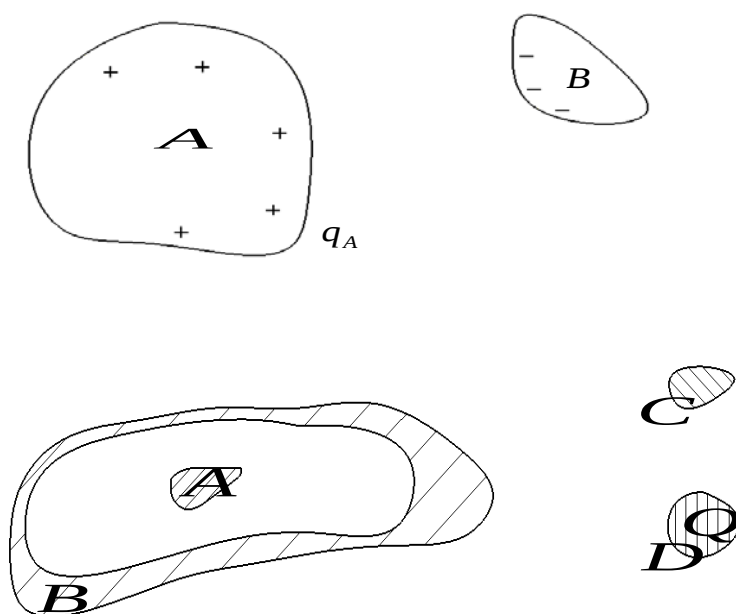
$$C_{\text{地球}} = 7.1 \times 10^{-4} \text{ 法}$$

二、电容器及电容

1、电容器

当带电导体 A 周围存在其它导体或带电体 B 时， U_A 不仅与 q_A 有关，而且与周围导体（无论带电与否）有关，或曰：其它带电体情况的改变，会改变导体 A 之电势 U_A ，如图 2-10(a)，

故非孤立导体 A 的 q_A 与 U_A 不成正比，关系 $C = \frac{q_A}{U_A}$ 不再成立。



采取措施——静电屏蔽的办法：一个导体腔 B 包围导体 A 能保证两导体 A、B 之间的电势差 $U_A - U_B$ 与电量 q_A 间的正比关系不受周围其它导体或带电体的影响。这样的特殊结构导体组叫电容器。

C、D 不影响 $V_A - V_B$ ，且 $V_A - V_B$ 正比于 q_A ，比值不变。

2、电容

对于导体组 A、B，若 A 带电 q ，则由静电感应，导体 B 在其内表面上有 $-q$ 电量， $U_A - U_B$ 正比于 q_A ，二者之比恒值，反映导体组的属性，称之为电容器的电容（量）：

$$C = \frac{q_A}{U_A - U_B}$$

两导体各称一极，C 定义为一极板带电量（正）除以两极板之电势差，C 是一个正的量。

[说明]

(1) 电容 C 与电容器带电情况无关，与周围其它导体和带电体无关，完全由电容器几何形状、结构决定；

(2) 实用中，电容器对屏蔽要求并不如上述完全封闭那么高；

(3) 若不封闭，则公式中的 Q 指两极等势时需从一极板至另一极板所迁移的电量。以后常写成：

$$C = \frac{q}{U}$$

注意理解公式中 q 与 U 的含义。

3、几种常见电容器的电容量

(1) 平行板电容器

如图 2-11 所示平行板电容器。因 $d \ll \sqrt{s}$ ，略边缘效应，令 A 相对 B 的面上带电 $+q$ ，则另极板带电 $-q$ ，两板之间的场和电势差分别为

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{q/s}{\epsilon_0} = \frac{q}{\epsilon_0 s}, \quad U_A - U_B = Ed = \frac{qd}{\epsilon_0 s}$$

$$\therefore C = \frac{q}{U_A - U_B} = \frac{\epsilon_0 s}{d}$$

可见，C 与 q 无关，仅由 s 、 d 确定。

(2) 同心球形电容器

同心球形电容器。令内球带电 Q ，则外球内表面带电 $-Q$ ，其间的电场和电势差分别为

$$\vec{E} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \hat{r}, \quad (R_A < r < R_B)$$

$$U = \int_{R_A}^{R_B} \vec{E} \cdot d\vec{r} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{R_A} - \frac{1}{R_B} \right) = \frac{Q(R_B - R_A)}{4\pi\epsilon_0 R_A R_B}$$

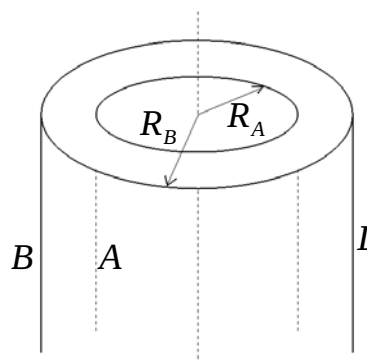
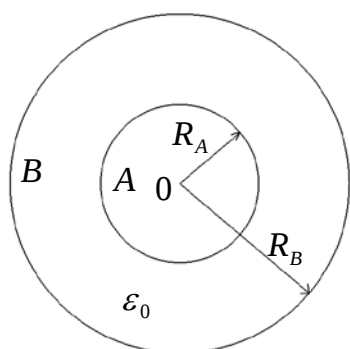
$$\therefore C = \frac{q}{U_A - U_B} = \frac{4\pi\epsilon_0 R_A R_B}{R_B - R_A}$$

[讨论]

当 $R_A, R_B \rightarrow \infty$, 而保持 $R_B - R_A = d$, 则 $R_A R_B \sim R_A^2 \sim R_B^2 = R^2$, 上式化成

$$C \approx \frac{4\pi\epsilon_0 R^2}{d} = \frac{\epsilon_0 s}{d}$$

$s = 4\pi R^2$ 为球面面积, 结果与平行板电容器相一致。



(3) 同轴圆柱电容器

同轴圆柱电容器。由于 $L \gg (R_B - R_A)$, 可视为无限长圆柱面。设内、外导体筒带电线密度分别为 $\pm \lambda$, 则其间电场和电势差分别为

$$E = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r}$$

$$U_A - U_B = \int_{R_A}^{R_B} E dr = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{R_B}{R_A}$$

考虑一段长 L , $q = \lambda L$, 故

$$C = \frac{\lambda L}{U_A - U_B} = \frac{2\pi\epsilon_0 L}{\ln \frac{R_B}{R_A}}$$

4、电容的计算方法

(1) 定义法

设两板带电 $\pm Q \rightarrow E \rightarrow U_{AB} (\propto Q) \rightarrow C = \frac{Q}{U_{AB}}$ ，结果与 Q 无关。

(2) 串、并联法

已知各分电容的电容 C_i ，据串联、并联规律得总电容量，见以下内容。

三、电容器的串并联

实际电容器的性能主要以两指标 $\left\{ \begin{array}{l} \text{电容量 } C \\ \text{耐压 } U_m \end{array} \right.$ 来衡量。使用中，主要考虑以下方面：

(1) 电容值——有时用个别电容器不能满足所需电容量，可通过几个电容器串、并联的方法来实现改变总 C 值。

(2) 耐压性——为确保电容器不被破坏（击穿），加在其上电压不允许超过耐压 U_m ，即 $U_{\text{外}} < U_m$ 。

为改善电容器工作中的性能，常采取：

在电容器极板间充有介质——某种绝缘材料（见以后）；

几只电容器适当联接（串、并联），构成电容器组。

1、并联

电路联接方式如图 2-14 所示。

特点： $U_1 = U_2 = \dots = U_n = U$ ，

$$Q = Q_1 + Q_2 + \dots + Q_n = \sum_{i=1}^n Q_i,$$

其中各电容电量为

$$Q_1 = C_1 U, \quad Q_2 = C_2 U, \quad \dots, \quad Q_n = C_n U。$$

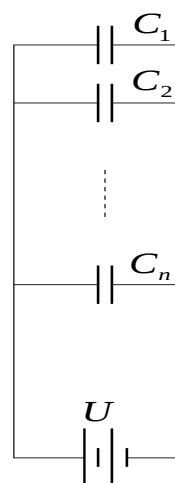


图 2-14

结论：(1) $C = \frac{Q}{U} = \frac{\sum Q_i}{U} = \sum C_i$ ，类似电阻串联规律。

若 $C_1 = C_2 = \dots = C_n = C_0$ ，则 $C = nC_0$

(2) 耐压 $U_m = \min\{U_{mi}\}$ 。

可见并联时，总电容增加，但耐压未提高。

(3) 每电容电量与其自身电容成正比

$$Q_1: Q_2: \cdots : Q_n = C_1: C_2: \cdots : C_n$$

反映了并联电容电路中电荷的分配律。

2、串联

电路联接方式如图 2-15 所示, n 个电容器串联于电压 U 上。设 C_1 左极板带电 $+Q$, 则依次极板感应电荷: $-Q, +Q, \cdots, -Q$ 。

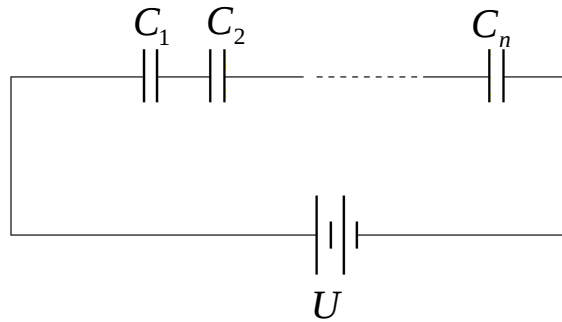


图 2-15

特点: 各极板电量绝对值相等, 均为 Q ;

$$\text{各分电容器上电压依次为: } U_1 = \frac{Q}{C_1}, U_2 = \frac{Q}{C_2}, \cdots, U_n = \frac{Q}{C_n};$$

$$\text{总电压等于各分电压之和: } U = U_1 + U_2 + \cdots + U_n = \sum_{i=1}^n U_i。$$

结论: (1) 总电容的倒数等于各分电容的倒数之和 $\frac{1}{C} = \sum \frac{1}{C_i}$ 。

$$\because U = \sum U_i = Q \sum \frac{1}{C_i},$$

$$\therefore \frac{1}{C} = \frac{U}{Q} = \sum_i \frac{1}{C_i}。$$

$$\text{若 } C_1 = C_2 = \cdots = C_n = C_0, \text{ 则 } \frac{1}{C_{\text{总}}} = \frac{n}{C_0}, \text{ 即: } C = \frac{C_0}{n}。$$

表明, 串联电容器中总电容小于每一分电容值。

(2) 串联电容器组耐压提高。

设电容器 C_j 储荷本领最小: $Q_{\min} = Q_{mj} = C_j U_{mj}$, 即整个串联电容器组以此电量作为标准带电, 则

电容器组耐压为

$$U_m = U_{mj} + \sum_{i(i \neq j)}^n \frac{Q_{\min}}{C_i} = U_{mj} + \sum_{i(i \neq j)}^n \frac{C_j U_{mj}}{C_i} > U_{mj}$$

可见: $U_{m\text{串}} > U_{mj}$, 相比耐压最小的电容, 整体耐压有所提高。

(3) 电压分配律

$$U_1 : U_2 : \cdots : U_n = \frac{1}{C_1} : \frac{1}{C_2} : \cdots : \frac{1}{C_n}$$

表明, 电压分配与其电容成反比关系。

[注] 实用中不多用串联, 因其中之一击穿 (耐压最小者), 则会产生 “雪崩式” 击穿。

作业和思考题:

2.3.1 2.3.2 2.3.5 2.3.6 2.3.8

电磁学 课程教案

授课时间	第 6 周 星期五 第 3、4 节
授课题目（章、节）： § 3-1 电介质的极化	
教学基本要求： 1、了解电介质的极化现象 2、理解两种电介质的极化机制 3、掌握电介质的极化规律	
教学方案： 第三章 电介质 静电场中：(1) 存在导体时，出现静电感应，其体内 $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}' = 0$，表现出许多特性，如导体等势体等； (2) 存在介质时，出现介质极化、极化电荷，其内 $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}' \neq 0$。 本章研究电介质中的静电场性质，是上一章的延续，也是静电学的一般形式，是静电学的难点和重点。 § 3.1 电介质的极化 一、极化现象 1、电介质 几乎所有的物体在电场中都呈现 $\left\{ \begin{array}{l} \text{导电} \\ \text{介电} \end{array} \right.$ 双重性质。 具有介电性的物体称为电介质。理想的电介质是良好的绝缘体，即完全没有导电性的物质，其内部无自由电子，但因物质由分子、原子（核、核外电子）组成，故它们对电场的作用有一定响应，且与电场之间有一定相互作用。 2、极化现象 二、极化的微观机制 宏观电磁理论仅深入至物质分子、原子的层次研究问题。 1、电介质的分类（考虑无外场 $\vec{E}_0$ 时） 组成介质的分子或原子，系统净电荷为零，据等量正、负电荷中心重合进行对电介质分类： 无极分子——电介质分子的正、负电荷中心重合。例如：CO_2 分子，如图 3-4 所示，其中 $\vec{p}_{\text{分}} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0, \quad \vec{p}_1 = -\vec{p}_2 = \frac{q}{2} \vec{l}, \quad \text{即分子电矩为零。}$	

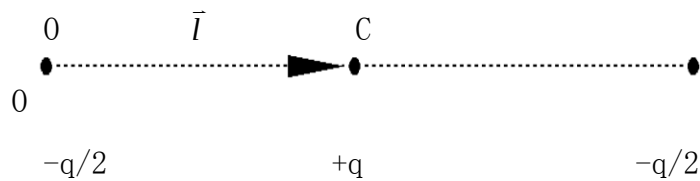


图 3-4

有极分子——电介质分子正、负电荷之中心不重合。即使分子 $q_{\text{静}} = 0$ ，但正、负电荷形成一固有电偶极矩 $\vec{p}_{\text{分}}$ 。例如： H_2O 分子，如图 3-5 所示，其中 $\vec{p}_{\text{分}} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \neq 0$ ，有分子固有电偶极矩。

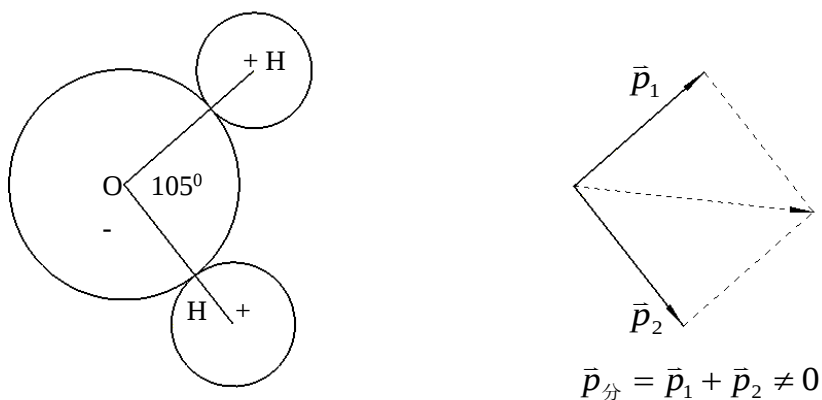


图 3-5

无极分子组成的电介质，因每个分子对外不显电性，故整体介质对外不产生场；

有极分子组成的电介质，虽然 $\vec{p}_{\text{分}} \neq 0$ ，但因排列杂乱无序，宏观小体积中 $\sum_{\Delta V} \vec{p}_{\text{分}} = 0$ ，宏观上仍对外不显电性，即不产生场 $\vec{E}'$ 。

综上所述， $\vec{p}_{\text{分}}$ 是研究物质电性质的基元。

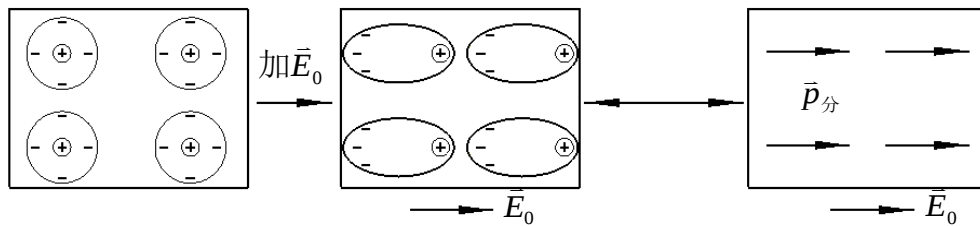
2、电介质极化的分类（考虑有外场 $\vec{E}_0$ 时）

当电介质放在外场 $\vec{E}_0$ （称之为极化场）中，电介质发生极化，出现极化电荷 q' （ ρ' 、 σ' ，或称为束缚电荷），激发电场 $\vec{E}'$ （称为退极化场，或附加场）。

但两类介质极化的微观机制有别：

(1) 无极分子的位移极化

无极分子的正、负电荷中心重合，加外场 $\vec{E}_0$ ，将出现感应电矩，此过程可视为正电重心（核）未动，而电子逆场位移——位移极化，



(2) 有极分子的取向极化

外场 $\vec{E}_0$ 对有极分子的 $\vec{p}_{\text{分}}$ 有力矩作用: $\vec{L} = \vec{p}_{\text{分}} \times \vec{E}_0$, 使 $\vec{p}_{\text{分}}$ 转向/趋向外 $\vec{E}_0$ 方向, 使杂乱的各 $\vec{p}_{\text{分}}$ 有向排列。 $\vec{E}_0$ 越强, $\vec{p}_{\text{分}}$ 有向排列越好。各 $\vec{p}_{\text{分}}$ 在 $\vec{E}_0$ 方向取向——取向极化。

无序 $\xrightarrow{\text{场 } \vec{E}_0}$ 有序,
各向同性 $\rightarrow$ 取向优化。

[综述]

一般地, 以上兼而有之, 在有极分子介质中取向极化占优势。

无论何种极化, 外场 $\vec{E}_0$ 都要对介质分子做功, 即介质储能、耗能。

至于分子电矩是固有的, 还是感生的, 对产生附加电场 $\vec{E}'$ 并无两样, 在这个意义上可不予区别。

以后常用位移极化微观模型来研究问题。

三、极化强度矢量 $\vec{P}$

介质极化程度 $\left\{ \begin{array}{l} \text{不仅与每个分子的电矩 } \vec{p}_{\text{分}} \text{ 的大小有关} \\ \text{而且还依赖于各 } \vec{p}_{\text{分}} \text{ 的排列整齐程度} \end{array} \right.$, 引入 $\vec{P}$ ——极化强度矢量描述

介质极化的程度和状态, 定义为

$$\vec{P} = \frac{\sum \vec{p}_{\text{分}}}{\Delta V}$$

ΔV 为介质中所取的物理小体元 (可看作一个宏观点), 其中包含大量分子。 $\vec{P}$ 的物理意义即: 介质中某点单位体积内所有分子电偶极矩之矢量和。

[讨论]

(1) $\vec{P}$ 是空间矢量点函数, 介质中不同点一般 $\vec{P}$ 不同。

若 $\vec{P} = \text{常量}$, 即不随空间变, 则称介质均匀极化;

$\vec{P} = 0$ 可能的情况: 真空中无介质分子、导体中 $\vec{E} = 0$ 、介质未极化等。

(2) 若介质均匀, 则指 $\varepsilon_r = \text{常数}$, 而一般地 $\varepsilon_r = \varepsilon_r(x, y, z)$ 。

(3) $\bar{P}$ 的单位: $\frac{\text{库}}{\text{米}^2}$ 。

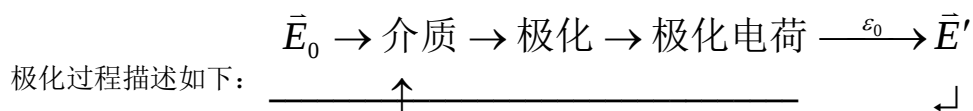
(4) 设介质内某点 (x, y, z) 附近单位体积内介质分子数为 $n(x, y, z)$, 按统计平均看, 当作各分子 $\vec{p}_{\text{分}}$ 大小相同且方向排列整齐, 有

$$\bar{P}(x, y, z) = \frac{\sum \vec{p}_{\text{分}}}{\Delta V} = \frac{\Delta V \cdot n \cdot \vec{p}_{\text{分}}}{\Delta V} = n\vec{p}_{\text{分}} = nq_{\text{分}}\vec{l}$$

作业和思考题:

电磁学 课程教案

授课时间	第 7 周 星期一 第 3、4 节
授课题目（章、节）： § 3-1 电介质的极化	
教学基本要求： 1、掌握电介质的极化规律	
教学方案： § 3.1 电介质的极化 四、极化电荷 q' 介质极化出现实际存在的电荷——<u>极化电荷</u>，而 $\vec{P}$ 描述介质极化情况，故二者必有联系。下面研究 1、以位移极化为例推导公式：$\oint_s \vec{P} \cdot d\vec{s} = -\sum_{s \text{ 内}} q'$ 上式表明：$\vec{P}$ 矢量为有源场，其 $\vec{P}$ 线之源为负的极化电荷，也可写成： $\oint_s \vec{P} \cdot d\vec{s} = -\int_V \rho' dV$ 其中 V 为 S 所围，ρ' 为<u>极化电荷体密度</u>。 若均匀极化，则 $\vec{P} = \text{常矢}$，有 $\rho' = 0$。 2、极化电荷面密度 σ' $\sigma' = \frac{dq'}{ds} = \vec{P} \cdot \vec{n} = P_n = P \cos \theta$	
五、退极化场 $\vec{E}'$ 介质处于外场 $\vec{E}_0$ 中发生极化，出现极化电荷 $q'(\rho', \sigma')$，q' 在空间激发场 $\vec{E}'$——<u>退极化场</u>，故介质中总场为 $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$ 一般地，$\vec{E}'$ 随点而异，且 $\vec{E}'$ 处处与 $\vec{E}_0$ 方向相反，但 $\vec{E}' < \vec{E}_0$，故 $\vec{E}'$ 只能削弱外场，而不能完全抵消外场（导体情况可以完全抵消外场），所以，介质中： $ \vec{E} < \vec{E}_0 。$	



可见，决定介质极化程度和状态的是介质中的总场 $\vec{E}$ 。

六、电介质的极化规律

介质中合场 $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$ 决定极化强度 $\vec{P}$ ， $\vec{P}$ 与 $\vec{E}$ 的关系如何即极化规律。不同物质的 $\vec{P} \sim \vec{E}$ 关系是不同的，需由实验确定。

若介质为各向同性均匀的，则有：
$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi_e \vec{E}$$

值得指出：公式中的 $\vec{E}$ 为介质中总场。 χ_e 与 $\vec{E}$ 无关，与介质种类有关，是介质材料属性的反映，是一个纯数。 χ_e 与 ε_r 属同一类量，有表可查。如 ε_r 与坐标无关，则为均匀介质。

例题

例 1：试解释经丝绸摩擦过的玻璃棒可吸引轻小物体。

解答：玻璃棒经摩擦带有电荷，在空间产生非均匀电场 $\vec{E}(x, y, z)$ ，轻小物体为电介质，它在非均匀电场中极化而产生极化电荷，轻小物体所受的电场力指向电场线较密的方向，所以它被吸引而向玻璃棒运动。

例 2：均匀极化强度为 $\vec{P}$ 的介质球，其半径为 R ，求 σ' 分布。

解：因为介质球均匀极化，所以 $\rho' = 0$ ，极化电荷只能出现 $\sigma' \neq 0$ 。如图 3-9，有

$$\sigma' = \vec{P} \cdot \vec{n} = P \cos \theta$$

例 3、如图 3-10 平行板电容器，极板带自由电荷 $\pm \sigma_0$ ，其内充满均匀介质，极化率为 χ_e ，试求充满介质时的 $\vec{E}$ 、 C 、 σ' 与未充介质时的相应物理量 $\vec{E}_0$ 、 C_0 、 σ_0 的关系。（恒定 Q）

作业和思考题：

3.4.1 3.4.3

电磁学 课程教案

授课时间	第 7 周 星期三 第 3、4 节
授课题目（章、节）： § 3-2 有介质存在时的高斯定理	
教学基本要求： 教学基本要求： 1、掌握介质存在时的高斯定理及其应用	
教学方案： § 3-2 有介质存在时的高斯定理 一、引言与准备 1、循环关系 欲求介质中 $\vec{E} \longrightarrow$ 则需 $\vec{E}'$ ($\because \vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$) $\longrightarrow$ 需 $q'(\rho', \sigma')$ $\longrightarrow$ 需 $\vec{P}$ ($\oint_s \vec{P} \cdot d\vec{s} = -q'$, 或 $\rho' = -\nabla \cdot \vec{P}$、$\sigma' = P_n$) 需知 $\vec{E}$ ($\because \vec{P} = \epsilon_0 \chi_e \vec{E}$)，返回，出现循环。 表明：极化原因 ($\vec{E}_0$：自由电荷激发的外场、$\vec{E}$：总场) 和极化效果 ($\vec{E}'$：由束缚电荷 q' 激发) 之间有反馈联系。 一般地，$\vec{P}$ 未知，q' 也难以求出，实验中 q' 不易测量，因而求其中任一物理量皆困难，需另辟途径，见以下介质中的高斯定理。 如若通过另辟溪径求得了循环中的某一物理量，则整个问题将迎刃而解。 二、介质中高斯定理 介质存在时, 场源有两部分 $\left\{ \begin{array}{l} q_0: \text{自由电荷, 激发 } \vec{E}_0 \\ q': \text{极化电荷, 激发 } \vec{E}' \end{array} \right.$ $\left\{ \begin{array}{l} \oint_s \vec{E}_0 \cdot d\vec{s} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{s \text{ 内}} q_0 \\ \oint_s \vec{E}' \cdot d\vec{s} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{s \text{ 内}} q' \end{array} \right.$ 对应的场方程均有形式 $\left\{ \begin{array}{l} \oint_s \vec{E}_0 \cdot d\vec{s} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{s \text{ 内}} q_0 \\ \oint_s \vec{E}' \cdot d\vec{s} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{s \text{ 内}} q' \end{array} \right.$，而 $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$，则总场的闭面通量为： $\oint_s \vec{E} \cdot d\vec{s} = \oint_s (\vec{E}_0 + \vec{E}') \cdot d\vec{s} = \frac{1}{\epsilon_0} \left(\sum_{s \text{ 内}} q_0 + \sum_{s \text{ 内}} q' \right)$ 该式即介质中高斯定理。但该式的右端极化电荷 q' 不易实验上测量，惯常回避之，间接地得到它。	

为此，运用

$$\sum_{s \text{ 内}} q' = -\oint_s \vec{P} \cdot d\vec{s}$$

代入上式，得

$$\oint_s (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) \cdot d\vec{s} = \sum_{s \text{ 内}} q_0$$

引入辅助物理量：电位移矢量(electric displacement)

$$\vec{D} \equiv \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

则高斯定理为

$$\oint_s \vec{D} \cdot d\vec{s} = \sum_{s \text{ 内}} q_0$$

[讨论]

1、 $\oint_s \vec{D} \cdot d\vec{s} = \sum_{s \text{ 内}} q_0$ 表述的优越性。

右侧不含极化电荷， $\vec{D}$ 对高斯面 S 的通量 $\phi_D = \oint_s \vec{D} \cdot d\vec{s}$ 仅与其内自由电荷有关；用 $\vec{D}$ 描述电场，

$\vec{D}$ 线起自正自由电荷，止于负自由电荷；当问题具有某种对称性时，可由高斯定理求解，物理思路是：

先求 $\vec{D} \rightarrow$ 再求 $\vec{E} \rightarrow$ 再追究极化电荷分布等。

2、 $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ 是辅助物理量，无物理意义。

$\vec{D}$ 是 $\vec{E}$ 、 $\vec{P}$ 不同量之叠加， $\vec{D}$ 与 $\vec{P}$ 同量纲；

ϕ_D 仅由 $\sum_{s \text{ 内}} q_0$ 表示，并不意味着 $\vec{D}$ 仅与 $\sum_{s \text{ 内}} q_0$ 有关，这因 $\vec{D}$ 与 $\sum_{s \text{ 内}} q_0$ 并非直接关系。

对于各向同性线性介质： $\vec{P} = \epsilon_0 \chi_e \vec{E}$ ，有

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \epsilon_0 \chi_e \vec{E} = \epsilon_0 (1 + \chi_e) \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} = \epsilon \vec{E}$$

式中

$\epsilon_r = 1 + \chi_e$ …… 相对介电常数，无量纲， $\chi_e \geq 0$ ， $\epsilon_r \geq 1$ ；

$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ …… 绝对介电常数，与 ϵ_0 同量纲。

常用关系： $\vec{P} = \epsilon_0 \chi_e \vec{E} = (\epsilon - \epsilon_0) \vec{E} = \frac{\chi_e}{\epsilon_r} \vec{D}$ 。

除介质参数外, $\vec{E}, \vec{P}, \vec{D}$ 三者知其一即可求出其它。

① 对于真空中

$\varepsilon_r = 1, \varepsilon = \varepsilon_0$, 故称 ε_0 为真空介电常数或电容率, 有 $\vec{D} = \vec{D}_0 = \varepsilon_0 \vec{E}_0$

② 对于导体中

因为 $\vec{E} = 0$, 故 $\vec{D} = 0$ 。

3、比较 $\vec{E}$ 、 $\vec{P}$ 、 $\vec{D}$ 三物理量的闭面通量

$$\left\{ \begin{array}{l} \oint_s \vec{D} \cdot d\vec{s} = q_0 \\ \oint_s \vec{P} \cdot d\vec{s} = -q' \\ \oint_s \vec{E} \cdot d\vec{s} = \frac{1}{\varepsilon_0} (q_0 + q') \end{array} \right.$$

其中

普适关系为: $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$

$$\text{特殊关系为: } \left\{ \begin{array}{l} \vec{D} = \varepsilon \vec{E} = \frac{\varepsilon_r}{\chi_e} \vec{P} \\ \vec{P} = (\varepsilon - \varepsilon_0) \vec{E} = (1 - \frac{1}{\varepsilon_r}) \vec{D} \end{array} \right.$$

4、均匀介质内若无自由电荷, 则不论极化均匀否, 其体内无净束缚电荷, 极化电荷分布在介质表面 (若介质—空气, 则只一层; 若介质 1—介质 2, 则两层)。

证

四、例题

例 1: q_0 点荷周围充满均匀介质 ε , 求 $\vec{E}$ 。

解: 因 $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}$, ε_r 为常数, 所以 $\vec{D}$ 与 $\vec{E}$ 具有相同的对称性。过场点作球面高斯面 S (以 q_0 为球心), 应用 $\oint_s \vec{D} \cdot d\vec{s} = q_0$, 得

$$D \cdot 4\pi r^2 = q_0$$

$$D = \frac{q_0}{4\pi r^2}$$

$$E = \frac{D}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} = \frac{q_0}{4\pi \varepsilon r^2} = \frac{1}{\varepsilon_r} \left(\frac{q_0}{4\pi \varepsilon_0 r^2} \right) = \frac{1}{\varepsilon_r} E_0$$

即

$$\vec{D} = \vec{D}_0, \text{ 或 } \vec{E}_0 = \varepsilon_r \vec{E}$$

上述结果理解为: q_0 周围被极化电荷包围 (σ' 分布于 q_0 邻近及无限大面上), 使激发场的有效场源

削弱, $\vec{E} = \frac{\vec{E}_0}{\varepsilon_r}$ 。

[讨论]

(1) 半径为 R 的导体球带电 q_0 , 球外充满 ε 均匀介质。介质中场的表示式同上结果, 为 $\vec{E} = \frac{q_0}{4\pi \varepsilon_0 r^2} \hat{r}$ 。

(2) 半径为 R 的导体球带电 Q , 球外介质分层均匀, 同上计算 $\vec{D}$ 、 $\vec{E}$ 。

例 2: 平行板电容器极板带电 Q , 其内充满均匀介质 ε , 求 $\vec{D}$ 、 $\vec{E}$ 、 $\vec{P}$ 及 C 。

解: 处在均匀外场 $\vec{E}_0$ 中的均匀介质必发生均匀极化, $\vec{D}$ 分布如同 $\vec{E}_0$ 、 $\vec{E}$ 仍均匀。

作高斯面如图 3-13, 用 $\oint_s \vec{D} \cdot d\vec{s} = q_0$, 得

$$D\Delta s = \sigma_0 \Delta s$$

$$\vec{D} = \sigma_0 \vec{i}$$

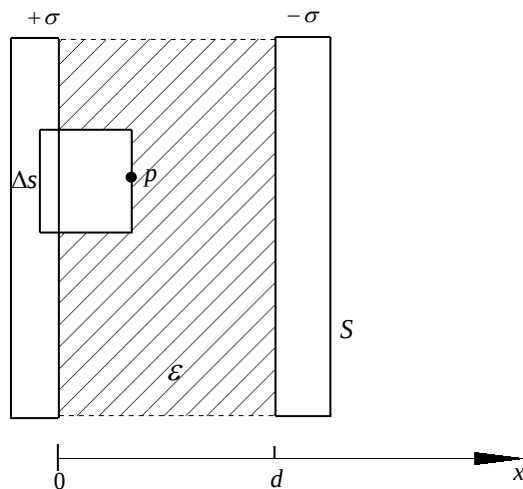


图 3-13

$$\vec{E} = \frac{\vec{D}}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \vec{i} = \frac{\vec{E}_0}{\varepsilon_r} \quad (\because \vec{E}_0 = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} \vec{i})$$

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi_e \vec{E} = \varepsilon_0 (\varepsilon_r - 1) \vec{E} = (1 - \frac{1}{\varepsilon_r}) \sigma_0 \vec{i}$$

$$\sigma' = P_x = (1 - \frac{1}{\varepsilon_r}) \sigma_0 \quad (\text{左负、右正, } \vec{E}' \text{ 的方向: } \leftarrow)$$

$$\vec{E}' = \vec{E} - \vec{E}_0 = (\frac{1}{\varepsilon_r} - 1) \vec{E}_0 = -(1 - \frac{1}{\varepsilon_r}) \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} \vec{i}$$

$$C = \frac{Q}{U} = \frac{\sigma_0 s}{Ed} = \frac{\varepsilon_r \sigma_0 s}{E_0 d} = \varepsilon_r \frac{\sigma_0 s}{E_0 d} = \varepsilon_r C_0$$

总结以上的解题过程, 给出思路为: $\vec{D} \rightarrow \vec{E} \rightarrow \vec{P} \rightarrow \sigma' \rightarrow \text{其它}$ 。

【注意】恒 Q 与恒 U 不同, 会出现不同结果。

例题知识的拓宽与延伸——

(1) 分层均匀

如图 3-14, 由高斯定理知各区仍有

$$D = \sigma_0, \quad D = D_0 = \varepsilon_0 E_0$$

自由电荷 σ_0 均匀分布, 真空场 $E_0 = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0}$ 。但各区的场 $\vec{E}_1$ 、 $\vec{E}_2$ 不同

$$\because E_1 = \frac{D}{\varepsilon_0 \varepsilon_{r_1}} = \frac{D}{\varepsilon_1}, \quad E_2 = \frac{D}{\varepsilon_2}$$

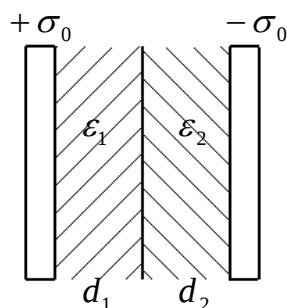


图 3-14

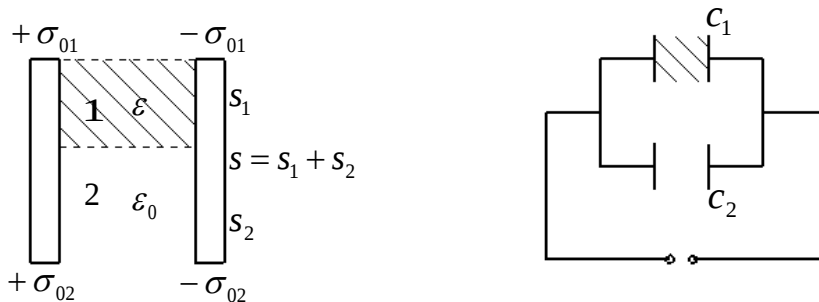
$$\therefore P_1 = \varepsilon_0 (\varepsilon_{r_1} - 1) E_1, \quad P_2 = \varepsilon_0 (\varepsilon_{r_2} - 1) E_2$$

总电压 $U = E_1 d + E_2 d_2$ ，故 $C = C_1 \text{串} C_2$ ，有

$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \quad \text{其中 } C_1 = \frac{\varepsilon_1 S}{d_1}, C_2 = \frac{\varepsilon_2 S}{d_2}。$$

(2) 分区均匀

如图, 各区仍有结论: $D_i = \sigma_{0i}$ ，但两区不同: $D_1 = \sigma_{01}$ ， $D_2 = \sigma_{02}$ 。



① 若恒 Q : 则 $E_1 d = E_2 d$ ，即 $E_1 = E_2 = E_0$ ，有 $\frac{\sigma_{01}}{\varepsilon} = \frac{\sigma_{02}}{\varepsilon_0}$

$$\therefore \sigma_{01} = \varepsilon_r \sigma_{02},$$

即 $D_1 = \varepsilon_r D_2$

此外 $Q = \sigma_{01} S_1 + \sigma_{02} S_2$

由此可求出 σ_{01} 、 σ_{02} 。

② 若恒 U : 则 $E_1 d = E_2 d = U$ ， $E_1 = E_2 = \frac{U}{d}$ （结论与①不同）。

综合①、②情况，计算电容时，相当于两电容的并联， $C = C_1 \parallel C_2$

$$C = C_1 + C_2 = \frac{\varepsilon S_1}{d} + \frac{\varepsilon_0 S_2}{d}$$

作业和思考题：

3.4.5 3.5.1 3.5.3 3.5.5 3.5.9

电磁学 课程教案

授课时间	第 8 周 星期三 第 3、4 节
授课题目 (章、节): 第四章 恒定电流和电路 § 1 电流强度 电流密度矢量	
教学基本要求: 1、理解并掌握电流密度矢量这个重要的基本概念; 2、理解电流恒定条件的数学表达式 $\oint_S \vec{j} \cdot d\vec{s} = 0$ 的物理意义, 了解恒定电场概念及其与静电场的异同。	
教学方案: 第四章 恒定电流和电路 前几章 (真空、导体与电介质) 为静电学, 涉及静止电荷的电现象; 本章论述有关运动电荷知识。带电粒子运动伴有电量迁移而形成电流, 若电流不随 t 而改变, 则称为稳恒电流, 即直流 (DC)。 研究方法: 路论, 重点以金属导体为例研究规律及计算。 § 1 电流强度 电流密度矢量 一、电流 电荷的定向移动形成电流。 1、产生电流的条件 产生电流需要两方面的条件: { 存在可以自由移动的电荷,即载流子 有迫使电荷作定向运动的某种作用 { 金属中: 自由电子(本章以此为主); { 电解液、气体中: 正负离子、电子流; { 半导体中: 电子、空穴对. { 电场作用(本章以此为主); { 化学作用; { 机械作用等. 2、电流 方向 惯例规定: 正电荷流动的方向。多数情况下导电由负电荷引起, 而正电荷沿某方向定向运动与负电荷沿反方向运动产生相同效果 (注: 有例外, 如霍尔效应)。 二、电流强度和电流密度矢量 1、电流强度 I 金属中自由电子作无规则热运动, 即使在 $T = 0K$, 仍 $u_{\text{热}} \approx 10^6 \text{ m/s}$, 但 $\bar{u}_{\text{热}} = 0$。故无宏观净电量迁移。 定向运动形成宏观净电荷迁移, 此定向运动为漂移运动 $\vec{v}$ 需由电场提供力作用来完成, $v_{\text{漂}}$ 虽小, 约为 10^{-4} m/s 量级, 但却形成宏观电流。 电流强弱用电流强度 I 描述, 定义如下: $I = \frac{dq}{dt}$	

即导体中单位时间通过的某一给定截面的电量为通过该面的电流强度。(不涉及导体截面粗细和截面上电流详细分布)。

[说明]

(1) I 为标量, 单位为: 安培 (A) —— SI 制中基本单位之一。

$$1\text{安} = 1\frac{\text{库}}{\text{秒}}, \quad 1\text{A} = 10^3\text{mA} = 10^6\mu\text{A}$$

(2) 仅粗略描述单位时间内通过某一曲面(可大可小、可任意形状)的总电量, 不够点点详细, 如图 4-1 所示。

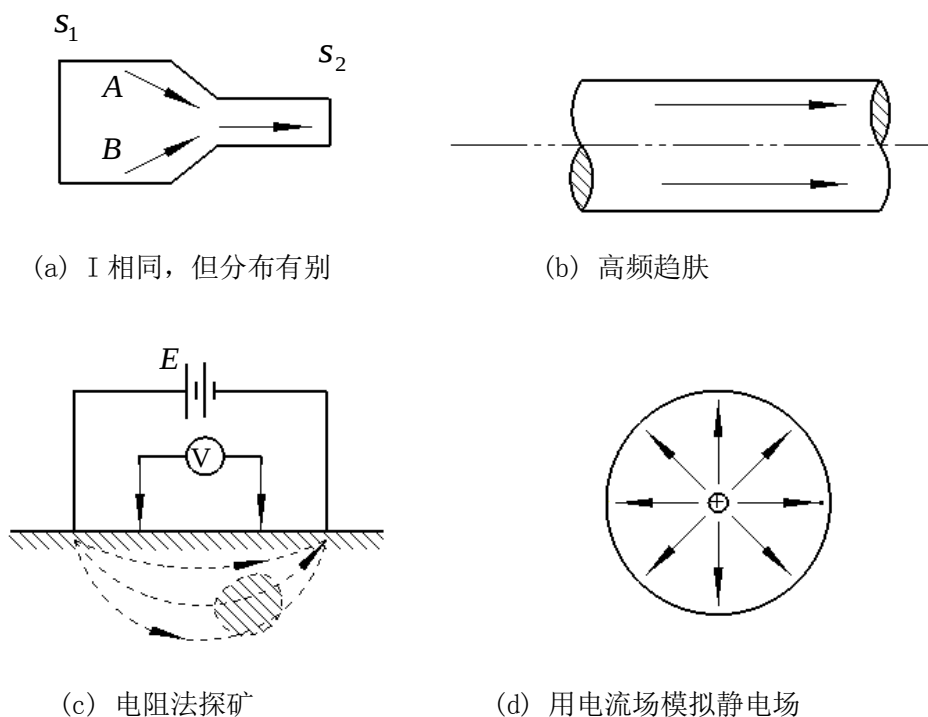


图 4-1

下面引入电流密度矢量 $\vec{J}$ 详细描述电流场分布。

2、电流密度矢量 $\vec{J}$

$\vec{J} = \vec{J}(x, y, z)$ 是空间坐标的矢函数, 其定义为:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{大小 — 导体中某点垂直电流方向单位时间、单位截面通过的电量} \\ J = \frac{dq}{dt \cdot ds_{\perp}}; \\ \text{方向 — 沿该处正电荷运动方向, 即电流方向。} \end{array} \right.$$

[说明]

(1) $\vec{J}$ 的单位为 A/m^2 ，一般 $\vec{J} = \vec{J}(\vec{r}, t)$ ，空间、时间而变，构成矢量场——电流场。可引入电流线、电流管的概念：

电流线——即 $\vec{J}$ 线，其上切向代表电流方向、数密度表示 $\vec{J}$ 的大小；

电流管——即由 $\vec{J}$ 线围成的管状区域。例：导线表面为一自然电流管。

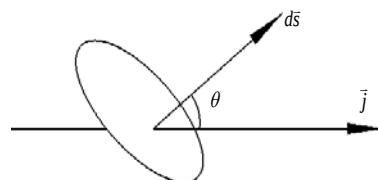
(2) $\vec{J}$ 与电流密度 ρ 的关系

① 一种载流子： $\vec{J} = \rho \vec{v} = nq\vec{v}$ ， v 为漂移速率， n 为荷电 q 的粒子数密度，如图 4-2；

② 多种载流子： $\vec{J} = \sum_i \rho_i \vec{v}_i$ 。即使 $\rho = 0$ （电中性），但并不代表 $\vec{J} = 0$ （因为 $\vec{v}$ 可不同）。

3、 I 与 $\vec{J}$ 的关系

即强度与通量的关系，如图所示。



$$\because J = \frac{dq}{dt \cdot ds_{\perp}} = \frac{dI}{ds_{\perp}} \quad \therefore dI = J \cdot ds_{\perp} = \vec{J} \cdot d\vec{s} = J \cos \theta ds$$

$$\text{故 } I = \int_s \vec{J} \cdot d\vec{s}$$

类似于电通量与场强的关系： $\phi_e = \int_s \vec{E} \cdot d\vec{s}$ 。

三、电流连续性方程 稳恒电流的闭合性

单位时间内通过闭合面 S 流出的总电量为： $\oint_s \vec{J} \cdot d\vec{s}$ ，据电荷守恒，此流出量必等于面 S 内电荷

的减少率，即 $\oint_s \vec{J} \cdot d\vec{s} = -\frac{dq}{dt}$

此即电荷守恒定律的数学表述，也称之为电流连续性方程。它表明电流场中电流线是有头有尾的起自正电荷减少处、止于正电荷增加处。

2、稳恒电流条件及闭合性

(1) 稳恒电流条件

一般 $\vec{J} = \vec{J}(\vec{r}, t)$ ，电流场 $\vec{J}$ 总是伴随电场 $\vec{E}$ （因为 $\vec{E}$ 推动 q 形成 $\vec{J}$ ），而该电场又是由导体各处（内、外及表面上）分布着的电荷 ρ 所激发，即：

$$\rho \rightarrow \vec{E} \rightarrow \vec{J}$$

欲使电流 $\vec{J}$ 稳恒，即 $\vec{J} = \vec{J}(\vec{r})$ ，则需空间各处的 q 分布不随 t 而变，有 $\frac{dq}{dt} = 0$ ，由电荷守恒得稳

恒电流条件为

$$\oint_s \vec{J} \cdot d\vec{s} = 0$$

(2) 稳恒电流的闭合性

由 $\oint_s \vec{J} \cdot d\vec{s} = 0$ 可得稳恒电流线的一个重要性质——闭合性：

稳恒电流从闭合面 S 某处流入的电流线条数与流出数相等，电流场中找不到 $\vec{J}$ 线的源和尾，即 $\vec{J}$ 线闭合而不中断。

$\vec{J}$ 线的闭合性就决定了稳恒电路是闭合电路。

(3) 说明点：

① 空间电荷分布不变，不意味着电荷不动，而应是动态分布，即：任何地方流失的电荷必被别处流来的电荷所补充。

② 稳恒电流对应的电场称为稳恒电场，仍遵从：

$$\oint_s \vec{E} \cdot d\vec{s} = \frac{1}{\epsilon_0} \int_v \rho \, dV \quad , \quad \oint_l \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0$$

故仍可有电势概念，不过相比静电场，稳恒电场要求要放宽些，静电场仅为稳恒电场之特例。

作业

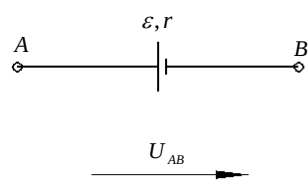
电磁学 课程教案

授课时间	第 8 周 星期四 第 1、2 节
授课题目（章、节）：第四章 恒定电流和电路 § 2 欧姆定律及其微分形式	
教学基本要求：1、掌握欧姆定律及其微分形式 2、了解金属导体的经典理论 3、了解超导现象 4、了解电的传播速度并非自由电荷的定向运动速度而是电场的传播速度	
教学方案： § 2 欧姆定律及其微分形式 一、欧姆定律、电阻 1、恒定电场中 $\oint_L \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0$ 成立，可引入电势差； 2、导体两端所加电压与导体流过的电流的关系 $I = \frac{U}{R} = GU$ 说明在金属材料 and 电解液 R 与 U, I 无关这一条件下此式才称为欧姆定律。伏安特性曲线；电阻的单位。 二、电阻率和电导率 1、横截面积均匀的导体，欧姆定律成立，电阻可以由 $R = \rho \frac{l}{S}$ 计算，但横截面积不均匀的导体电阻计算要采用积分方法：根据式 $R = \int \rho \frac{dl}{S}$ 计算。计算时注意电流方向不同同一导体电阻也是不同的。 2、两个例题。 3、电阻率随温度的变化； 4、超导现象简介。	
作业： 4.1.1； 4.2.1； 4.3.1 ;4.3.2	

电磁学 课程教案

授 课 时 间	第 9 周 星期一	第 3、4 节
授 课 题 目 (章、节): 第四章 恒定电流和电路 § 2 欧姆定律及其微分形式 § 3 焦耳定律 电功率		
教 学 基 本 要 求: 1、掌握欧姆定律微分形式 2、了解金属导体的经典理论 1、了解电的传播速度并非自由电荷的定向运动速度而是电场的传播速度 2、理解并掌握电源电动势这一重要的基本概念。		
教 学 方 案: § 2 欧姆定律及其微分形式 三、金属导体的经典理论 欧姆定律的微分形式 1、无电场时金属导体内自由电子的无规则运动及有电场条件下附加的漂移运动; 2、电流密度矢量与自由电子漂移运动统计平均值与电场的关系: 式 $\vec{u} = -\frac{e}{2m} \frac{\bar{\lambda}}{\bar{v}} \vec{E}$ 的推导; 3、电流密度矢量与自由电子漂移运动统计平均值的关系 $\vec{j} = -en\vec{u}$ 的推导; 4、式 $\vec{j} = \frac{e^2 n}{2m} \frac{\bar{\lambda}}{\bar{v}} \vec{E}$ 的推导, 并说明其物理意义, 其中 $\frac{e^2 n}{2m} \frac{\bar{\lambda}}{\bar{v}}$ 各量均与电场无关, 这就是金属材料的电导率 σ 于是得欧姆定律微分形式 $\vec{j} = \sigma \vec{E}$; 3、 σ 与 T 而不是与 $\sqrt{T}$ 成反比, 说明经典物理存在着缺陷。并说明电的传播速度是电场的传播速度。 § 3 焦耳定律 电功率 一、普遍意义上的电流的功和电流的功率; 二、纯电阻电路电流表的功和热功率		
作 业: 4.3.4; 4.3.6; 4.3.8		

电磁学 课程教案

授 课 时 间	第 9 周 星 期 三	第 3、4 节
授课题目（章、节）：第四章 恒定电流和电路 § 4 电源 电动势 § 5 闭合电路的欧姆定律		
1、理解并掌握电源电动势这一重要的基本概念。 2、掌握闭合电路的欧姆定律； 3、理解非静电场强 $\overline{E_K}$ 的定义；记住电源电动势的定义式； 4、理解闭合电路欧姆定律的推导过程，理解普遍意义（或含源电路）欧姆定律微分形式。		
教学方案： § 4 电源 电动势 一、电源 以充电电容器放电为例，说明充电电容器构成的电路只能维持短暂的瞬间电流。要使电路中有持续的恒定电流必须有能够提供将正电荷从电源负极通过电源内部移到正的非静电力（或能够将其它形式的能量转变成成为电能）的装置——电源。 二、电源的工作过程 非静电场 分析电源工作过程，说明将正电荷从电源负极通过电源内部移到正极是要有非静电力 $\overline{F_k}$ ，从而引入非静电成概念：单位正电荷所受的非静电力 $\overrightarrow{E_k} = \frac{\overline{F_k}}{q_0}$ ；说明非静电成的方向由电源负极反射正极，并说明在电源内部由于同时存在静电场和非静电场，欧姆定律的微分形式应为 $\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{E_K})$ 。 二、电动势 将单位正电荷由电源负极经电源内移到正极时非静电力之功： $\varepsilon = \int_{-}^{+} \vec{K} \cdot d\vec{l} \quad (\text{电源内})$ 因为电源外 $\vec{K} = 0$ ，又 $\vec{E}$ 无旋，所以上式也可写为： $\varepsilon = \oint_l \vec{K} \cdot d\vec{l} = \oint_l \vec{E}_{\text{总}} \cdot d\vec{l}$ ε 反映电源中非静电力做功的本领，与外电路无关，是标量。 ε 的单位为：伏特 三、电源的路端电压 闭合电路中一段含源电路：  $U_{AB} = V_A - V_B = \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{l}$		

因为 $\vec{J} = \sigma(\vec{E} + \vec{K})$ ，将 $\vec{E} = -\vec{K} + \frac{\vec{J}}{\sigma}$ 代入上式，取积分路径：A → 经源内 → B，则

$$\begin{aligned} U_{AB} &= -\int_+^- \vec{K} \cdot d\vec{l} + \int_+^- \frac{\vec{J}}{\sigma} \cdot d\vec{l} \\ &= \int_-^+ \vec{K} \cdot d\vec{l} + \int_+^- \frac{\vec{J}}{\sigma} \cdot d\vec{l} = \varepsilon + \int_+^- \frac{\vec{J}}{\sigma} \cdot d\vec{l} \end{aligned}$$

现分述上式中的第二项：

1、电源处于放电状态时

如图 4-15， $\begin{cases} \vec{J} \text{ 方向为: } - \rightarrow + \\ d\vec{l} \text{ 方向为: } + \rightarrow - \end{cases}$ ，故 $\vec{J} \cdot d\vec{l} = Jdl \cos \pi = -Jdl$ ，经电源内有

$$\int_+^- \frac{\vec{J}}{\sigma} \cdot d\vec{l} = -\int_+^- \frac{Jdl}{\sigma} = -\int_+^- I \frac{dl}{\sigma s} = -I \int_+^- \frac{dl}{\sigma s} = -Ir$$

其中 $r = \int \frac{dl}{\sigma s}$ 为电源内阻，故

$$U_{AB} = \varepsilon - Ir$$

即路端电压小于电动势 ε 。

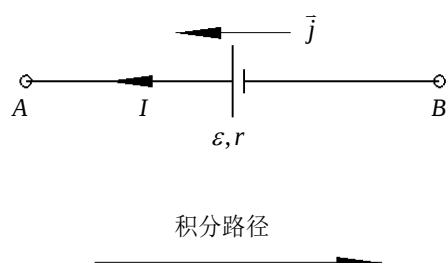


图 4-15

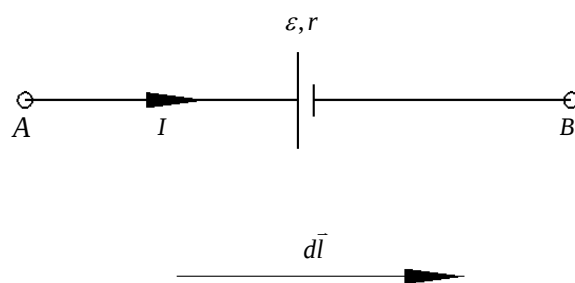


图 4-16

2、电源处于充电状态时

如图 4-16，同上分析，因 $\vec{J} \cdot d\vec{l} = Jdl \cos 0 = Jdl$ ，而有

$$U_{AB} = \varepsilon + Ir$$

即路端电压大于电动势 ε 。

[讨论]

(1) 一段含源电路欧姆定律表达式是 $U = \int_l \vec{E} \cdot d\vec{l}$ 的翻版，是场量公式在路论中的化

身与表现。以上充、放电情况均符合顺沿积分路径 $A \rightarrow B$ 写电压降规律，如图 4-17。

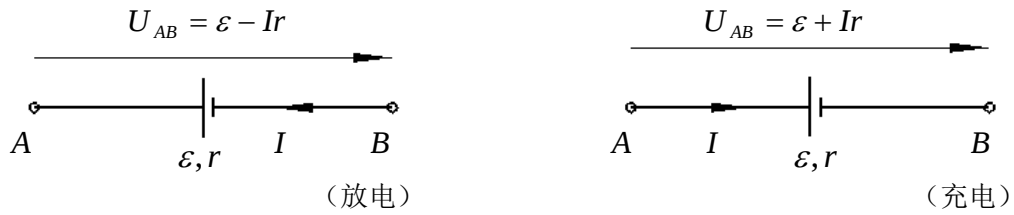


图 4-17

结果为：

电源放电 $U_{AB} = \varepsilon - Ir$

电源充电 $U_{AB} = \varepsilon + Ir$

(2) 当内阻 $r = 0$ 时，有 $U_{AB} = \varepsilon$ 恒定，即成为理想电压源。此时，不论 I 如何，电源输出恒定电压（无限大功率源）。

① 当开路时，有 $I = 0$ ， $U_{AB} = \varepsilon$ ，与 r 无关。此时，有路端电压而无电流，为电磁学实验中补偿法测 ε 提供了理论启示。

② 当短路时，有 $U_{AB} = 0$ 。放电时： $\varepsilon = Ir$ ， $I = \frac{\varepsilon}{r}$ ，因为 r 小而 I 大，故严禁如此。

(3) 能量转换

$$\because U_{AB} = \varepsilon \pm Ir$$

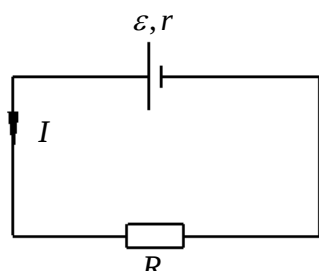
$$\therefore IU_{AB} = I\varepsilon \pm I^2r$$

$$\begin{cases} \text{充电: } IU_{AB} = I\varepsilon + I^2r, \text{ 即, } P_{\text{输入}} = P_{\text{源储}} + P_{\text{内耗}} \\ \text{放电: } I\varepsilon = IU_{AB} + I^2r, \text{ 即, } P_{\text{源供}} = P_{\text{外耗}} + P_{\text{内耗}} \end{cases}$$

作业：

4.4.3 4.4.4; 4.4.6;

电磁学 课程教案

授课时间	第 10 周 星期一 第 1、2 节
授课题目（章、节）：第四章 恒定电流和电路 §6 含源电路欧姆定律 §7 基尔霍夫定律	
1、熟练应用一段含源电路欧姆定律；将此定律用于计算含源电路中任意两点间的电压 2、熟练应用基尔霍夫定律计算复杂电路。	
教学方案： §6 含源电路欧姆定律 一、一段含源电路欧姆定律的普遍形式： $U_{AB} = \sum (\pm \mathcal{E}) + \sum (\pm IR)$ 应用上式求解实际问题时，应遵循如下符号规则： 1、电流待求情况下，假设电流的正方向，选定巡行方向。 2、对电阻而言，当电流方向与巡行方向相同时，该电阻的 IR 项前取正号，反之取负号。（同向取正，反向取负）。 3、对电源而言，当巡行方向与电源电动势 $\mathcal{E}$ 同向时，$\mathcal{E}$ 前取正号，反之取负号。（同向取负，反向取正）。 4、I 待求时，列方程求解 I，若 $I > 0$ 表电流真实方向与假设的正方向相同，反之相反。（正同负异） 二、闭合电路欧姆定律的普遍形式： $U_{AB} = \sum (\pm \mathcal{E}) + \sum (\pm IR) = 0 \text{ 或 } I = \frac{\sum \mathcal{E}_i}{\sum R_i}$ 举例讲解应用 三讨论闭合电路能量转换得出输出功率匹配条件 如图 4-20，电路功率为 $\begin{cases} P_{\text{源供}} = I\mathcal{E} = \frac{\mathcal{E}^2}{R+r} \\ P_{\text{负载}} = I^2 R = \frac{\mathcal{E}^2 R}{(R+r)^2} \end{cases},$ 	

令 $\frac{dP_{\text{负载}}}{dR} = \varepsilon^2 \frac{r-R}{(r+R)^3} = 0$ ，得 $R=r$ ，代入上式得电源输出功率、负载获得最大功率

率分别为

$$P_{\text{源max}} = \frac{\varepsilon^2}{2r}, \quad P_{\text{载max}} = \frac{\varepsilon^2}{4r}$$

可见，效率 $\eta = \frac{P_{\text{载}}}{P_{\text{源}}} = \frac{R}{R+r}$ ，匹配时： $\eta_{\text{max}} = 50\%$ 。

作业：

4.4.5；4.4.11.

电磁学 课程教案

授课时间	第 10 周 星期三 第 3、4 节
授课题目（章、节）：第四章 恒定电流和电路 §7 基尔霍夫定律	
1、熟练应用基尔霍夫定律计算复杂电路。	
教学方案： 简要复习 §7 基尔霍夫定律 一、几个与电路问题有关的概念： 1、支路：一段没有分岔的电路，特点是一条支路上通过各元件的电流一定相同。 2、节点：三条或三条以上的支路的连接点称为节点（或分支点）。 3、回路：几条支路构成的闭合通路。 二、基尔霍夫第一定律： 二、基尔霍夫方程组 1、第一方程组（KCL：谈节点电流关系） 理论依据： 将 $\oint_S \vec{J} \cdot d\vec{s} = 0$ 应用于节点。 电流正方向：各支路电流真实方向事先难以判断，可预设，照此列方程，终结果为正则真、负则伪。此人为预设 I 的流向，即参考正方向。 规 定：流出节点的电流前冠“+”号，流入节点的电流前冠“-”号。 内 容： $\sum_{\text{节点}} \pm I_i = 0$。 即流入节点的各支路电流之代数和为零。 [注意事项] (1) n 个节点可列 (n-1) 个独立节点电流方程； (2) 定律公式中含双层正负号——形式上的“±”，I_i 本身的正负； (3) 各支路电流正方向是人为选定的，一旦选定，中途不再随意改动。 2、第二方程组（KVL：谈回路电压关系） 理论依据：将 $\oint_l \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0$ 用于回路； 绕行方向：即沿回路线积分的方向，人为事先任意选定，从某处开始，沿回路绕行一周回至原处。	

电位降落正负规定：沿回路绕行历经从低到高或从高到低电位的过程，统称电位降落。

$\left\{ \begin{array}{l} \text{电位从高} \rightarrow \text{低的电位降落之前冠正号；（真降）} \\ \text{电位从低} \rightarrow \text{高的电位降落之前冠负号；（伪降）} \end{array} \right.$

具体做法是——顺流而下，R上电位降为正，反之为负；

从电源正 $\xrightarrow{\text{内}}$ 负，电位降为正，反之为负。

内 容： $\sum U = \sum (\pm \varepsilon) + \sum (\pm IR) = 0$ 。

即沿回路绕行一周，电位降落之代数和为零。

[注意事项]

- (1) 公式中仍存有双重正负号问题，各有其意；
- (2) m 个独立回路可列 m 个独立电压方程（平面网络，网孔回路即独立）。

基尔霍夫定律应用举例。

三、基尔霍夫方程组对复杂电路的可解性

复杂电路多见求解各支路电流： p 条支路有 p 个未知支路电流待求。

此外， n 个节点：可列 $n-1$ 个独立节点电流方程； m 个独立回路：可列 m 个独立回路电压方程。

拓扑学可证： $p = (n-1) + m$ ，即方程数恰好等于未知数个数，可解。

[综述一般步骤]

- ① 设出各支路 I_i ，并标注正方向参考；
- ② 列节点电流方程，独立方程 $(n-1)$ 个；
- ③ 列回路电压方程：先选独立回路，后标绕行方向，再列独立回路方程 $\sum U = 0$ ；
- ④ 联立方程求解，讨论结果，指出 I_i 的实际方向；
- ⑤ 求出其它。

举例讲解应用

作业：

4.5.1；4.5.3. 4.5.5.

电磁学 课程教案

授课时间	第 10 周 星期四 第 1、2 节
授课题目（章、节）： 第五章 恒定电流的磁场 § 1 基本磁现象概述 § 2 磁感应强度和磁感应线	
1、掌握磁场概念 2、了解安培分子环流假说 3、深刻理解磁感应强度矢量 $\vec{B}$ 的物理意义，掌握其内容，记住其数学表达式。	
教学方案： 第五章 恒定电流的磁场 § 1 基本磁现象概述 一、早期磁现象 二、磁现象和电现象的联系 三、磁场：任何运动电荷或电流，均在周围空间产生磁场，磁场对外的重要表现是磁场对引入磁场中的运动电荷或载流导体有磁力的作用 四、安培分子环流假说 任何物质的分子中都存在着环形电流，环形电流要产生磁场，它揭示了物质磁性的电本质。 五、磁感应强度矢量 描述磁场性质的物理量我们用 $\vec{B}$ 来表示，磁场中各点都有的磁感应强度矢量 $\vec{B}$，且一般来说，不同场点 $\vec{B}$ 的大小和方向都可能不同。 磁感应强度矢量 $\vec{B}$ 的定义：	
作业：	

电磁学 课程教案

授课时间	第 11 周 星期一 第 1、2 节
授课题目（章、节）： 第五章 恒定电流的磁场 § 3 毕奥—萨伐尔定律	
1、明确毕奥—萨伐尔定律的意义，掌握其内容，记住其数学表达式； 2、掌握磁感应强度迭加原理； 3、根据毕奥—萨伐尔定律结合磁感应强度迭加原理学会计算几种特殊载流导线周围空间特殊点的磁场分布。	
教学方案： 第五章 恒定电流的磁场 § 3 毕奥—萨伐尔定律 一、毕奥—萨伐尔定律： 恒定电流磁场中最基本的规律是毕奥—萨伐尔定律。它是在实验的基础上，抽象地总结出来的，它指出电流元 $I d\vec{l}$ 在周围空间任一点 P 产生的磁场的磁感应强度为： $d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\vec{l} \times \vec{r}_0}{r^2}$ 式中 $d\vec{B}$ 的大小 $dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I \cdot dl \cdot \sin\theta}{r^2}$ ，其中 θ 是与 $I d\vec{l}$ 和 $\vec{r}$ 之间的夹角。 $d\vec{B}$ 方向则垂直于 $I d\vec{l}$ 与 $\vec{r}$ 所组成的平面且沿 $I d\vec{l} \times \vec{r}$ 的方向，用右手定则来判断，其中 μ_0 称为真空中的磁导率 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} T \cdot m \cdot A^{-1}$ 二、磁场的迭加原理： 载流导线（或若干闭合电流）产生的磁场的磁感应强度等于导线上所有电流元（或若干闭合电流各闭合电流）在该点的磁场磁感应强度的迭加。即为： $\vec{B} = \int d\vec{B} \quad \text{或} \quad \vec{B} = \sum_{i=1}^n \vec{B}_i$ 这里的积分是矢量积分，实际运用时，要化成标量然后才能进行积分计算。 三、毕奥—萨伐尔定律应用举例 例题 1. 长直载流导线的磁场 例题 2. 载流圆弧中心的磁场	
作业： 5.2.1； 5.2.2；	

电磁学 课程教案

授课时间	第 11 周 星期三 第 3、4 节
授课题目（章、节）： 第五章 恒定电流的磁场 $\xi 3$ 毕奥—萨伐尔定律 $\xi 4$ 磁通量 磁场的高斯定理	
1、根据毕奥—萨伐尔定律结合磁感应强度迭加原理学会计算几种特殊组合载流导线周围空间特殊点的磁场分布； 2、理解磁通量概念； 3、掌握磁场中的高斯定理。	
教学方案： $\xi 3$ 毕奥—萨伐尔定律 一、简要复习 二、举例 例题 3：载流直螺线管中的磁场； 例题 4：几种组合型载流导线的磁场； $\xi 4$ 磁通量 磁场的高斯定理 一、磁感应线 二、磁通量 引入磁力线形象化地描述磁场，疏密和切向所代表的含义类同电力线。如图 5-17，规定：通过一曲面 S 的磁通量为 $\Phi_m = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = \int_S B \cos \theta dS$ 三、磁场的高斯定理 $\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$ 即磁场的高斯定理： $\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$。表明：闭合曲面 S 的磁通量为零，自然界中不存在自由磁荷（磁单极）。因稳恒电流本身是闭合的（$\oint_S \vec{j} \cdot d\vec{S} = 0$），故闭合电流与闭合 $\vec{B}$ 线相互套链。高斯定理也表明，磁力线是无头无尾的闭合线，磁场是<u>无源场</u>。	
作业 5.2.3； 5.2.6； 5.2.8 ；5.2.10；5.3.1 ； 5.3.2.	

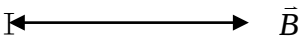
电磁学 课程教案

授课时间	第 12 周 星期一 第 1、2 节
授课题目（章、节）： 第五章 恒定电流的磁场 § 4 磁通量 磁场的高斯定理 § 5 安培环路定理	
教学的基本要求： 1、掌握安培环路定理的内容及其数学表达式； 2、熟练应用安培环路定理计算具有对称分布的磁场。	
教学方案： § 5 安培环路定理 一、提出问题：磁场线不闭合表明 $\oint_L \vec{B} \cdot d\vec{l} \neq 0$ 那么 $\oint_L \vec{B} \cdot d\vec{l}$ 与那些因素有关； 二、给出安培环路定理的文字表述和数学表达式： $\oint_L \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \sum I$ 三、式中电流强度 $\sum I$ 指代数和，其正负的选择方法； 四、定理的验证性证明； 五、理解安培环路定理应注意的两个问题：（1）$\vec{B}$ 的环路积分公与环路 L 所包围的电流有关，但 $\vec{B}$ 本身不仅与环内而且与环外的电流也有关。（2）$\oint_L \vec{B} \cdot d\vec{l} \neq 0$ 与 $\oint_L \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0$ 说明静电场与稳恒磁场本质上的不同。 六、在满足电流分布具有对称性，磁场分布有对称性条件下安培环路定理给出了一种求解磁场分布的方法。 七、举例	
作业： P215： 5.4.1； 5.4.2； 5.4.4	

电磁学 课程教案

授课时间	第 14 周 星期三 第 5 节
授课题目（章、节）： § 5.6 带电粒子在磁场中的运动	
教学的基本要求： 1、掌握洛伦兹力公式 $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$，并能应用判定运动电荷在磁场中受力的方向，计算力的大小； 2、掌握磁场中带电粒子几种运动问题 3、了解非强磁场中带电粒子的运动 4、了解回旋加速器	
教学方案： § 5.6 带电粒子在磁场中的运动 一、磁场对运动电荷有力的作用，这种力叫做洛伦兹力： $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$ 1、洛伦兹力只用在运动电荷； 2、洛伦兹力垂直于磁感应强度 $\vec{B}$，所以它只改变电荷的运动方向不改变电荷的运动速率，因此对运动电荷不作功，而库仑力对电荷是作功的。 二、讨论匀强磁场 中带电粒子几种运动问题： 1、$\vec{B} // \vec{v}$: 匀速直线运动 2、$\vec{B} \perp \vec{v}$: 匀速圆周运动 $R = \frac{mv}{qB}$ $T = \frac{2\pi m}{qB}$ 3、$\vec{B}$ 与 $\vec{v}$ 成任意角 θ $R = \frac{mv \sin \theta}{qB}$ $T = \frac{2\pi m}{qB}$ 4、磁聚焦现象 三、非强磁场中带电粒子的运动 四、回旋加速器 1、目的； 2、结构； 3、原理	
作业： P222 5-15 5-18 5-19	

电磁学 课程教案

授课时间	第 12 周 星期四 第 1、2 节
授课题目（章、节）： 第五章 恒定电流的磁场 § 6 磁场对载流导线的作用	
教学的基本要求： 1、掌握安培定律的内容，记住其数学表达式 $d\vec{F} = I d\vec{l} \times \vec{B}$，并能应用它判定载流导体在磁场中的作用力，计算平面载流线圈在匀强磁场中受力矩，记住计算力矩的公式； 2、了解安培力和洛仑兹力的关系； 3、了解电流强度的单位——的定义。	
教学方案： § 7 磁场对载流导线的作用 引入新课： 稳恒磁场的基本问题包含两方面的主要内容： (1) 已知 I 分布，求 $\vec{B}$ 分布。 已学习两方法： ① <i>Biot – Savart's Law</i> $\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_L \frac{I d\vec{l} \times \hat{r}}{r^2} \quad (\text{原则上})$ ② <i>Ampere's Circulation Theorem</i> $\oint_L \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \sum_{(I \text{ 内})} I_i \quad (\text{对称时})$ (2) 已知 $\vec{B}$ 分布，求对 I 的作用。 综合概括为： 正问题 	

逆问题

正问题在以上学习中已研究，现在进入逆问题，即：磁场对载流导线的作用。本节内容的重点：安培力公式的应用。下面先进入第一点：考察安培力公式。

一、安培定律

承前内容，我们可将安培定律分成两个部分，写出公式为：

$$d\vec{F} = Id\vec{l} \times \vec{B}$$

此力称为 *Ampere's Force*， $Id\vec{l}$ 为试探电流元。

1、力的方向和大小

方向——由叉积 $Id\vec{l} \times \vec{B}$ 确定

大小—— $dF = IdB \sin \theta$ ，其中的 $\vec{B}$ 不仅是已知 I 激发的，也可为外来场 $\vec{B}_{\text{外}}$ 。

2、安培力的双重功用

① 定义 $\vec{B}$ ；

② 可用于计算磁力，以下基于此而展开。

$$\vec{F} = \int Id\vec{l} \times \vec{B}, \quad \vec{B} \text{ 不含 } Id\vec{l} \text{ 的贡献。}$$

二、安培定律的应用

$$\vec{F} = \int Id\vec{l} \times \vec{B}, \quad \vec{B} \text{ 不含 } Id\vec{l} \text{ 的贡献。}$$

举三例

作业：

5.6.2；5.6.5；

电磁学 课程教案

授课时间	第 13 周 星期一 第 1、2 节
授课题目（章、节）： 第五章 恒定电流的磁场 § 7 磁场对载流线圈的作用	
教学的基本要求： 4、掌握电流强度的单位——的定义。 5、掌握平面载流线圈在匀强磁场中受力矩，记住计算力矩的公式；	
教学方案： § 7 磁场对载流线圈的作用引入新课： 一、平行载流直导线间的相互作用及安培的定义 首先，计算导线 $1 \rightarrow 2$ 作用 $\vec{F}_{12}$。如图 5-24 所示， $\because B_{12} = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi a}$ $\therefore F_{12} = I_2 L \cdot B_{12} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi a} L$ 其次，同理计算导线 $2 \rightarrow 1$ 作用 $\vec{F}_{21}$： $\therefore F_{21} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi a} L = F_{12} \propto L$ 表明： $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$ ， 相互吸引。 （注——以上计算是一根对另一根上 L 一段长的作用）。 [讨论] （1）当 I_1 与 I_2 反向时，仍有 $F_{12} = F_{21} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi a} L$	

但为斥力。

(2) 因为 $F_{12} = F_{21} \propto L$ ，单位长上受力为

$$f = \frac{F_{12}}{L} = \frac{F_{21}}{L} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi a}$$

• 若取 $I_1 = I_2 = I$ ，则 $f = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi a}$ ，即

$$I = \sqrt{\frac{2\pi a f}{\mu_0}} = \sqrt{\frac{a f}{2 \times 10^{-7}}} \text{ A}$$

• 若取 $a = 1\text{m}$ ，测得 $2 \times 10^{-7} \text{ N}$ ，则此时 $I = 1\text{A}$ 。

综合以上，可给出电流强度 I 的单位——“安培”定义如下：

载有相同强度电流、相距为 1 米的两平行长直导线，若每米长度上受力为：
 $2 \times 10^{-7} \text{ N}$ ，则每根导线上所载电流的强度为 1 安培。

二、匀强磁场对平面载流回路的作用

已知 $\vec{B}$ 分布在空间上均匀，研究平面载流回路所受力 $\vec{F}$ 、力矩 $\vec{L}$ 及运动。

(1) 刚性矩形回路

如图 5-25(a)，平面载流回路处在匀强磁场中。图 5-25 (b) 为其俯视图。

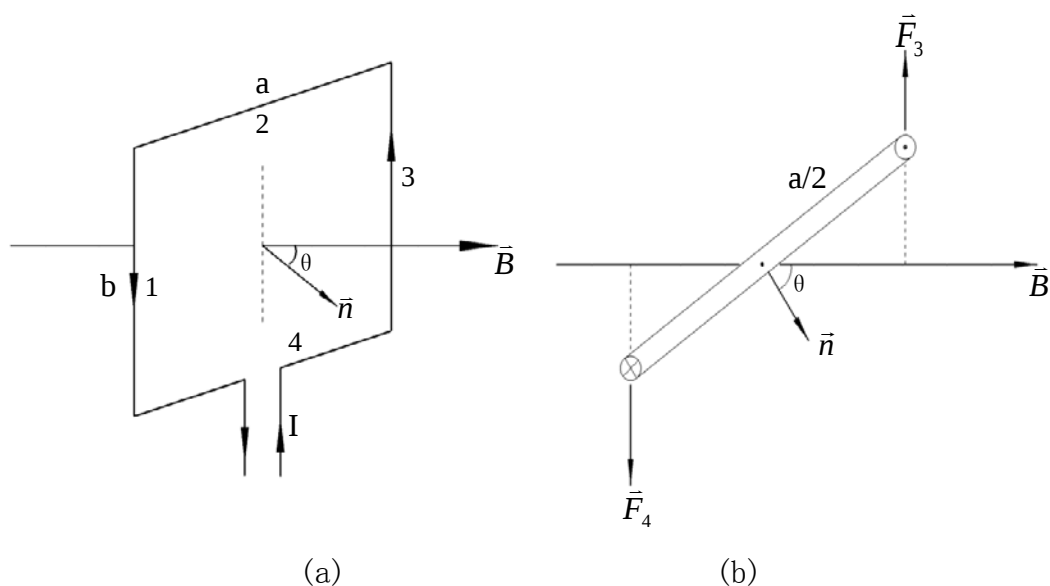


图 5-25

①已知：载流 I ，回路宽 a 、高 b ，轴线与 $\vec{B}$ 垂直，外场 $\vec{B}$ 均匀。不失一般性，

设框平面与 $\vec{B}$ 非正交，其法矢与 $\vec{B}$ 夹 θ 角。

②研究：线圈受力、运动情况。

首先，规定载流回路所围面积法矢 $\vec{n}$ ——右手定则，则有向面积： $\vec{S} = ab\vec{n}$ 。

[分析受力]

上、下边：如图 5-26。 $F_2 = IaB\sin(90^\circ + \theta)$ 、 $F_4 = IaB\sin(90^\circ - \theta)$ ；

F_2 与 F_4 二力等大反向，且共线，即： $\vec{F}_2 + \vec{F}_4 = 0$ ，对刚性框不产生运动学效应。

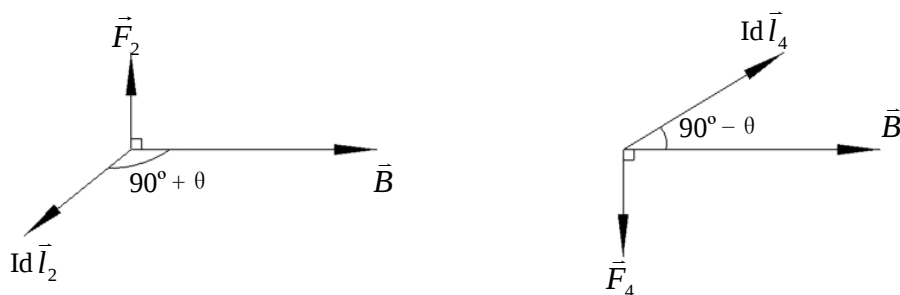


图 5-26

左、右边：见俯视图。 $F_3 = F_4 = IbB$ ，二力等大反向，但不共线——力偶，产生力

偶矩——磁力矩：

$$\begin{aligned} L &= 2 \cdot F_3 \frac{a}{2} \cos(90^\circ - \theta) \\ &= IabB\sin\theta = ISB\sin\theta \\ &= mB\sin\theta = |\vec{m} \times \vec{B}| \end{aligned}$$

式中 $\vec{m} = I \vec{s} = Is\vec{n}$ 为载流线圈的磁偶极矩（磁矩）。考虑到方向性（与 $\vec{r} \times \vec{F}$ 一致），写成

矢量式为：

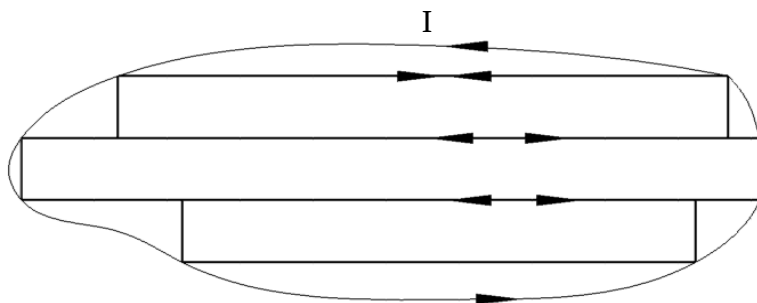
$$\vec{L} = \vec{m} \times \vec{B}$$

[分析运动]

均匀场 $\vec{B}$ 中，矩形线圈所受合力 $\sum \vec{F}_i = 0$ ——不平动、合力矩 $\sum \vec{L}_i = \vec{m} \times \vec{B}$ ——发生转动。转动趋势为：使 $\vec{n}$ (或 $\vec{m}$) 转向 $\vec{B}$ 方向，即 Φ_m 取最大的方位； $\theta = 0, \pi$ 分别为稳定、非稳定平衡。

(2) 任意形状平面载流回路

在均匀 $\vec{B}$ 中，任意形状平面载流回路，如图 5-27。受力和运动情况又如何呢？这是上述内容的推广。



处理问题的思想和方法：将整体划分成许多小矩形，每一载流与原回路同，则相邻小矩形邻边上 I 反向，划分愈细致，每一小矩形竖边愈贴近原回路曲边，这许多小矩形在外部的集体磁效应同原问题。注意划分时，使窄形小矩形长边垂直轴线。

每一元矩形在外场 $\vec{B}$ 中的行为均为已知： $\sum_i \vec{F}_i = 0$ 、 $d\vec{L} = d\vec{m} \times \vec{B} = Id\vec{s} \times \vec{B} = Ids\vec{n} \times \vec{B}$ 。故整体所受

合力： $\vec{F} = 0$ ——不平动；

合力矩： $\vec{L} = \int d\vec{L} = I \int (\vec{n} \times \vec{B}) ds = I\vec{n} \times \vec{B} \int ds = I\vec{s} \times \vec{B} = \vec{m} \times \vec{B}$ ，其中 $\vec{m} = I\vec{n} \int ds$ 为总磁矩，规律同前。——发生转动。

[结论]

任意形状平面载流回路在均匀场 $\vec{B}$ 中受合力、合力矩为

$$\vec{F} = 0, \vec{L} = \vec{m} \times \vec{B}$$

整体不发生平动，但转动， $\vec{L}$ 使 $\vec{m}$ 转向 $\vec{B}$ 的方向。

作业：

5.6.9；5.6.11；

电磁学 课程教案

授课时间	第 13 周 星期三 第 3、4 节
授课题目（章、节）： 第六章 磁介质 § 1 物质的磁化 磁介质的分类 § 2 磁化强度矢量 § 3 磁介质存在时的安培环路定理	
教学的基本要求： 1、掌握磁介质磁化的微观机制； 2、掌握磁化强度矢量及其与磁化电流的关系； 3、掌握有介质存在时安培环路定理。	
教学方案： 第五章 磁介质 引言： （1）前述真空中磁场，现介绍有磁介质时的磁场； （2）如同电介质对电场有响应，磁介质对磁场也有响应——磁化。 几乎所有气体、液体和固体等实物，无论其内部结构如何，对磁场都会有响应，表明所有物质都有磁性。 大部分物质磁性都较弱，只有少数如金属铁、镍、钴及某些合金等才有强磁性。 这种以铁为代表的磁效应特别强的物质称 <u>铁磁质</u> ，其它非铁磁性物质为 <u>弱磁质</u> ，又可分为顺磁质、抗磁质。 章讨论磁性来源、磁化描述方法，有介质时的场方程、场能等内容。 § 1 物质的磁化 磁介质的分类 一、磁化、磁介质概念 二、附加磁场与原磁场、总磁场关系 三、磁介质的分类：磁性磁介质和非磁性磁介质 四、磁介质磁化的微观解释。 五、磁化的描述 1、磁化强度 $\vec{M}$ 介质被磁化与否，磁化的状态（方向、程度）如何，引入磁化强度矢量 $\vec{M}$ 这一物理量进行描述，定义为：	

单位体积内磁分子的分子磁矩之矢量和，即

$$\vec{M} = \frac{\sum \vec{m}_{\text{分}}}{\Delta V}$$

其单位为： $1 \frac{\text{安} \cdot \text{米}^2}{\text{米}^3} = 1 \text{安} / \text{米}。$

若取平均，把每个分子看成完全一样的电流环，用平均分子磁矩代替每个分子的真实磁矩（或认为排列已理想），则常用：

$$\vec{M} = n \vec{m}_{\text{分}} = n i_{\text{分}} \vec{a}$$

其中 n ——单位体积内的磁分子数。

[讨论]

$\left\{ \begin{array}{l} \text{当磁介质未被磁化时，有 } \vec{M} = 0; \\ \text{对于真空中，有 } \vec{M} = 0; \\ \text{对于均匀磁化，有 } \vec{M} = \text{常矢；当 } \vec{m}_{\text{分}} \text{ 排列有序度高时，则 } \vec{M} \text{ 的量值越大。} \end{array} \right.$

作业：

7.1.3; 7.1.5。

电磁学 课程教案

授课时间	第 14 周 星期一 第 1、2 节
授课题目（章、节）： 第六章 磁介质 § 3 磁介质存在时的安培环路定理	
教学的基本要求： 1、掌握有介质存在时安培环路定理；并能应用有介质存在时安培环路定理求解有关问题。 2、理解磁场强度的定义式 $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}$ 和非磁性磁介质中 $\vec{M}$ 与磁场强度 $\vec{H}$ 的关系，以及磁感应强度 $\vec{B}$ 与磁场强度 $\vec{H}$ 的关系。 3、了解磁性磁介质（铁磁质）与非磁性磁介质磁化的区别。理解铁磁质磁化的特征。	

教学方案:

(2) 磁化电流 I'

磁介质被磁化的宏观表现是出现磁化电流 I' 。描述宏观磁化状态的量是 $\vec{M}$ ，它们间必有直接联系。下面推导这一关系：

① 磁介质体内

$$I' = \oint_l dI' = \oint_l \vec{M} \cdot d\vec{l}$$

② 磁介质分界面处磁化面电流分布

$$\vec{i}' = \vec{M} \times \vec{n}$$

[或者： $M_t = i'$ ，大小 $i' = M \sin(\vec{M}, \vec{n})$ ，方向为 $\vec{M} \times \vec{n}$]。

§ 2 磁介质存在时的安培环路定理

1、推导 $\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum I$

$$\because \oint_l \vec{B}_0 \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_0 \quad (\text{传导, 外场})$$

$$\oint_l \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I' \quad (\text{磁化, 诱导})$$

并且, $I' = \oint_l \vec{M} \cdot d\vec{l}$

$$\therefore \oint_l \vec{B} \cdot d\vec{l} = \oint_l \vec{B}_0 \cdot d\vec{l} + \oint_l \vec{B}' \cdot d\vec{l} = \mu_0 (I_0 + \oint_l \vec{M} \cdot d\vec{l})$$

故

$$\oint_l \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \right) \cdot d\vec{l} = I_0$$

令

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}$$

称之为磁场强度，类似于电学中电位移矢量 $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ 的定义、使用方法及目的。则

介质中安培环路定理为

$$\oint_l \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_0$$

[讨论]

(1) 因介质内的总场决定磁化状态, I' 与 $\vec{B}_{\text{总}}$ 之间有循环关系; 而且 I' 不易为实验测量, 为回避此, 如上处理在某些具有对称性问题时带来方便。

(2) 上式只当源、介质, 亦即 $\vec{H}$ 具有某种对称性时才可单独用该式求出 $\vec{H}$, 进而求出 $\vec{B}$, 再求 $\vec{M}$ 和 I' 等。

(3) $\oint_l \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_0$ 中的 I_0 应理解为 I 所围回路按右手定则确定的传导电流之代数和。

并非 $\vec{H}$ 与 I' 无关 (分析 $\vec{H}$ 的定义式), 而是 $\vec{H}$ 的环流与 I' 无关。

(4) $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}$ 为一辅助物理量, 是 $\vec{B}$ 和 $\vec{M}$ 矢量按一定方式的组合, 在分子电流观点中无意义。在 SI 单位制中: $\vec{H}$ 的单位同于 $\vec{M}$, 为 A/m ; 常用单位为奥斯特 (oe), $1 A/m = 4\pi \times 10^{-3} oe$ 。

(5) 对于真空, $\vec{M} = 0$, 则 $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0}$, 或 $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ 。 $\oint_l \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_0$ 化为 $\oint_l \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_0$, 可见此处为一般, 以前真空仅为特例。

作业:

7.1.4 ; 7.1.7

电磁学 课程教案

授课时间	第 14 周 星期三 第 3、4 节
授课题目 (章、节):	第七章 磁介质 § 4 铁磁质
教学的基本要求:	了解磁性磁介质 (铁磁质) 与非磁性磁介质磁化的区别。理解铁磁质磁化的特征。

教学方案：

§ 4 铁磁质

铁磁质是制造永久磁体、电磁铁、变压器及各种电机不可缺少的材料，研究磁性材料的学科称之为磁学。不同的铁磁质其性质可能很不相同，对于磁性材料研究 $\vec{B} \sim \vec{H}$ 关系十分重要。

对于铁磁质成立的关系为： $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}$ ，若使用 $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$ ，则需注意 μ 不是常量，

它与磁场 $\vec{H}$ 有关。下面首先研究铁磁质的磁化规律，其中用到磁通计 G 或冲击电流计，由测得 q 或 ψ_m 而推算出 $\vec{B}$ 。

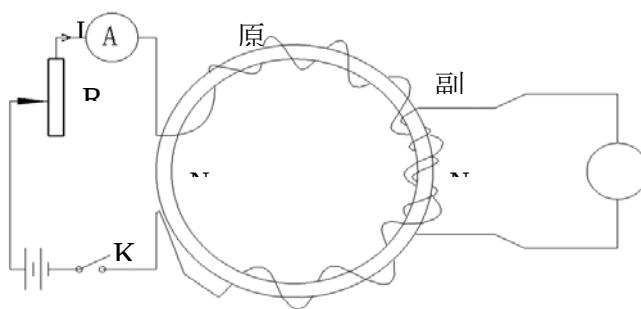
一、铁磁质的磁化规律

1、 $\vec{B} \sim \vec{H}$ 关系的测定

(1) H ：可由励磁电流 I_0 决定。如图 7-8，样品做成环状，外面密绕 N_1 匝线圈，有

$$H = H_0 = nI_0$$

其中 I_0 由电流表测出， n 已知，则可知 H ；而 R 、 ε 决定 I_0 ，故改变 R 、 ε 即改变 H （包括改变电源的极性连接）。



(2) B ：副线圈匝数 N_2 少些，外接磁通计，因为

$$\psi = N_2 BS$$

故 $B = \frac{\psi}{N_2 S}$

测得磁通，再由已知副线圈匝数、截面积，便可得 B 。

由以上给定 $I_0 \rightarrow H \rightarrow \text{测} B$ ；若改变 I_0 (即改变 R, ε) $\rightarrow$ 改变 $H \rightarrow$

测各对应的 B ，描点作图即可研究样品铁磁质的磁化规律。

2、起始磁化曲线

开始应使样品处于未磁化状态：因磁化与历史有关，为方便研究，要求在研究前应除去已有磁性，方法为：

- (1) 样品被加热到居里温度之上，磁性消失，然后冷却至居里温度之下研究；
- (2) 反复逐渐退磁法使样品处于未磁化状态。

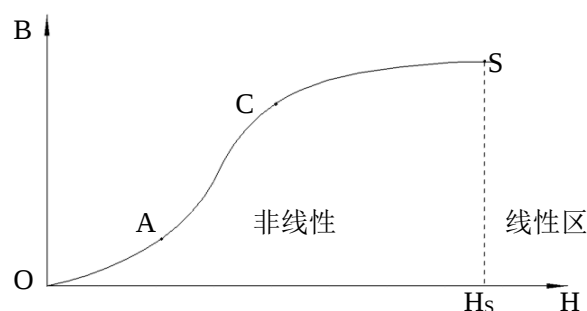
调 $R \downarrow$ ，使 $H \uparrow$ ，测出数组 (H, B) ，描点作曲线，如图 7-9 所示。

[解释] 起始磁化曲线非线性： $\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M}(\vec{H})$ 。

因为 $\vec{M}$ 是 $\vec{H}$ 的非线性函数，所以

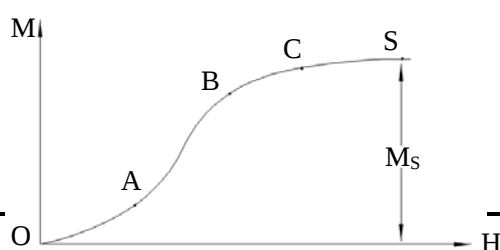
$$H \uparrow, \text{引起} \vec{B} \uparrow \begin{cases} \text{直接项: } \mu_0 \vec{H} < \text{线性项} >; \\ \text{间接项: } \mu_0 \vec{M}(\vec{H}) < \text{非线性项} >。 \end{cases}$$

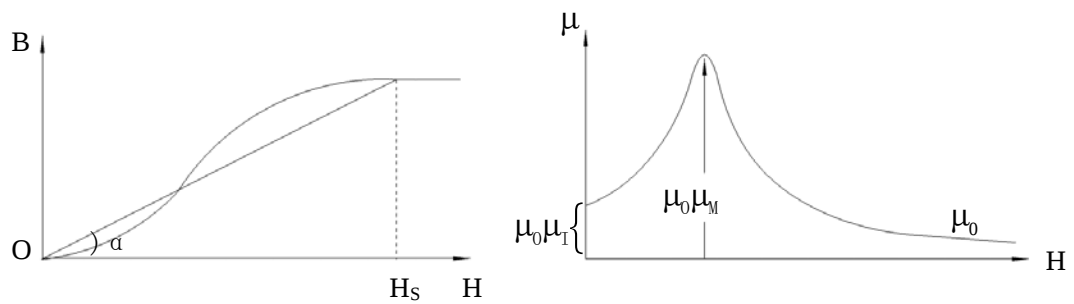
$$\begin{cases} \text{当} H \text{小时} (H < H_s) : 0 \sim s \text{段}, M \gg H \text{ (一般为 } 10^2 \sim 10^6 \text{ 倍)}, \\ \quad B \sim H \text{ 非线性, 而有 } B \approx \mu_0 M; \\ \text{当} H \text{大时} (H > H_s) : M \rightarrow M_s, B \propto H, \text{ 线性。} \end{cases}$$



[注] 至于 $M \sim H$ 关系可在 $B \sim H$ 关系基础上研究，如图 7-10(a) 所示。

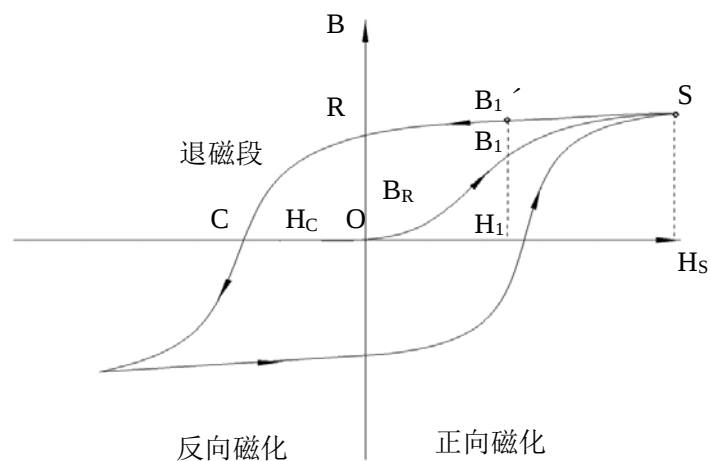
铁磁质 $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$ 不成立，若使用，则 $\mu_0 \mu = \frac{B}{H}$ 非常量。图 7-10(b) 给出磁导率 μ 随 H 变化的关系曲线。





3、磁滞回线

H 正向增大, 达 $M \rightarrow M_s$; 当 $H \downarrow$ (即 $R \uparrow$) $\rightarrow B$ 亦 $\downarrow$, 但不沿起始曲线回, 也不能复原, 即当 $H \rightarrow 0$ 时, B 不趋于 0, 而有剩磁: B_R , 若要 $B \rightarrow 0$, 则需 H 反

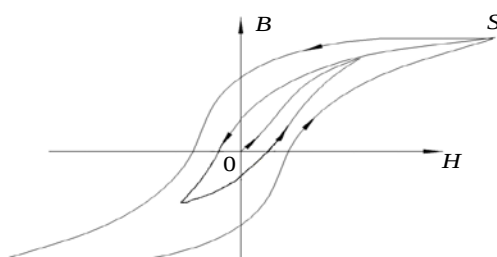


向磁化: “矫枉过正”。对应 $B = 0$ 的 $H = H_c$ 称之为矫顽力。如图 7-11, 其中 s, s' 点及上、下支曲线关于原点对称, 此曲线为磁化一周的情况, 闭合曲线被称为磁滞回线。

[说明]

(1) “磁滞”的含义指: H 由 H_s 减至 H_1 , B 不减至 B_1 , 而是高于 B_1 成为 B_1' , 这种“跟不上”并非时间上滞后, 是非线性、非单值所致。

(2) 上述回线为对应顶点 s, s' 之最大磁滞回线, 当 H 达不到 H_s 而即减小时, 回线也小, 如图 7-12 所示。



(3) 当回线对应顶点 s, s' 为磁饱和时, 若 H 趋近 H_s 时 (对一定材料磁饱和一定), 则上升、下降沿同一虚线, 如 SQ 段的变化。

综上所述: 铁磁质的 M 、 B 与 H 的关系不但非线性, 而且非单值。或曰: M 、 B 的数值除了与 H 数值有关外, 还决定于该介质的磁化历史。

二、磁滞损耗

铁芯在交变磁场中有能量损耗——铁损。铁损包括两个方面

{ 涡流损耗: 电磁感应一章已论,
 { 磁滞损耗: 起因于铁芯被外场反复磁化所耗能。

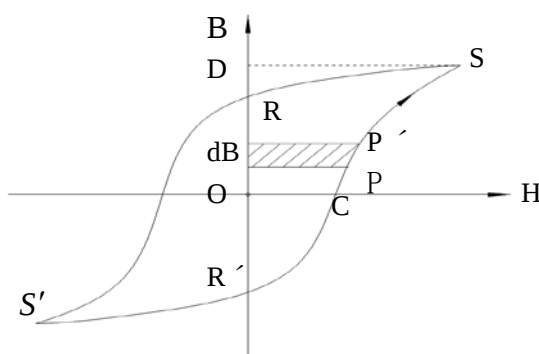
[论证] $\bar{B} \sim \bar{H}$ 图中磁滞回线所包围“面积”代表在一个反复磁化循环中单位体积的铁芯内损耗的能量。

考虑样品做成铁环——螺绕环实验电路: 参见图 7-8。

设原边线圈 N 匝 (副边可不考虑), 截面为 S , 励磁电流 I_0 , 则

$$H = nI_0 = \frac{N}{2\pi R} I_0$$

设某时刻 t 介质处于某一磁化状态 p 点 (见图 7-13), 这里 $H > 0, B > 0$ 。当 I_0 增大时, 在 dt 时间内, 使 $p \rightarrow p'$, 则 $B \rightarrow B + dB$, 从而磁通增量 $\psi = NSdB$,



线圈产生电动势来阻碍电流的增加

$$\varepsilon_L = -\frac{d\varphi}{dt} = NS \frac{dB}{dt}$$

为维持电流的数值不变（即不减小），则电源需做额外的功

$$dA = -I_0 \varepsilon_L dt = I_0 NS dB = \frac{NS}{n} H dB = HV dB$$

式中用到 $I_0 = \frac{H}{n}$ ， $N = 2\pi Rn$ ，而 $V = Sl = S \cdot 2\pi R$ 为铁芯体积。故对于单位体积铁芯，电源所做的额外功为

$$da = \frac{dA}{V} = H dB$$

此恰为图 7-13 中阴影部分的面积。因此，磁化一周，对于单位体积铁芯，电源需做额外功为

$$a = \oint_{\text{回线}} da = \oint_{\text{回线}} H dB = \text{磁滞回线所围“面积”}$$

〔注〕考虑一周循环时，有时 $dB > 0$ ，有时 $dB < 0$ ，因而面积有正有负，但最终结果如上。电源额外所做之功，这些能量最终以热量的形式耗散掉。

三、铁磁质分类及微观结构简介

1、分类

按矫顽力 H_c 的大小划分：

- (1) 软磁质： $H_c \sim 1 \text{ A/m}$ ，磁滞回线狭长，磁滞损耗小，适于交变磁场。
- (2) 硬磁质： $H_c \sim 10^4 - 10^6 \text{ A/m}$ ，如永磁体，剩磁大，指标有：最大磁能积。

2、微观结构

磁性主要来源与电子自旋磁矩。

在无外场时，电子自旋磁矩形成一个个小的“自发磁化区”——磁畴，形成磁畴是因电子之间存在一种交换作用（纯量子效应），它使电子自旋在平行排列时能量最低。未磁化时，各磁畴内自发磁化方向不同，宏观不显磁性；加外磁场则显示宏观磁性——磁畴扩大疆界，磁饱和时 M_s 等于每个磁畴中原有磁化强度。

作业：

电磁学课程教案

授课时间	第 15 周 星期一 第 1、2 节
------	--------------------

授课题目（章、节）：

第六章电磁感应和暂态过程

教学的基本要求：

- 1、理解电磁感应现象。
- 2、掌握电磁感应的基本定律

教学方案：

引言：

(1) 就电磁学内容体系而言，我们侧重于场论方法研究电荷、电流，电场、磁场之间的内在规律性。到目前为止，我们已研究了稳恒电场、稳恒磁场，即时稳场的规律；现在我们思考：当电场或磁场随 t 发生变化时，情况又该怎样呢？下面我们将进入时变场的学习 时稳场 $\longrightarrow$ 时变场

(2) 其次，由以上两章的学习，我们已知电流具有磁效应。现在要问：其反问题存在否，即能否由磁现象来产生电效应呢？ 电流 $\longleftrightarrow$ 磁场

英国科学家 M. Faraday 历经近十年艰辛探索，通过大量实验，发现了电磁感应规律，给定了由磁现象产生电效应的方法，该方法指出：当导体回路中磁通量 ϕ 发生变化时，回路中将出现电流。

这一现象称为电磁感应现象，相应的

i ——— 感应电流

ε ——— 感应电动势

电磁感应现象的发现在《电磁学》发展史上是一个重要的里程碑，它是我们当今许多电气设备、电子产品工作的基础，例如：变压器、发电机、电动机，等等都是基于这一原理。

本章内容以法拉第电磁感应定律为基础，逐步展开讨论，给出应用。

§1 电磁感应定律

由于电磁感应定律是一条实验定律，我们当从实验现象入手。通过观察、分析实验现象，给出结论，学习定律。

一、电磁感应现象

实验：回路中磁通发生变化时，产生 i ，其大小决定于 $\frac{d\phi}{dt}$ 、方向决定于 ϕ 的增减。

应该指出：以上实验，回路闭合，有 i 即意味着回路中有电动势 ε ，而且 $i = \frac{\varepsilon}{R}$ 与电阻 R 有关；但

如若不闭合，则即使有 ε ，也无 i 。因而从这个意义上看： ε 比 i 更能反映电磁感应现象的本质。以下我们将目光投向 ε ，且在电源放电状态下，电源内 ε 与 i 同向（以下判知 ε 的方向，即知 i 的方向）。有了以上知识和基础，现在再来学习法拉第电磁感应定律的内容，应该说不是一件太困难的事了。

二、楞次定律

作用：判定感应电流的方向。

内容：感应电流的效果总是阻碍引起感应电流的原因。

意义：能量守恒定律在电磁感应现象中的体现，其数学形式即法拉第电磁感应定律中的负号。

释义：如图 6-3，条形磁铁的 N 极插入螺线管，管内产生 i 激发 N' 、 S' 极阻碍插入：外力克服斥力做功，转化为线圈焦耳热。如不是这样，则违反能量守恒：给小初速，感应端为 S' 吸 N，愈来愈快，则感应电流更大，如此下去，磁棒加速地被自动吸入，体系的动能、焦耳热均无来处——永动机。

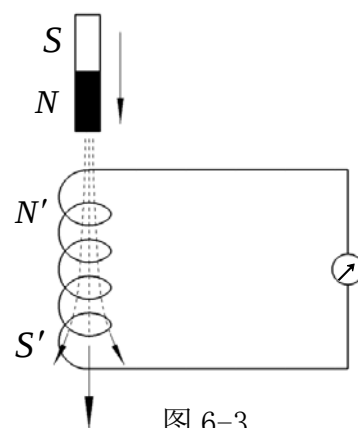


图 6-3

应用：据 ϕ 的变化趋势及“阻碍”含义（右手定则）确定感应电流方向。

三、法拉第电磁感应定律

1、定律内容

导体回路中产生的 ε 与穿过该回路的磁通变化率成正比，即

$$\varepsilon = -k \frac{d\phi}{dt}$$

k 为比例系数，负号为能量守恒定律的要求。在 SI 制中： $k=1$ ，定律表成

$$\varepsilon = -\frac{d\phi}{dt}$$

2、定律讨论

(1) N 匝串联，总电动势

$$\varepsilon = \sum_{i=1}^N \varepsilon_i = -\frac{d}{dt} \sum_{i=1}^N \phi_i = -\frac{d\psi}{dt}$$

式中， $\psi = \sum_{i=1}^N \phi_i$ 为总磁通，或称为磁链。

若 $\phi_1 = \phi_2 = \dots = \phi_N = \phi$ ，则 $\psi = N\phi$ ， $\varepsilon = -N \frac{d\phi}{dt}$ 。

(2) ε 的大小

$$|\varepsilon| \propto \left| \frac{d\phi}{dt} \right|, \text{ 并非 } |\varepsilon| \propto |\phi|。$$

(3) ε 的方向

公式中 $\mathcal{E}$ 、 ϕ 均为代数量，可正、可负或为零。 $\mathcal{E}$ 或 ϕ 的正负各代表什么含义，我们需约定一个规则赋予正负以明确的意义。

$\phi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$ 的正负，在前我们已有约定：回路绕行方向与法向 $\vec{n}$ 组成右手关系，若 $\vec{B}$ 与 $\vec{n}$ 夹

锐角，则 $\phi > 0$ ；若 $\vec{B}$ 与 $\vec{n}$ 夹钝角，则 $\phi < 0$ 。但 $\mathcal{E}$ 与 ϕ 是两个不同的物理量，需寻求一个共同“支点”将两者统一于一个约定框架下，这个联络桥梁——即回路的绕行方向，人为选取的参考正方向：

$\mathcal{E}$ 为正，其真实方向与正方向相同； $\mathcal{E}$ 为负，则真实方向与正方向相反。

综合四种情况分析，发现：回路中 $\mathcal{E}$ 的取向，进而 i 的流向，总是使其激发的回路磁通来阻碍（反抗）原磁通的变化。有这么一种“对着干”的味道，这实际上就是电感线圈表现出的“电磁惯性”，

作业：

6.2.1; 6.2.3

电磁学 课程教案

授课时间	第 15 周 星期三 第 3、4 节
------	--------------------

授课题目（章、节）： § 2 动生电动势	
教学的基本要求： 明确产生动生电动势的非静电力是洛化兹力，熟练掌握动生电动势的计算方法和动生电动势方向的判断。	
教学方案： 第七章电磁感应和暂态过程 简要复习：§ 1 电磁感应的基本定律 一、电磁感应现象 二、楞次定律 三、举例 四、法拉第电磁感应定律 新课教学： § 2 动生电动势 根据磁通量变化的原因的不同，可将感应电动势分成动生电动势和感生电动势两类。 动生电动势：磁场不变，导体回路整体或局部在磁场中运动导致回路中磁通量变化而产生的感应电动势。 与动生电动势相应的非静电力是洛化兹力，动生电动势可以由洛化兹力公式推导出来。但应该注意，动生电动势只存在于运动的导体部分，而不动的部分导体只起到构成导体回路的作用。如果仅仅有一段导体在磁场中运动，而不构成回路，在这段导体上虽然没有感生电流，但仍产生动生电动势，对于普遍情况下的动生电动势可由下式计算： $\mathcal{E} = \int_L (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot d\vec{l}$ 积分应遍及整条导线，应用上式来求动生电动势，要注意动生电动势方向的判断。 另外要强调动生电动势是感应电动势的一种，动生电动势仍可由法拉第电磁感应定律计算。	
作业：	

电磁学 课程教案

授课时间	第 16 周 星期一 第 1、2 节
------	--------------------

授课题目（章、节）：

第七章电磁感应和暂态过程

§ 3 感生电动势

教学的基本要求：

- 1、明确产生感生电动势的非静电力是变化的磁场激发的涡旋电场作用在导体自由电荷上的力，熟练掌握感生电动势的计算方法和方向的判断。
- 2、明确变化的磁场在周围空间激发电场这一重要物理现象。

教学方案：

§ 3 感生电动势

感生电动势：导体回路不动，通过回路的磁场发生变化导致导体回路中磁通量的变化而在回路中产生的感应电动势。

与感生电动势相应的非静电力就是变化的磁场在周围空间激发的涡旋电场（感生电场）作用在导体自由电荷上的电场力。

$$\varepsilon_{\text{感}} = \oint_L \vec{E}_{\text{感}} \cdot d\vec{l}$$

结合法拉第电磁感应定律 $\varepsilon_{\text{感}} = \oint_L \vec{E}_{\text{感}} \cdot d\vec{l} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$

由此导出： $\oint_L \vec{E}_{\text{感}} \cdot d\vec{l} = -\iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$

感生电场的环流不等于零，所以感生电场 $\vec{E}_{\text{感}}$ 是涡旋场，其电场线是闭合线。上式称为法拉第电磁感应定律的积分形式，是电磁学基本方程之一，反应出变化的磁场空间同时也充满着变化的电场。但这里要注意，只要空间有变化莫测的磁场，就有感生电场存在。

感生电动势的计算可用公式： $\varepsilon_{\text{感}} = \oint_L \vec{E}_{\text{感}} \cdot d\vec{l}$ 计算，也仍可由法拉第电磁感应定律计算。

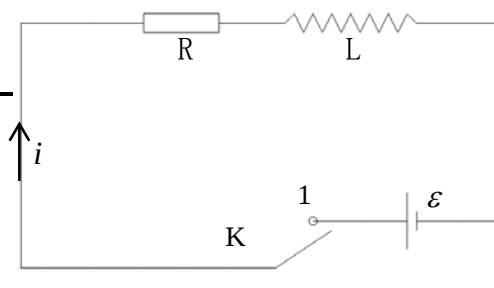
举例介绍如何计算变化的磁场在周围空间激发的涡旋电场；以及外在涡旋电场中的导体产生的感生电动势。

作业：

6.4.1. 6.4.2 6.4.3

授课时间	第 16 周 星期三 第 3、4 节
授课题目（章、节）： 第七章电磁感应和暂态过程 § 4 自感和互感	
教学的基本要求：1、能正确理解自感和互感是从形式上来区分的两种电磁感应现象，应掌握自感系数L和互感系数M的物理意义及计算方法。	
教学方案： § 4 自感和互感 一、自感现象和自感电动势： 线圈中的电流变化而在线圈本身产生感应电动势的现象称做自感现象，所产生的电动势叫做自感电动势。 $\varepsilon = -L \frac{di}{dt}$ L 称为自感系数 L。上式中负号表明自感电动势的方向总是反抗电路中电流的变化的,也就是说,当线圈中的电流 i 增加时, ε 与 i 反向, i 减小时, ε 与 i 同向, 因此有线圈存在时电路中电流的变化总是要受到阻碍的。 国际单位制中, 自感系数的单位是亨利, 用符号 H 表示. 二、自感系数的计算 三、互感现象和互感电动势 由于附近另一线圈的电流变化而在所考察的线圈中产生感应电动势的现象, 称为互感现象, 由此产生的电动势称为互感电动势. $\varepsilon = -M \frac{di}{dt}$ 互感系数的单位与自感系数的单位相同, 在国际单位制中也是亨利. 四、互感系数的计算 五、自感系数与互感系数的关系	
作业： 6.5.1; 6.5.3; 6.6.2.	

授课时间	第 16 周 星期四 第 1、2 节
授课题目（章、节）：	第七章电磁感应和暂态过程 § 5 暂态过程、磁场的能量
教学的基本要求：	1、能正确列出暂态过程有关的微分方程，掌握其特解的形式，能对暂态现象作定性的分析。
教学方案：	§ 5 暂态过程 暂态过程也称瞬变过程，指的是在阶跃电压 ($0 \rightarrow \varepsilon$ 或 $\varepsilon \rightarrow 0$) 作用下 RL 组成的电路，因存在 ε_L 而电路电流 i_L 不会瞬间突变；或 RC 电路中，u_c 不可能突变。 在 RL、RC 等电路中，在阶跃电压作用下 i_L 或 u_c 从开始发生变化到渐达稳态有一个过程，此过程即<u>暂态过程</u>（指从一个稳态 $\rightarrow$ 另一个稳态的过程），研究此过程中有关电流、电压等的时变规律和电路特点。 需指出：此类问题中 i_L 或 u_c 虽变化，但变化不快而可视为似稳，认为欧姆定律、基尔霍夫定律等仍适用。 一、RL 电路 研究电路中电流 $i(t) \sim t$ 的关系，分述如下： 1、接通电源 如图 6-30 所示，R，L，ε 及 K 组成闭合电路，ε 为阶跃作用信号。 $K \rightarrow 1$：接通电源。回路方程及定解条件为 $\varepsilon + \varepsilon_L = iR$ $i _{t=0} = 0, \quad i _{t \rightarrow \infty} = I = \frac{\varepsilon}{R} \quad (\text{对应初态与稳态})$ 因为 $\varepsilon_L = -L \frac{di}{dt}$，所以回路方程成为 $\varepsilon - L \frac{di}{dt} = iR$ 是关于电流的一阶常系数非齐次微分方程。



以下求解微分方程：

$$\because L \frac{di}{dt} = \varepsilon - iR$$

即

$$\begin{aligned} \frac{di}{\frac{\varepsilon}{R} - i} &= \frac{R}{L} dt \\ -\ln\left(\frac{\varepsilon}{R} - i\right) &= \frac{R}{L} t + A \end{aligned}$$

其中 A 为积分常数，所以

$$\frac{\varepsilon}{R} - i = A e^{-\frac{R}{L}t}$$

得

$$i = \frac{\varepsilon}{R} - A e^{-\frac{R}{L}t}$$

运用 $i|_{t=0} = 0$ ，确定出 $A = \frac{\varepsilon}{R}$ ，故满足初始条件的解为

$$i(t) = \frac{\varepsilon}{R} (1 - e^{-\frac{R}{L}t})$$

令

$$\tau = \frac{L}{R}$$

则

$$i(t) = I(1 - e^{-t/\tau})$$

其中稳定值为 $I = \frac{\varepsilon}{R}$ 。

[讨论]

(1) 结果表明接通电源， $i \sim t$ 按指数律增长。当 $t = \tau = \frac{L}{R}$ 时， $i_\tau = I(1 - e^{-1}) = 63\%I$ ，这里

给出了 τ 的物理意义。理论上应经 $t \rightarrow \infty$ 方有 $i(t) = \frac{\varepsilon}{R} = I$ ，实际上经 $(3 \sim 5)\tau$ 即近似认作稳定值。

(2) 反映指数增加快慢的特征常量是 $\tau = \frac{L}{R}$ ----- “时间常数”： τ 大则达稳态越慢， τ 小则 i 增长快； τ 的单位为秒。

τ 的物理意义：当达稳值的 63% 时所对应的时间 $t = \tau$ ；

τ 的物理意义也可从另外方面认识——考察 $t = 0$ 时电流的时间变化率

$$\left. \frac{di}{dt} \right|_{t=0} = I \cdot \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} \Big|_{t=0} = \frac{I}{\tau}$$

$$\therefore I = \tau \cdot \left. \frac{di}{dt} \right|_{t=0}$$

表明，若电流以初始时的增加率增加，则用 τ 时间即达稳态值。

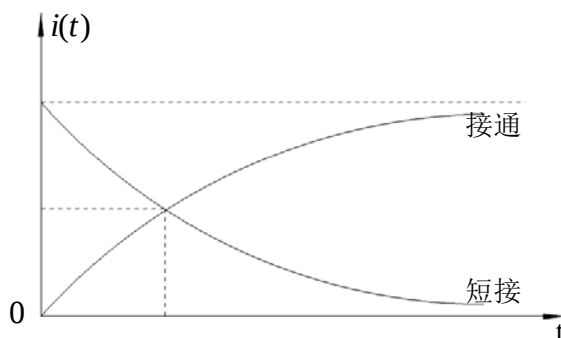


图 6-31

(3) 求得 $i(t)$ 的变化规律，便可求 R 上的电压变化规律

$$u_R = iR = \varepsilon(1 - e^{-t/\tau})$$

结果为指数升。也可得 L 上的电压变化

$$u_L = \varepsilon - u_R = -\varepsilon_L = \varepsilon e^{-t/\tau}$$

结果为指数降。

(4) 比较不同 τ 下 $i(t) \sim t$ 曲线的上升情况。参见图 6-31。

2、撤去电源（短接）

$K \rightarrow 2$ ： $\varepsilon \rightarrow 0$ 阶跃，仍沿用上述正方向规定。

方程与初始条件为： $\varepsilon_L = iR$ ，或 $-L \frac{di}{dt} = iR$

$$i \Big|_{t=0} = \frac{\varepsilon}{R} = I \quad (\text{以新过程的起点作为计时零点})$$

特解: $\frac{di}{i} = -\frac{R}{L}dt$, $i = A'e^{-t/\tau}$, 由 $i|_{t=0} = I$, 得 $A' = I$, 故

$$i(t) = I e^{-t/\tau}$$

结果仍指数律变化（此为指数衰减），快慢仍以 τ 来衡量。

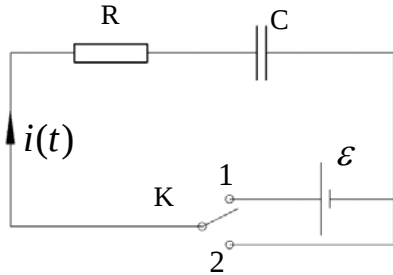
[讨论]

(1) 解决实际问题时，应具体问题具体对待。例如，上述初始条件不同，结果也就不同，不能死记硬背，应该：电压方程 $\rightarrow$ 微分方程 $\rightarrow$ 确定满足条件的特解。（在《电工学》中有“三要素”法）

(2) 同一回路，充磁、放磁曲线（如图 6-31）相交处对应的 $t = ?$ （答： $-\tau \ln 0.5 = 69\% \tau$ ）。有关计算需算 e 的指数式值。

作业：

6.8.1; 6.8.2. 6.8.5; 6.8.6.

授课时间	第 17 周 星期一 第 1、2 节
授课题目（章、节）：	第七章电磁感应和暂态过程 § 6 暂态过程
教学的基本要求： 1、能正确列出暂态过程有关的微分方程，掌握其特解的形式，能对暂态现象作定性的分析。	
教学方案： § 5 暂态过程 二、R C 电路 研究 RC 电路中电量、电流或电压的时变规律：$q(t)$、$i(t)$、$u(t)$。 1、充电 如图 6-32：R、C、ε 及开关 K 组成的闭合电路。  图 6-32 $K \rightarrow 1$：给 C 充电，ε 为阶跃信号电压，则电路的初、终态为 $\begin{cases} \text{初始: } q _{t=0} = 0, \quad u_c _{t=0} = \frac{q}{C} _{t=0} = 0 \\ \text{终态: } q _{t \rightarrow \infty} = C\varepsilon = Q, \quad i _{t \rightarrow \infty} = 0 \end{cases}$ 方程及解为 $\varepsilon = u_c + u_R, \text{ 或 } \frac{q}{C} + iR = \varepsilon$ 又 $i = \frac{dq}{dt}$ 代入方程，选定 $q(t)$ 作为求解对象，所以 $R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = \varepsilon$	

$$\frac{dq}{C\varepsilon - q} = \frac{1}{RC} dt$$

$$\ln(C\varepsilon - q) = -\frac{1}{RC}t + A$$

$$C\varepsilon - q = A'e^{-t/RC}$$

$$q = C\varepsilon - A'e^{-t/RC}$$

运用 $q|_{t=0} = 0$ ，得 $A' = C\varepsilon$ ，故特解为

$$q = C\varepsilon(1 - e^{-t/RC}) = Q(1 - e^{-t/\tau})$$

其中 $Q = C\varepsilon$ ， $\tau = RC$ ——时间常数。

[注]：记忆 $\tau_L = L/R$ ， $\tau_C = RC$ 方法： $\tau_L \cdot \tau_C = LC = \frac{1}{\omega_0^2}$ 。

[讨论]

(1) 如图 6-33， $q \sim t$ 按指数律增加，增长率由 τ 描述， τ 的单位为：秒(s)。

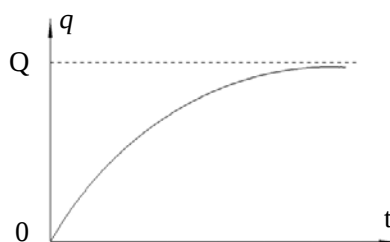


图 6-33

(2) 求得 $q(t)$ 后便可求其它

$$i = \frac{dq}{dt} = \frac{\varepsilon}{R} e^{-t/\tau} = I e^{-t/\tau}$$

$$u_R = iR = \varepsilon e^{-t/\tau}$$

结果为指数减；

$$u_c = \frac{q}{C} = \varepsilon(1 - e^{-t/\tau})$$

结果为指数升。

2、放电

仍沿用上述正方向规定，如图 6-32。满足的初始条件为

$$u|_{t=0} = \frac{Q}{C}, \quad q|_{t=0} = Q, \quad \varepsilon = 0$$

电路方程为

$$u_c + u_R = 0, \quad \frac{q}{C} + iR = 0, \quad \frac{dq}{dt} = -\frac{1}{RC}q$$

满足初始条件的解为

$$q(t) = Qe^{-t/\tau}$$

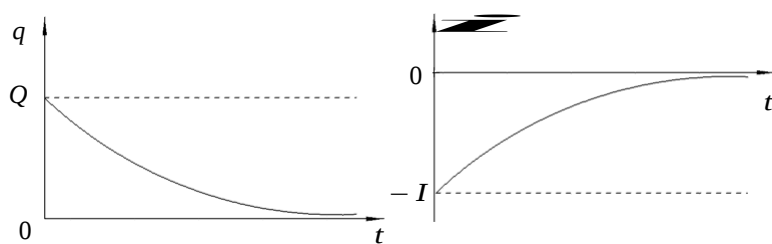
所以

$$i = \frac{dq}{dt} = -I e^{-t/\tau}$$

$$u_R = iR = -Ue^{-t/\tau}, \quad U = IR$$

$$u_C = \frac{q}{C} = \frac{Q}{C}e^{-t/\tau}$$

其中的负号表示与原假设正方向相反。电荷、电流随着 t 的变化曲线如图 6-34。



作业：

6.9.1; 6.9.2;

电磁学 课程教案

授课时间	第 17 周 星期三 第 3、4 节
授课题目（章、节）：	第七章电磁感应和暂态过程 § 7 磁场的能量
教学的基本要求：	了解磁场的能量是定域在磁场中的，掌握自感线圈、互感线圈的磁场能量的表达式和有关的计算。
教学方案：	§ 7 磁场的能量 一、自感储能 $W = \frac{1}{2}LI^2$ 二、互感储能 $W = MI_1I_2$ 三、磁场能量及其磁能密度 与电能定域在电场中一样，磁能也是定域在磁场中的。 为了描述磁场的能量，引入磁场能量密度的概念，即把单位体积内的磁场所具有的能量，称为磁场能量的体密度，简称磁能密度。 $\omega = \frac{dW}{dV} = \frac{1}{2}BH$ 相应地磁场中 dV 体积元内磁能： $dW = \omega \cdot dV$ 则在有限体积 V 内的磁场能量为： $W = \int dW = \int \omega \cdot dV = \frac{1}{2} \int BH \cdot dV$ 对于自感系数为 L 的线圈所储存的磁能又可表示为 $W = \frac{1}{2}LI^2$ 结合这两式得： $\frac{1}{2}LI^2 = \frac{1}{2} \int B \cdot H \cdot dV$ 在 L 为常量的情况下，此式表明如果能求出电流回路的磁场能量，则可求出回路的自感系数 L。 作业： 6.11.1；6.11.2；6.11.3.

电磁学 课程教案

授课时间	第 18 周 星期 一 第 1、2 节
授课题目（章、节）： 第九章 时变电磁场和电磁波 § 9-1 位移电流和麦克斯韦方程组 § 9-2 电磁波	
教学的基本要求： 1、理解在非稳恒条件下，安培环路定理出现的矛盾以及引入位移电流后对此方程所作修正的思想的发展过程。 2、掌握“位移电流”概念，注意位移电流与传导电流的区别，理解位移电流的实质就是变化的磁场，它与传导电流一样能够激发磁场。 3、掌握麦克斯韦方程组的积分形式。 4、了解电磁波的产生和传播。	
教学方案： 第九章 时变电磁场和电磁波 § 9-1 位移电流和麦克斯韦方程组 一、本节从对于可变电流，安培环路定理是否仍然成立着手分析研究变化的电场能不能在周围空间激发磁场，从而引入了位移电流和位移电流密度矢量概念，即空间存在着变化的电位移通量和电位移矢量。 二、介绍推广后的全电流定理，说明位移电流的实质就是变化的磁场，它与传导电流一样能够激发磁场。 三、总结归纳出麦克斯韦方程组 § 9-2 电磁波 介绍电磁波的产生和传播；电磁波的传播特性	
作业： 9.1.1； 9.1.3。	

电磁学 课程教案

授课时间	第 18 周 星期 三 第 3、4 节
授课题目（章、节）： 第九章 时变电磁场和电磁波 § 9-1 位移电流和麦克斯韦方程组 § 9-2 电磁波	
教学的基本要求： 2、理解在非稳恒条件下，安培环路定理出现的矛盾以及引入位移电流后对此方程所作修正的思 2、掌握“位移电流”概念，注意位移电流与传导电流的区别，理解位移电流的实质就是变化的磁场，它与传导 3、掌握麦克斯韦方程组的积分形式。 4、了解电磁波的产生和传播。	
教学方案： § 8-1 简谐交流电 大小和方向都在不断地随时间作周期性变化的电流、电压及电动势通称为交流电，通有交流电的电路称为交流电路。交流电流、交流电压及交流电动势的大小和方向都在不断地随时间作周期性变化，以电流为例可用数学式子表示为： $i(t) = i(t + T) = i(t + 2T) = \dots$ 交流电的波形虽然各种各样，但最基本也是最重要的是正弦（或余弦）交流电,其它各种交流电都可以看成是由若干不同频率的正弦(或余弦)交流电合成的结果,本章仅讨论余弦交流电。 通常的发电机所产生的是余弦交流电,其产生的电动势随时间的函数关系式。 $e = \varepsilon_m \cos(\omega t + \varphi)$ 由此式可以看出要确定任意时刻交流电的瞬时值，必须知道它的三个基本参数，即频率、峰值和相位。 1、频率和周期 交流电流（或电压、电动势）的大小和方向不断地随时间作周期性变化，它完成一次变化所需要的时间为交流电的周期，用 T 表示，单位是秒。周期的倒数表示在单位时间内，交流电变化的次数，称为交流电的频率，用 f 表示： $f = \frac{1}{T}$ 频率的单位是赫兹，简称赫，用符号 Hz 表示。 式中的 ω 称为园频率(也称角频率),它表示简谐交流电瞬时值变化的快慢,单位是弧度/秒(rad/s)。园频率与频率、周期的关系 $\omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{T}$ 2、峰值和有效值 (1)式中 ε_m 表示电动势的最大值,又称为峰值或幅值,我们常用的是交流电的有效值来表示它的大小,余	

弦交流电的有效值等于峰值的 $\frac{1}{\sqrt{2}}$ 倍,例如电压的有效值:

$$V = \frac{V_m}{\sqrt{2}} = 0.707V_m$$

3、相位 $\omega t + \varphi$

称为交流电的相位.它是决定任意时刻交流电瞬时状态的物理量,其中 φ 表 $t=0$ 时刻的相位,称为初相位。

相位和初相位在交流电路中起着十分重要的作用,因此,交流电路比直流电路具有更复杂更丰富的内容。

作业:

8.1.1 8.1.2

电磁学 课程教案

授课时间	第 18 周 星期四 第 1、2 节
授课题目（章、节）： 第八章 交流电路 § 8.2 三种理想元件的电压与电流的关系 § 8.3 复数法和矢量法	
教学的基本要求： 1、掌握交流电路中各类元件（纯电阻、纯电感、纯电容）的电压、电流及元件的电性能之间的相位关系。 2、掌握电压复有效值、电流复有效值及阻抗的概念，并能进行有关计算。	
教学方案： § 8.2 三种理想元件的电压与电流的关系 交流电路所讨论的基本问题和直流电路一样，仍然是电路中同一元件上电压和电流的关系，以及电压、电流和功率在电路中的分配。但交流电路比直流电路复杂，这主要表现在两个方面。 (1) 除电源外，在直流电路中只有电阻一种元件，而在交流电路中有电阻、电容和电感三种元件，三种元件的性能又有明显的差别。下面即将看到，电容和电感元件处处表现出相反的性质，而电阻元件介于两者之间。差异就是矛盾。正是性质上彼此不同的这三种元件，在交流电路中扮演了三个基本角色。互相制约，又互相配合，组成了多种多样的交流电路，表现出比直流电路丰富得多的性能，适应于各方面的实际需要。 (2) 在交流电路中，电流、电压之间的关系复杂了 一、纯电阻 $i(t) = \frac{u(t)}{R} = \frac{U_m}{R} \cos \omega t = I_m \cos \omega t$ $Z_R = \frac{U_m}{I_m} = R$ $\varphi = \varphi_u - \varphi_i = 0$ 二、纯电感 $i(t) = \frac{U_m}{\omega L} \sin \omega t = I_m \cos(\omega t - \frac{\pi}{2})$ $Z_L = \frac{U_m}{I_m} = \omega L$ $\varphi = \varphi_u - \varphi_i = \frac{\pi}{2}$ 三、纯电容 $i(t) = \frac{dq}{dt} = -\omega C U_m \sin \omega t = \omega C U_m \cos(\omega t + \frac{\pi}{2}) = I_m \cos(\omega t + \frac{\pi}{2})$ $Z_C = \frac{U_m}{I_m} = \frac{1}{\omega C}$ $\varphi = \varphi_u - \varphi_i = -\frac{\pi}{2}$	
作业： 8.2.1; 8.2.3;	

电磁学 课程教案

授课时间	第 19 周 星期一 第 1、2 节
授课题目（章、节）： 第八章 交流电路	
§ 8.3 复数法和矢量法	
教学的基本要求： 1、掌握串、并联电路的矢量图解法，并能进行有关计算。 2、掌握电压复有效值、电流复有效值及阻抗的概念，并能进行有关计算。	
教学方案： 第八章 交流电路 § 8.3 复数法和矢量法 8.3.3 矢量法； 8.3.4 三种理想元件电压电流关系的复数形式； 8.3.5 复数法和矢量法应用举例；	
作业： 8.4.2； 8.4.4； 8.4.5。	

电磁学 课程教案

授课时间	第 18 周 星期三 第 3、4 节
授课题目（章、节）： 第八章 交流电路 § 8.4 复阻抗 § 8.5 功率和功率因数 § 8.6 谐振现象	
教学的基本要求： 1、掌握电压复有效值、电流复有效值及阻抗的概念，并能进行有关计算。 2、掌握交流电路的功率和功率因数的概念，了解提高功率因数的方法。 3、掌握谐振现象的基本原理。 4、理解品质因素概念。明确串联谐振和并联谐振的不同。	
教学方案： 第八章 交流电路 § 8.4 复阻抗 § 8.5 功率和功率因数 8.5.1 瞬时功率、平均功率和功率因数 8.5.2 提高功率因数的意义； 8.5.3 提高功率因数的方法。 § 8.6 谐振现象	
作业： 8.4.9； 8.5.3； 8.5.5。	

2009 ~2010 学年 第一学期课程教学实施小结

课 程 名 称 _____ 电磁学 _____

采 用 教 材 _____ 普通物理学教程电磁学（梁灿彬 编） _____

任 课 教 师 _____ 徐媛 _____ 实验（实习）指导教师 _____

计划安排

培养计划、教学大纲安排总课时 _____ 90 _____ 学时， _____ 4.5 _____ 学分，其中理论 _____ 学时，实验（实践、实习） _____ 90 _____ 学时，多媒体 _____ 90 _____ 学时。

本学期计划授课 _____ 90 _____ 学时，其中理论 _____ 90 _____ 学时，实验（实践、实习） _____ 学时，多媒体 _____ 90 _____ 学时。

实施情况

实际完成的授课总课时 _____ 90 _____ 学时，其中理论 _____ 90 _____ 学时，实验（实践、实习） _____ 学时，多媒体 _____ 90 _____ 学时。

按实施教学编写的教案数 _____ 1 _____ 份，其中理论 _____ 1 _____ 份，实验（实习） _____ 份，多媒体课件 _____ 1 _____ 件。考核方式 _____ 闭卷 _____，成绩计算方式 _____ 平时（20%）+ 期中（10%）+ 期末（70%） _____

教学小结(含本学期参加教改课题、课程建设及获相关教学奖励等情况):

任 课 教 师 签 名 _____ 徐媛 _____

教 研 室 主 任 签 名 _____ 徐媛 _____

教 学 系 主 任 签 名 _____

2009 年 8 月 25 日