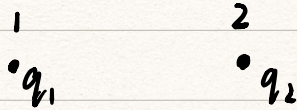


静电场

一、库仑定律



$$\vec{F}_{21} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r_{21}^2} \cdot \vec{r}_{21}^0$$

q_2 受到的来自 q_1 的力 = 常数 · 两电荷乘积 / 距离的平方

方向: A. $q_1 q_2$ 为正, 由 q_1 指向 q_2 同性相斥

B. $q_1 q_2$ 为负, 由 q_2 指向 q_1 异性相吸

适用范围: 点电荷之间

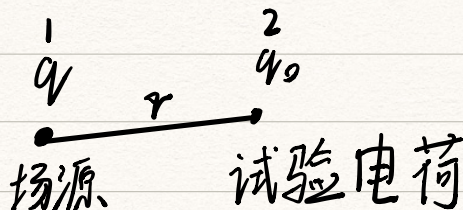
二、电场强度 $\vec{E}$

定义:

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

- q_0 为试验电荷, 小 (视为点电荷), 电量小 (不影响原电场分布)
- $\vec{E}$ = 单位正电荷受到的力
- $\vec{E}$ 虽由以上式子定义, 但其存在与以上式子中任一参量都无关; 即 $\vec{E}$ 是由场源决定的。

点电荷周围的电场强度 $\vec{E}$:

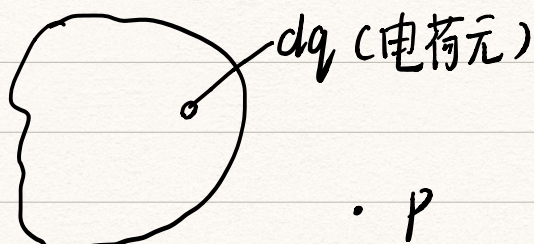


$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \vec{r}_{21}^0 = \text{常数} \cdot \frac{\text{场源电荷}}{\text{距离平方}}$$

方向由 q 的正负判定, 正时由场源指向作用点

由电荷分布求电场强度:

已知点电荷周围电场分布
如何求带电体的电场分布呢?



可将 dq (电荷元) 认为是

点电荷在实际世界中的化身, P 点场强认为是无数个点电荷在该点产生场强的矢量叠加。

例. 求解圆环在轴线上的场强

随便取一 dq 分析其产生场强

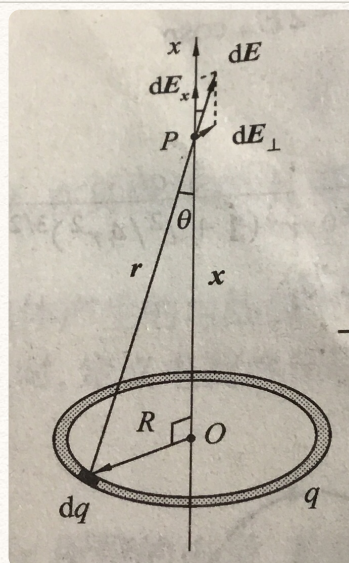
易由对称性得各 dq 产生的 $dE_{\perp}$ 相互抵消了, 仅留 dE_x 同向叠加。

$$dq = \frac{q}{2\pi R} dl$$

$$E = \int \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq}{r^2} \cos\theta$$

$$= \int \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{2\pi R} dl \frac{1}{R^2 + x^2} \frac{R}{\sqrt{R^2 + x^2}}$$

$$= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}}$$



该例仅为讲解知识, 不涉及更“高级”的解题技巧。同下。

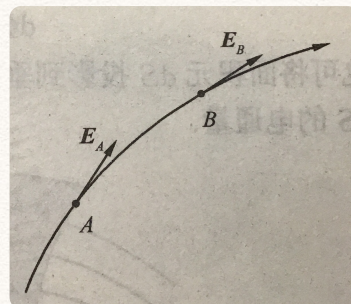
三. 高斯定理

电场线:

- 线上任意点的切线即为 E 的方向

- $E = \frac{dN}{ds}$ ds 与 E 垂直

电场线密 E 大 疏 E 小



电通量:

定义: 一个面通过的电场线条数

- 对封闭面穿出为正
- $\phi_e = \int E \cdot ds_{\perp} = \int \vec{E} \cdot d\vec{s}$

高斯定理的推导:

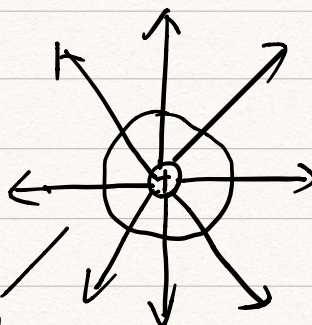
对一点电荷取球形高斯面
知电场线与面垂直且面上各点
场强大小相等, 则

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = E \oint ds = ES$$

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \quad S = 4\pi r^2 \quad \text{高斯面}$$

可得

$$\phi_e = \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{s} = \frac{q}{\epsilon_0}$$



进化

由于电通量的定义为穿过面的电场线条数

所以高斯面的形状可任意, 只要包围电荷即可。

超进化

由于任意静电场都是由电荷构成

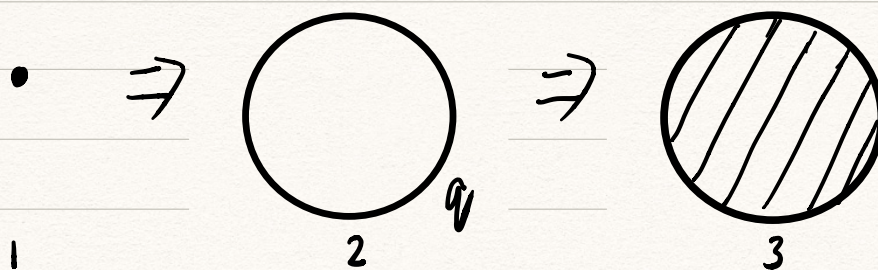
和场强具有可叠加性

所以总的电通量是各电荷单独作用产生电通量的和

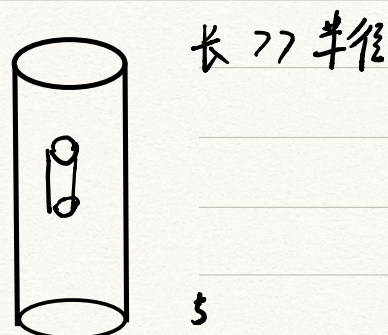
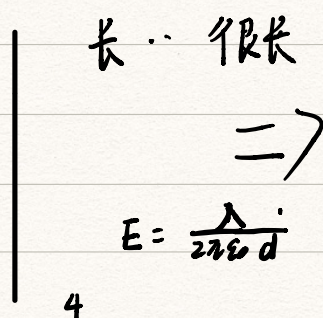
而且仅有在高斯面内的电荷才会产生 $\frac{q}{\epsilon_0}$ 的电通量, 外部电荷穿入必穿出, 不产生电通量。

$$\phi_e = \phi_{e1} + \phi_{e2} + \dots = \frac{\sum_i q_i}{\epsilon_0}$$

高斯定理求电场强度必记模型



- 取球形高斯面
- 2 内部电场强度为 0
- 3 视为 2 的叠加
- 对球外空间 2、3 都视为等 q 的 1



- 取圆柱形高斯面
- 5 内部电场强度为 0
- 对 R 之外空间 5 可视为 4



- 随意取一柱体高斯面
- $E \cdot 2S = \frac{Q \cdot S}{\epsilon_0}$
 $E = \frac{Q}{2\epsilon_0}$ (重点)

四 电势能与电势

定义：将一试验电荷^{从a点}移到零势能点，电场力所做的功即为该试验电荷电势能 W_a ，同时a点具有电势 $\frac{W_a}{q_0}$ (u_a)

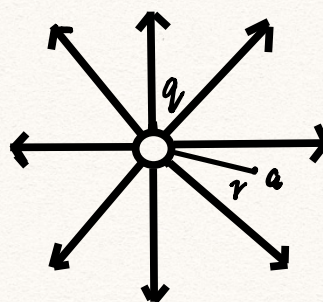
$$A_{ao} = W_a - 0 = \int q_0 \vec{E} \cdot d\vec{l}'$$

$$u_a = \frac{W_a}{q_0} = \int \vec{E} \cdot d\vec{l}'$$

点电荷 q 周围的电势分布 (以无穷远处为零电势点)

$$u_a = \int_a^\infty \vec{E} \cdot d\vec{l}' = \int_r^\infty E \cdot dr$$

$$= \int_r^\infty \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} dr = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}$$



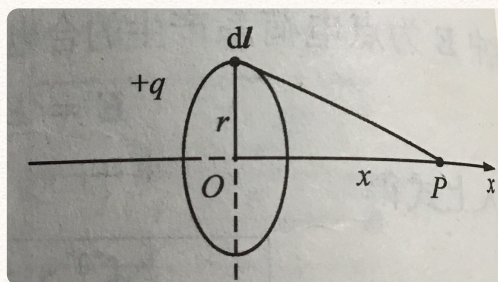
知道点电荷周围电势分布后意味着一种求带电体电势分布的方法呼之欲出，即叠加法 (积分法)

例. 求带电圆环轴线上一点的电势

环上任一 dl 在 P 点产生的电势都为 $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\lambda dl}{\sqrt{r^2+x^2}}$

则 P 点电势为

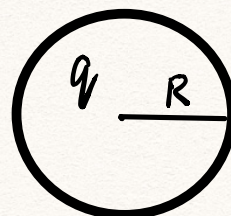
$$\int \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\lambda dl}{\sqrt{r^2+x^2}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\sqrt{r^2+x^2}}$$



当然也可由电场强度分布求电势

例. 求球壳电势分布

对于右边这个带电球壳知壳外场强分布与点电荷一样而壳内



场强为零。

$$\text{则 } u = \begin{cases} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R} & , r \leq R \\ \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} & , r > R \end{cases}$$

五 静电场中的导体

静电平衡

- 导体内部场强为零
- 电荷全部分布在表面

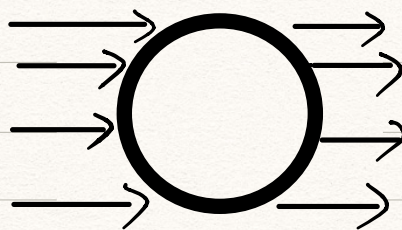
静电感应

导体在一电场中电荷重新分布

静电屏蔽

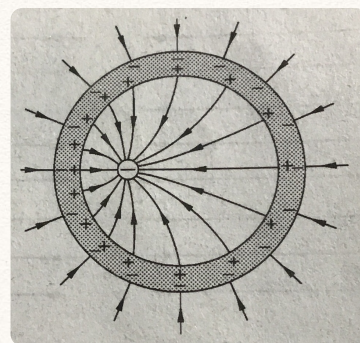
A. 屏蔽外界电场

右图中导体球壳在静电场中发生静电感应最终静电平衡, 导体内及空腔场强为0, 即屏蔽了外电场。



B. 屏蔽内电场

在导体壳内有一点电荷, 由静电平衡结果及高斯定理知内表面会感应等量异种电荷, 内表面与点电荷中和最终使点电荷对外界无作用。



例 求各板上面密度

前提条件 $S \gg d^2$

则可将平板视为无限大平面来求其场强

首先求一平面电荷场强分布

$$\begin{array}{c} \leftarrow \leftarrow \leftarrow \leftarrow \leftarrow \leftarrow \\ \leftarrow \leftarrow \leftarrow \leftarrow \leftarrow \leftarrow \\ \leftarrow \leftarrow \leftarrow \leftarrow \leftarrow \leftarrow \end{array} \left| \begin{array}{c} \sigma \\ \sigma \\ \sigma \end{array} \right. \begin{array}{c} \rightarrow \rightarrow \rightarrow \rightarrow \rightarrow \rightarrow \\ \rightarrow \rightarrow \rightarrow \rightarrow \rightarrow \rightarrow \\ \rightarrow \rightarrow \rightarrow \rightarrow \rightarrow \rightarrow \end{array} \quad E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$$

由于静电平衡则平板内部场强为零。

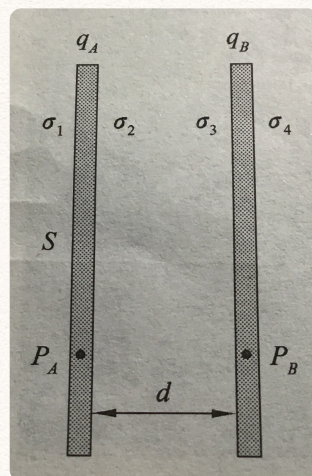
$$\frac{\sigma_1}{2\epsilon_0} = \frac{\sigma_2}{2\epsilon_0} + \frac{\sigma_3}{2\epsilon_0} + \frac{\sigma_4}{2\epsilon_0}$$

$$\frac{\sigma_4}{2\epsilon_0} = \frac{\sigma_1}{2\epsilon_0} + \frac{\sigma_2}{2\epsilon_0} + \frac{\sigma_3}{2\epsilon_0}$$

$$\ast \quad \sigma_1 = \sigma_4 \quad \sigma_2 + \sigma_3 = 0$$

$$\text{易得 } \sigma_1 = \sigma_4 = \frac{q_A + q_B}{2S}$$

$$\sigma_2 = -\sigma_3 = \frac{q_A - q_B}{2S}$$



六 电容

定义: $C = \frac{q}{u_1 - u_2}$ 电容器电容

$$\frac{\sigma}{2\epsilon_0}$$

例. 求平板电容器电容

由于两板带电为 $+q$ 与 $-q$

易由上例知 仅板内表面

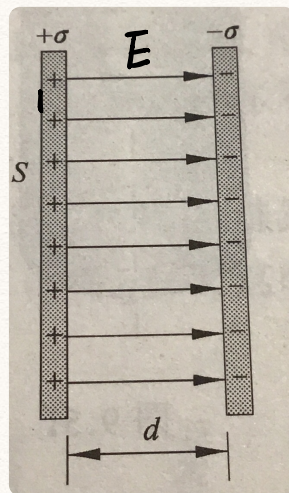
分布电荷。

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad u = \int E dl = \frac{\sigma}{\epsilon_0} d$$

$$C = \frac{q}{u} = \frac{\epsilon_0 S}{d}$$

知平板电容器电容与 $\epsilon \cdot S$

成正比与 d 反比



七 电场能量

平板电容器电场能量

$$W = \frac{1}{2} C U^2 = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C} = \frac{1}{2} Q U$$

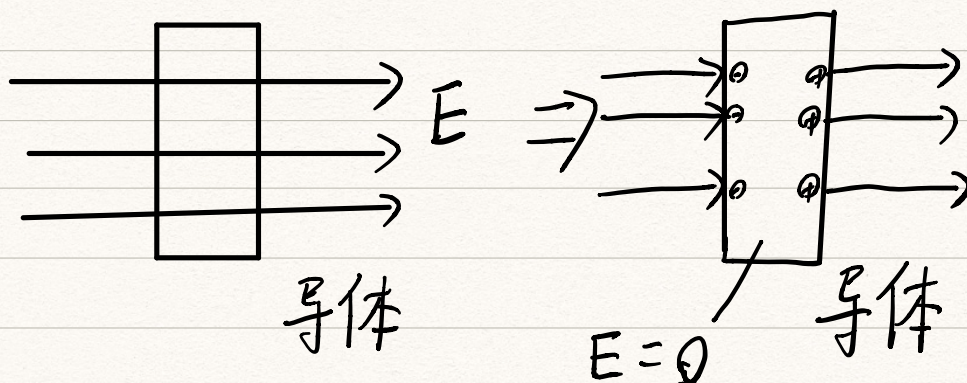
能量密度

$$w = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2$$

求电场能量可由 w 入手

$$W = \int_V w dv$$

八 电介质对电场影响



回顾导体在电场中的反应知其内部完全抵消了场强，
那么，电介质在电场中的反应如何呢？
我们说它并不会完全抵消但会削弱。

电介质中 $E_0 \rightarrow \frac{E_0}{\epsilon_r} \quad (\epsilon_r > 1)$

例. 板间充满电介质

$$E_0 = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (\text{板产生的})$$

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon_r} = \frac{\sigma}{\epsilon} \quad \text{电介质里的}$$

$$U = E d = \frac{\sigma}{\epsilon} d = \frac{U_0}{\epsilon_r}$$

$$C = \frac{\epsilon S}{d} = \epsilon_r C_0$$

可知

E U 都缩减 $\frac{1}{\epsilon_r}$ 倍

C 增为 ϵ_r 倍

电介质中的高斯定理

$$\oint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = \sum_i q_{oi}$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad q_o \text{ 为自由电荷}$$

恒定磁场

一、磁感应强度 B

定义:

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

定义过程: $I d\vec{l}$ 在磁场中会受到力的作用。当 $I d\vec{l}$ 在某个方向时 $dF=0$ 则该方向即为 $\vec{B}$ 的方向。当与该方向垂直时 dF 取得最大值。以上可知 $d\vec{F}$ 与 $I d\vec{l}$ 、 $\vec{B}$ 是外积的关系。因此有 $d\vec{F} = I d\vec{l} \times \vec{B}$

二、毕萨定理

意义: 可得电流元或运动电荷在空间中某点产生的磁感应强度, 进而求出载流导体在空间中的磁场分布。

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\vec{l} \times \vec{r}}{r^2}$$

$$\text{大小} = \text{常数} \cdot \frac{\text{场源}(I dl)}{\text{距离平方}} \cdot \text{方向因素}(\sin\theta)$$

在某一处的磁感应强度等于载流导体的各部分在该点 $d\vec{B}$ 的矢量叠加。

例. 求载流直导线的磁场

解题步骤:

I. 任取一电流元分析 $d\vec{B}$

II. 建立合适坐标系

III. 积分得结果

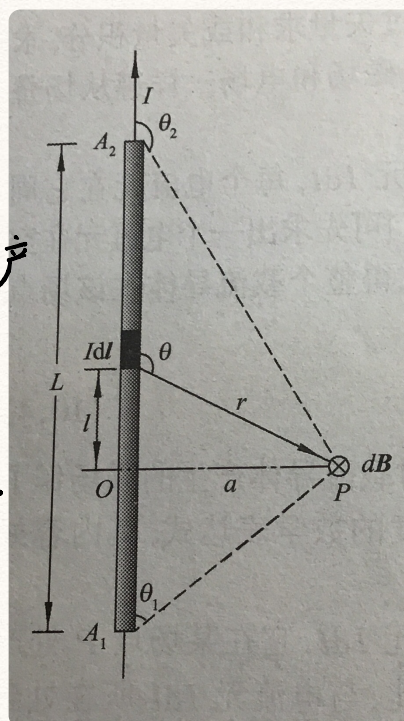
I. 在导线上取一 $I d\vec{l}$ 知其在 P 点产生的 $d\vec{B}$ 方向为 $\otimes$ 大小为

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I dl}{r^2} \sin\theta$$

II. 选择将 L 用 θ 表示来统一变量
因此建立右图所示坐标系。

$$l = -a \cot\theta$$

$$dl = a \csc^2\theta d\theta$$



$$\text{III. } B = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I a \csc^2\theta}{r^2} \sin\theta d\theta$$

$$= \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{a I}{a^2} \sin\theta d\theta$$

$$= \frac{\mu_0 I}{4\pi a} (\cos\theta_1 - \cos\theta_2)$$

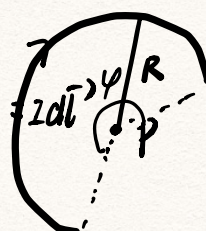
$$\text{知无限长时 } B = \frac{\mu_0 I}{2\pi a}$$

例 求圆弧中心磁感应强度

$$\text{方向 } \otimes \quad dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I dl}{R^2} \cdot \sin 90^\circ$$

积分得

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} \cdot \varphi$$



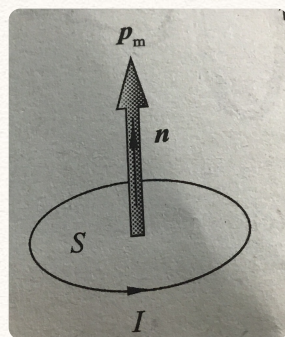
另外引入一个特殊模型

——载流单线圈

它拥有一个特殊物理量——磁矩 $\vec{P}_m$

$$\vec{P}_m = I S \vec{n} = I \vec{S}$$

方向由右手法则确定



三、磁高斯定理

由于磁场是无源场所以闭合曲面的磁通量为0

$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$$

四、环路定理

意义：知道了磁场是有旋场，且获得了一种求磁感应强度的新方法。

$$\oint_L \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \sum I_i$$

对于某些高度对称载流导体，我们可以很轻易知道其磁场分布从而可由环路定理求解 B

例. 求无限长螺线管内外磁场

解题步骤

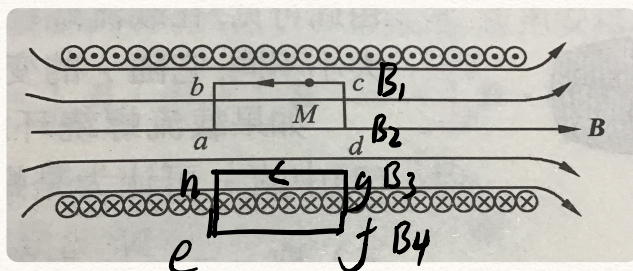
I. 由对称性得磁场分布

II. 选择积分路径

III. 环路定理求 B

具体步骤

I. 易得磁场分布如右，方向为沿轴线向右且由于无限长（左右对称）因此轴线上任一点 B 相等，



II. 一般多选择沿着磁感线或与之垂直。因为这样好积
如图为路径选择。

III. 定理使用
内

$$-B_1 \cdot bc + ad \cdot B_2 = \mu_0 \cdot 0$$

$$bc = ad$$

$$B_1 = B_2$$

可知其内部为匀强磁场

外

$$-B_3 \cdot hg + ef \cdot B_4 = \mu_0 n \cdot hg \cdot I (-1)$$

$$B_3 = \mu_0 n I \quad (P86)$$

$$B_4 = 0$$

知其外部没有磁场分布

五. 磁场对电流的作用

由第一节已知 $d\vec{F}' = I d\vec{l}' \times \vec{B}'$

所以

$$\vec{F}' = \int d\vec{F}' = \int I d\vec{l}' \times \vec{B}'$$

例. 求圆弧所受安倍力 (R, I_1, I_2)

解题步骤

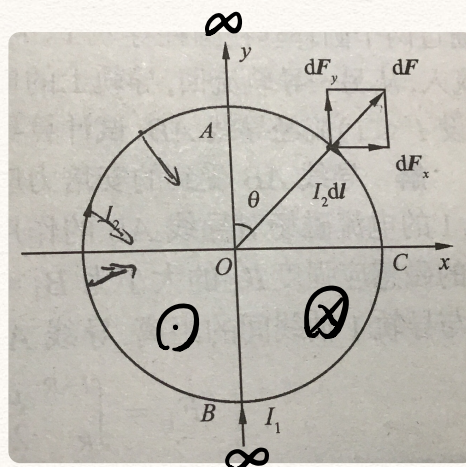
I. 了解磁场分布

II. 任取一电流元判断其受力方

向和受力大小

III. 对称性分析

IV 积分求解 $\vec{F}$



具体步骤

I. 磁场方向如图 $B = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_1}{d}$ d 为与导线距离

II. 取 $-Idl$ 如右所示由 I_1 产生磁场可得 Idl 受径向力

III. 由对称性可知 dF_y 在积分过程中抵消了。

IV.

$$F = F_x = 2 \cdot \int_0^\pi I_2 \cdot R \cdot d\theta \cdot \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_1}{R \sin\theta} \cdot \sin\theta$$

$$= \mu_0 I_1 I_2$$

例. 求右图所示线圈在匀强场中受力 (I, l_1, l_2, B)

磁场已知

易得各边受力如图上所示

上下的安培力抵消

左右安培力由于力不在同一作用线上, 因此提供

力矩且 $\vec{M} = \vec{P_m} \times \vec{B}$

$$\vec{P_m} = I \cdot l_1 \cdot l_2 \cdot \vec{n}$$

力矩总是使 $\vec{n}$ 与 $\vec{B}$ 同向

磁场力作功

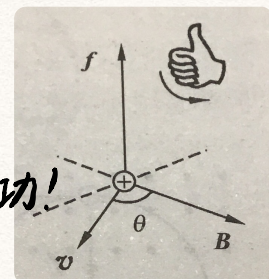
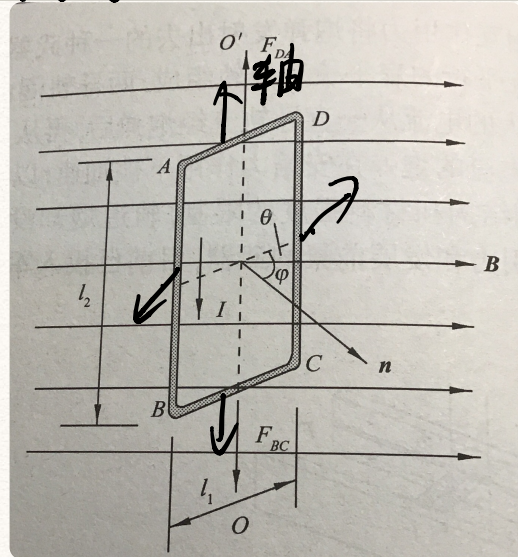
$$A = I \Delta\phi \quad \Delta\phi = \int \vec{B} \cdot d\vec{S}$$

六. 带电粒子在磁场中的运动

$$\vec{f} = q \vec{v} \times \vec{B}$$

由于 $\vec{f}$ 与 $\vec{v}$ 垂直, 所以洛伦兹力永不做功!

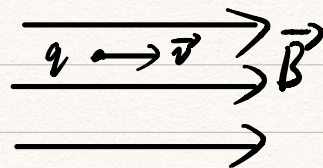
带电粒子在匀强场中运动



I. $\vec{v}$ 与 $\vec{B}$ 平行

$$f = qvB \sin 0^\circ = 0$$

粒子速度方向与 $\vec{B}$ 平行 则不受力



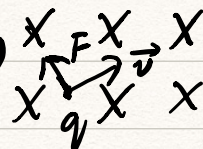
II. $\vec{v}$ 与 $\vec{B}$ 垂直

$$f = qvB \sin 90^\circ = qvB (\max)$$

粒子速度方向与 $\vec{B}$ 垂直 则受最大力

f 与 $\vec{v}$ 垂直 则它将不断改变 $\vec{v}$ 的方向, 但不改变大小

粒子做匀圆运动!



$$f = F_{\text{向}} \quad qvB = \frac{mv^2}{R} \quad R = \frac{mv}{Bq}$$

III. $\vec{v}$ 与 $\vec{B}$ 成 θ 角

* 可分解 $\vec{v}$ 为 $\vec{v}_\perp$ 与 $\vec{v}_\parallel$ 按 I 和 II 来考虑

$\vec{v}_\perp$: 匀圆运动 $\vec{v}_\parallel$: 匀直运动

$\vec{v}$: 螺旋运动

$$\text{II 知 } R = \frac{mv_\perp}{Bq} \quad \frac{2\pi R}{T} = v_\perp \quad T = \frac{2\pi m}{Bq}$$

知 T 与 $\frac{q}{m}$ (荷质比)、 B 相关 却与 $v_\perp$ 无关

因此 $h = v_\parallel T = \frac{2\pi m}{Bq} \cdot v_\parallel$ 为一与 $v_\perp$ 无关的量

由此可得磁聚焦原理 (P111)

七 磁介质

任何实物都是磁介质; 当有外加磁场时磁介质将会磁化 使磁介质中的 B 不同于真空中的。

相对磁导率

$$\epsilon_r = \frac{B}{B_0}$$

B 为磁介质中的磁感应强度, B_0 为真空中的

三种磁介质

顺磁质: $\epsilon_r > 1$ 增强磁场

逆磁质: $\epsilon_r < 1$ 削弱磁场

铁磁质: $\epsilon_r \gg 1$ 极大增强磁场

有磁滞效应, 加上 $B_{\text{外}}$ 后再让 $B_{\text{外}}=0$

铁磁质依然会保有一定磁场

磁介质中的安倍环路定理

$$\oint_L \vec{H}' \cdot d\vec{l}' = \sum I_0$$

$$\vec{H}' = \frac{\vec{B}'}{\mu_0 \mu_r} \quad (\vec{B}' \text{ 指磁介质中的磁感应强度})$$

I_0 为传导电流 (导线上的电流)

变化电磁场

一、电动势

电路中静电力对外界做功 必然导致电势的下降, 为了保证能一直做功下去, 必须有东西来抬升电势。这个东西就是电源。

抬升电势的能力用电源的电动势来衡量。

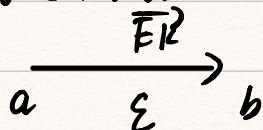
$$\mathcal{E} = \frac{A_K}{q} \quad \text{即对单位正电荷做的功}$$

$\vec{F}_K$ 指用来对电荷做功的非静电力

$\vec{E}_K$ 指非静电场强, 反映对单位正电荷产生的作用力

$$\vec{E}_k = \frac{\vec{F}_k}{q}$$

$\vec{E}_k$ 的方向即为 $\mathcal{E}$ 的方向



顺 $\vec{E}_k$ 方向 电势增加

$$\mathcal{E} = \int_a^b \vec{E}_k \cdot d\vec{l}$$

二. 两种 电动势

A. 动生电动势

导体棒向右移动 向右的速度 $\vec{v}$

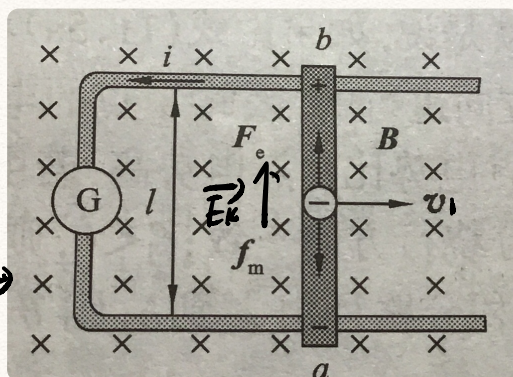
会使电荷受 $\vec{f}_m = q\vec{v} \times \vec{B}$

该力所对应的 $\vec{E}_k = \vec{v} \times \vec{B}$

$\vec{E}_k$ 的方向即为电势增加方向

$$\mathcal{E}_i = \int_a^b \vec{E}_k \cdot d\vec{l} = \int_a^b \vec{v} \times \vec{B} \cdot d\vec{l}$$

非静电力: 洛伦兹力



例求棒上电动势大小和方向 (B, l, w 已知)

可取一小段 dl 分析。 dl 上的速度可认为一致。

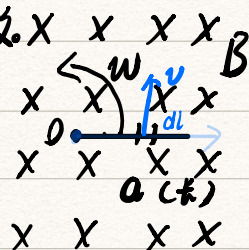
建立以 O 向右的坐标 $v = \omega l$

$\vec{E}_k = \vec{v} \times \vec{B}$ 知其向左 $\leftarrow \vec{E}_k$

$$\mathcal{E}_i = \int_0^a \vec{v} \times \vec{B} \cdot d\vec{l} = \int_0^a -vB \cdot dl$$

$$= -vBa$$

积分方向向右则 $\mathcal{E}_i$ 向左



B. 感生电动势

变化的磁场会在空间中产生有旋电场

$$\oint_L \vec{E}_k \cdot d\vec{l}' = - \frac{d\psi}{dt} = - \frac{dB}{dt} \cdot S$$

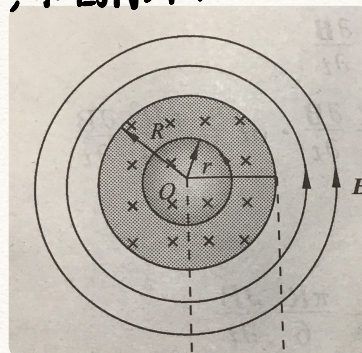
例 半径为 R 的圆内有以 $\frac{\partial B}{\partial t}$ 增加的磁场, 求圆内外 E_k

由于磁场方向向下所以选取 $\otimes$ 方向
为圆面积的法线正向。则由右手法则
知圆周正向为“顺时针”, 即 $\otimes$ 。

若取积分正向为圆周正向, 则可根据 E_v 正负确定 E_v 方向。

以上为方向设定。(有点绕)

E_v 分布如右。



圆内:

$$\oint \vec{E}_v \cdot d\vec{l}' = E_v \cdot 2\pi r = - \frac{d\psi}{dt} = - \frac{\partial B}{\partial t} \pi r^2$$

$$* E_v = - \frac{r}{2} \frac{\partial B}{\partial t}$$

E_v 为负 则与积分方向相反, 为逆时针

圆外:

$$\oint \vec{E}_v \cdot d\vec{l}' = E_v \cdot 2\pi r = - \frac{\partial B}{\partial t} \pi R^2$$

$$* E_v = - \frac{R^2}{2} \frac{1}{r} \frac{\partial B}{\partial t}$$

三 自感与互感

一段导线若通以电流则其会在周围空间产生磁场。磁场会通过自身导体回路和别人的导体回路。两者都会产生相应 ψ 。 ψ 与 I 成正比。 I 若是变化的则 ψ 也会发生变化。从而产生感生电动势。产生在自己回路里叫自感, 别人回路里叫互感。

自感

$$\psi = LI$$

L 肯定与 I 无关 仅由导体回路的匝数、几何形状和 μ 决定

互感

$$\psi_{21} = M_{21} I_1$$

$$\psi_{12} = M_{12} I_2$$

$$M_{12} = M_{21}$$

M 与 L 差别不大但还由 1 导体回路与 2 之间的空间位置关系定

下标 前者是产生磁通的导体回路 后者为磁场源头

考虑感生电动势

$$\text{自感电动势 } \mathcal{E}_L = - \frac{d\psi}{dt} = - L \frac{dI}{dt}$$

"-" 即阻碍电流变化

$\xrightarrow{d\psi/dt}$
 $\xleftarrow{\mathcal{E}_L}$

$$\text{互感电动势 } \mathcal{E}_M = - M \frac{dI}{dt}$$

四 磁场能量

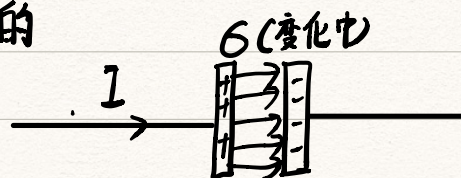
$$\text{---||---} \quad W_e = \frac{1}{2} C U^2 \quad \text{---mm---} \quad W_m = \frac{1}{2} L I^2$$

对照记忆

$$\text{磁能密度 } w_m = \frac{1}{2} \mathbf{B} \cdot \mathbf{H} = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu}$$

五. 位移电流和麦克斯韦方程

电容器之间我们认为也是有“电流”的
该“电流”是由变化的电场产生的



$$E = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad D = Q$$

$$\frac{d\phi_0}{dt} = \frac{d\vec{D} \cdot \vec{S}}{dt} = \frac{dQ_S}{dt} = \frac{dQ}{dt}$$

$\frac{d\phi_0}{dt}$ 即为我们的位移电流

麦克斯韦方程

电场

有源 $\int_S \vec{D}' \cdot d\vec{S}' = \sum_i q_i$ 高斯定理

保守 $\oint_L \vec{E}' \cdot d\vec{l}' = 0$ 环路定理

磁场

无源 $\oint \vec{B}' \cdot d\vec{S}' = 0$ 高斯(磁)

有旋 $\oint_L \vec{H}' \cdot d\vec{l}' = I + I_D$
(传导) (位移)

电磁

$$\oint_L \vec{E}' \cdot d\vec{l}' = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$$

量子物理基础

一、光电效应

一定频率的光照到阴极上将会使其产生光电子。

光子能量 $h\nu$ 逸出功 A 最大初动能 $\frac{1}{2}mv_m^2$

光子被电子吸收则获得 $h\nu$ 能量 克服 A 后剩下 $\frac{1}{2}mv_m^2$

$$h\nu = A + \frac{1}{2}mv_m^2$$

A 折算成 $h\nu_0$; ν_0 即为截止频率^(红限), $h\nu$ 必须大于 $h\nu_0$ 才有光电效应。

$\frac{1}{2}mv_m^2 = eU_a$; U_a 为反向遏止电压

饱和电流反映单位时间被吸收的光子数 ($\nu > \nu_0$)。它与光强相关; 光强 $\propto n \cdot h\nu$ | 单位面积光子数 · 单光子能量

二、氢原子光谱

玻尔的三个假设。

a) 定态假设. 原子仅处于某些能量不定的状态。

b) 跃迁假设. 电子发生跃迁会向外发射或吸收光子

c) 角动量量子化. 电子轨道的角动量 $L = mvr = n\frac{h}{2\pi} = n\hbar$

各能级能量和跃迁

第 n 级有 $E_n = \frac{1}{n^2}(-13.6\text{eV})$

从 $n \rightarrow M$ 则发射光子

		$\vdots$	$\vdots$
		—————	$n=4$
		—————	$n=3$
		—————	$n=2$
		—————	$n=1$
		-3.4eV	
		-13.6eV	

$h\nu = E_n - E_m = -13.6\text{eV}(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2})$

从 $n > 2 \rightarrow n=2$ 发射光子所

形成的谱线为巴耳末系。

由于 $h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ 则可得巴耳末系

可见光

$\lambda \in [370\text{nm}, 660\text{nm}]$

$\lambda \in [400\text{nm}, 760\text{nm}]$

三、波粒二象性

任何实物粒子都对应一种波,即物质波

物质波波长 $\lambda = \frac{h}{p}$ p 为粒子动量

正常情况下由于实物粒子 p 大而 h 又很小,因此 λ 极小所以
我们感知不到波动性。

电子的 m 小可以观察到波动性。

若由电场加速电子则 $\lambda = \frac{1.225}{\sqrt{U}} \text{ nm}$

四、不确定关系

微观物质粒子性与波动性的冲突使得,位置和动量无法
同时测准。

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{h}{2} = \frac{h}{4\pi}$$

五、波函数

波函数用于波动力学。

$$dW = |\psi(\vec{r}, t)|^2 dV = \psi \cdot \psi^*$$

dW 为空间中某点在某 t 出现的概率。

波函数必须满足:单值、有限、连续。

由于粒子必在空间中出现则

$$\iiint |\psi(\vec{r}, t)|^2 dx dy dz = 1$$

即 归一化条件