



# 第3章 媒质的电磁性质和边界条件

## 引言

### 一、导体

### 二、电介质

### 三、磁介质

### 四、媒质中的麦克斯韦方程组

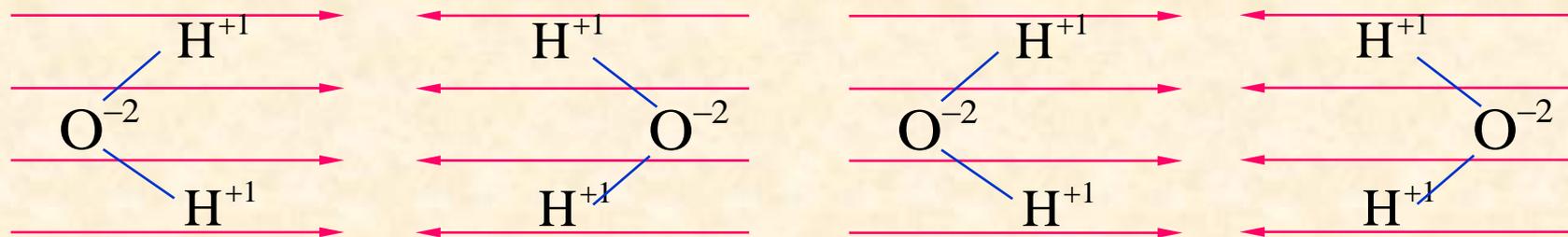
### 五、电磁场的边界条件



## 引言

## 微波炉的工作原理

- ❖ 微波炉是利用电磁波的能量来加热食物的。
- ❖ 微波炉由一个磁控管将电能转化为电磁波，然后照射到食物上。
- ❖ 食物被电磁场加热的原因：因为食物中含有水分子，而水分子具有一定的电偶极矩，在高频电磁场作用下，正负电荷将受到电场力的作用，电偶极矩发生迅速变化和旋转，使得水分子运动加剧，温度上升，熟化食物。





## 媒质在电磁场作用下可发生现象：

### ☺导体的传导现象：

在外电场的作用下，这些带电粒子将发生定向运动，形成电流。这种现象称为传导。能发生传导现象的材料称为导体。

### ☺电介质的极化现象：

这种在外加电场作用下，分子的电偶极矩将增大或发生转向的现象称为电介质的极化现象。

### ☺磁介质的磁化现象：

还有一些材料对磁场较敏感，例如螺丝刀在磁铁上放一会儿，螺丝刀就具有一定的磁性，能吸起小螺钉。这种现象称为磁化现象。能产生磁化现象的材料称为磁介质。



## 一、导体

1. 导体的定义：含有大量可以自由移动的带电粒子的物质。

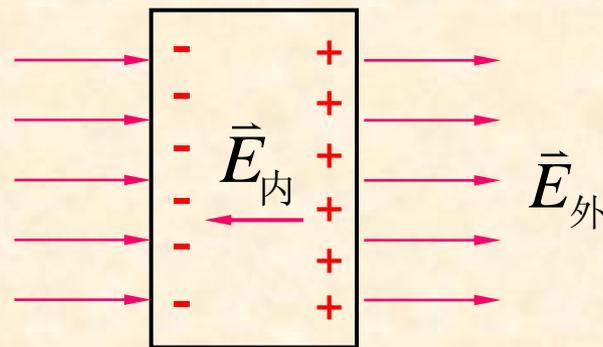
导体分为两种

- 金属导体：由自由电子导电。
- 电解质导体：由带电离子导电。

## 2. 静电场中的导体

静电平衡状态的特点演示

- (1) 导体为等位体；
- (2) 导体内部电场为零；
- (3) 导体表面的电场处处与导体表面垂直，切向电场为零 ( $\vec{E}_t = 0$ ) ；
- (4) 感应电荷只分布在导体表面上，导体内部感应电荷为零 ( $\rho_v = 0$ ) 。



### 3. 恒定电场中的导体

将一段导体与直流电源连接，则导体内部会存在恒定电场。

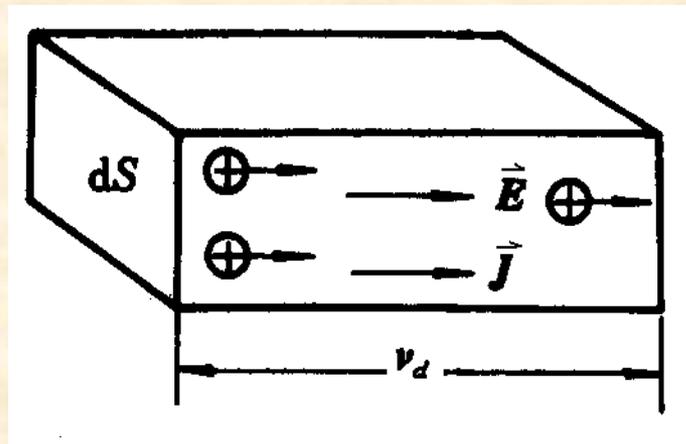
导体中的自由电子受到电场力的作用，逆电场方向运动。其平均电子速度称为漂移速度：

$$\vec{v}_d = -\mu_e \vec{E}$$

式中： $\mu_e$  称为电子的迁移率，  
其单位为  $(\text{m}^2/\text{V}\cdot\text{s})$ 。

故电流密度为： $\vec{J}_C = -N_e e \vec{v}_d$

可得： $\vec{J}_C = N_e e \mu_e \vec{E}$



如图：

单位时间内通过  $dS$  的  
电量为：

$$dq = -N_e e v_d dS$$

式中： $N_e$  为自由电子密度。



## 4. 导电材料的物态方程

$$\vec{J}_C = N_e e \mu_e \vec{E}$$

若设： $\sigma = \mu_e N_e e$   $\longrightarrow$  导体的电导率

则： $\vec{J}_C = \sigma \vec{E}$

描述导电材料的电磁特性的物态方程。



## 5. 导体的电导率

电导率是表征材料导电特性的一个物理量。

电导率除了与材料性质（如  $N_e$ ,  $\mu_e$ ）有关外，还与环境温度有关。

### (1) 导体材料：

随着温度的升高，金属电导率变小。有些导体在低温条件下电导率非常大，使电阻率趋向于零，变成超导体。

如铝在时 1.2K 时，就呈现超导状态。

### (2) 半导体材料： $\sigma = \mu_e N_e e + \mu_h N_h e$

随着温度的升高，电导率明显增大。

不同材料的电导率数据见教材上表3-1。



## 二、电介质

### 1. 电介质的特性

电介质是一种绝缘材料，在外电场作用下不能发生传导现象，可以发生极化现象。

电介质有多种形态：固态，液态和气态。

电介质分子可分为两类：

- 无极分子
- 有极分子

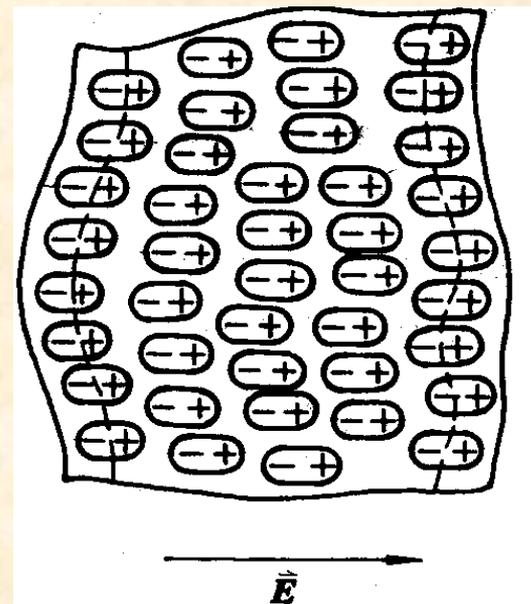
**无极分子：**当外电场不存在时，电介质中分子的正负电荷的“重心”是重合的。

**有极分子：**当外电场不存在时，电介质中的正负电荷“重心”不重合，因此每个分子可等效为一个电偶极子。



## 2、电介质的极化

定义：这种在外电场作用下，电介质中出现有序排列的电偶极子，表面上出现束缚电荷的现象，称为电介质的极化。



### (1)无极分子的极化：位移极化演示

在外电场作用下，由无极分子组成的电介质中，分子的正负电荷“重心”将发生相对位移，形成等效电偶极子。

### (2)有极分子的极化：转向极化演示

在外电场作用下，由有极分子组成的电介质，各分子的电偶极矩转向电场的方向。



### 3. 极化强度

**极化强度：**描述电介质极化程度的物理量。

**极化强度定义：**单位体积中分子电矩的矢量和。

设介质中任一小体积  $\Delta V$  中所有分子的电矩矢量和为  $\sum_i \vec{p}_i$ ，  
极化强度为：

$$\vec{P} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum_i \vec{p}_i}{\Delta V} \quad \text{极化强度的单位是 } \text{C/m}^2 \text{。}$$

介质中的每一点极化强度矢量与该点的电场强度成正比，即

$$\vec{P} = \chi_e \epsilon_0 \vec{E}$$

称为电极化系数。



## 4. 束缚电荷

电介质中体积  $V'$  内的全部电偶极子，在场点产生的电位：

$$\phi_A = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[ \oint_{S'} \frac{\vec{P} \cdot d\vec{S}'}{R} + \int_{V'} \frac{(-\nabla' \cdot \vec{P})}{R} dV' \right]$$

→ 束缚面电荷在场点产生的电位  
→ 束缚体电荷在场点产生的电位

其中：表面  $S'$  是体积  $V'$  的封闭界面。

束缚电荷的面密度为：  $\rho_{PS} = P_n = \vec{P} \cdot \hat{n}$

束缚电荷的体密度为：  $\rho_P = -\nabla \cdot \vec{P}$

若电介质中还存在自由电荷分布时，电介质中一点总的电位为：

$$\phi_A = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{V'} \frac{\rho_V + \rho_P}{R} dV' + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \oint_{S'} \frac{\rho_{PS}}{R} dS'$$



## 5. 电介质的物态方程

电介质极化后，场域中除了自由电荷之外，又多了束缚电荷，根据高斯定律：

$$\nabla \cdot (\varepsilon_0 \vec{E}) = \rho_V + \rho_P = \rho_V + (-\nabla \cdot \vec{P})$$

可得：  $\nabla \cdot (\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) = \rho_V$

定义一个新矢量：  $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$

已知：  $\vec{P} = \chi_e \varepsilon_0 \vec{E}$

$$\vec{D} = (1 + \chi_e) \varepsilon_0 \vec{E}$$

令：  $\varepsilon_r = 1 + \chi_e$

$$\vec{D} = \varepsilon_r \varepsilon_0 \vec{E}$$

电介质的物态方程

其中：  $\varepsilon_r$  称为相对介电常数。

材料的介电常数表示为：  $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$



高斯定律： $\nabla \cdot \vec{D} = \rho_V$

积分形式： $\oiint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = \int_V \rho_V dV$

结论：穿过任意封闭曲面的电通量，只与曲面中包围的自由电荷有关，而与介质的极化状况无关。

常见电介质的相对介电常数见教材上的表3-2。

## 6. 介质的击穿

**介质的击穿：**当电介质上的外加电场足够大时，束缚电荷有可能克服原子结构的吸引力，成为自由电荷。此时，介质呈现导体特性。

**击穿场强：**介质所能承受的最大电场强度。它在高压技术中是一个表征材料性能的重要参数。



**例1:** 点电荷  $Q$  位于介质球壳的球心，球壳内半径为  $R_1$ ，外半径为  $R_2$  球壳的相对介电常数为  $\epsilon_r$ ，壳内外为真空。

求：球壳中任一点的电位移矢量、电场强度、极化强度及电位。

**解:** 按题意该电场为球对称场，选球坐标系，用高斯定律

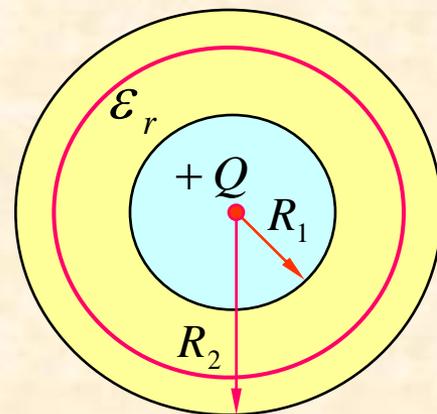
$$\oiint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = Q$$

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi D_R R^2 \sin\theta d\theta d\varphi = Q$$

所以： 
$$\vec{D} = \frac{Q}{4\pi R^2} \hat{a}_R$$

$$R > R_2: \quad \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} \quad \longrightarrow \quad \vec{E}_1 = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 R^2} \hat{a}_R$$

$$R_1 \leq R \leq R_2: \quad \vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad \longrightarrow \quad \vec{E}_2 = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon_r R^2} \hat{a}_R$$

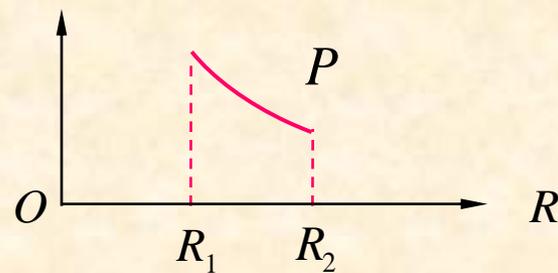
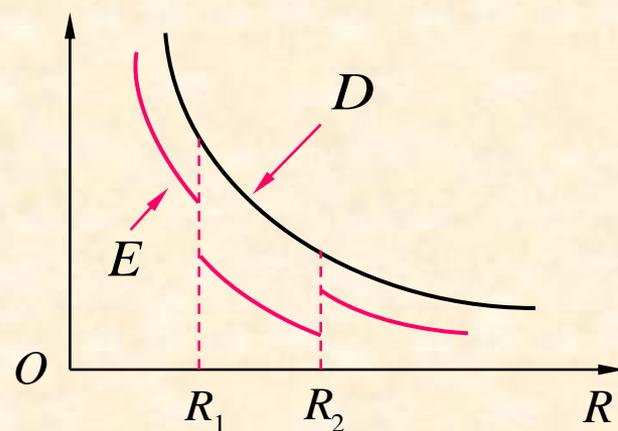
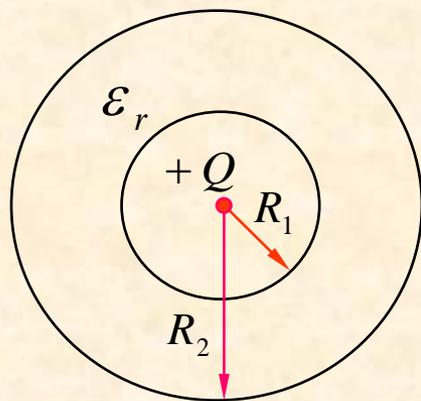




极化强度: 
$$\vec{P} = \vec{D} - \epsilon_0 \vec{E} = \left(1 - \frac{1}{\epsilon_r}\right) \frac{Q}{4\pi R^2} \hat{a}_R$$

电位: 
$$\phi = -\int_{\infty}^R \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\int_{\infty}^{R_2} E_{1R} dR - \int_{R_2}^R E_{2R} dR$$

$$= \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left[ \left(1 - \frac{1}{\epsilon_r}\right) \frac{1}{R_2} + \frac{1}{\epsilon_r R} \right]$$





## 三、磁介质

### 1. 什么是磁介质?

在外磁场作用下，呈现出明显磁性的物质称为磁介质。

原子磁矩：  
    { 电子轨道磁矩  
    { 电子自旋磁矩  
    { 原子核自旋磁矩

### 2. 磁介质的磁化 演示

在外磁场作用下，物质中的原子磁矩都将受到一个扭矩作用，所有原子磁矩都趋于和外磁场方向一致排列，结果对外产生磁效应，这种现象称为物质的磁化。



### 3. 磁化强度

磁化强度的定义：单位体积内，所有磁矩的矢量和。

$$\vec{M} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum \vec{m}_i}{\Delta V} \quad (\text{A/m})$$

磁介质被磁化后，磁介质中出现束缚电流。

$$\text{束缚电流面密度: } \vec{J}_{\text{mS}} = \vec{M} \times \vec{a}_n'$$

$$\text{束缚电流量密度: } \vec{J}_{\text{m}} = \nabla' \times \vec{M}$$

介质磁化后束缚电流在空间产生的矢量磁位：

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[ \int_{V'} \frac{\vec{J}_{\text{c}} + \vec{J}_{\text{m}}}{R} dV' + \oint_{S'} \frac{\vec{J}_{\text{mS}}}{R} dS' \right]$$

磁化强度与磁场强度之间存在线性关系：

$$\vec{M} = \chi_{\text{m}} \vec{H}$$



## 4. 磁介质的物态方程

根据全电流定律：
$$\nabla \times \left( \frac{\vec{B}}{\mu_0} \right) = \vec{J}_c + \vec{J}_m + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$
 已知：
$$\vec{J}_m = \nabla \times \vec{M}$$

$$\nabla \times \left( \frac{\vec{B}}{\mu_0} \right) = \vec{J}_c + \nabla \times \vec{M} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \left( \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \right) = \vec{J}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

磁介质中的磁场强度：
$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}$$
 已知：
$$\vec{M} = \chi_m \vec{H}$$

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0 (1 + \chi_m) \vec{H} \quad \text{令：} \mu_r = 1 + \chi_m$$

可得：
$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H}$$
  $\longrightarrow$  **磁介质的物态方程**

其中： $\mu_r$  称为相对磁导率。材料的磁导率表示为： $\mu = \mu_0 \mu_r$

常用材料的磁化率见教材上表3-3。



## 5. 磁介质的分类

磁介质可分为：抗磁质、顺磁质、铁磁质和亚铁磁质等。

(1) 抗磁质：其磁化率  $\chi_m$  为负，其相对磁导率略小于1，即

$$\mu_r = 1 + \chi_m < 1 \quad \text{且} \quad \mu_r \approx 1$$

如金、银和铜等属于抗磁质。

(2) 顺磁质：磁化率为正，相对磁导率略大于1，即

$$\mu_r = 1 + \chi_m > 1 \quad \text{且} \quad \mu_r \approx 1$$

如镁、锂和钨等属于顺磁质。

(3) 铁磁质：其磁化率非常大，其相对磁导率远大于1，即

$$\mu_r \gg 1 \quad \text{如铁、镍和钴等属于铁磁质。}$$

在铁磁性材料中，有许多小天然磁化区，称为**磁畴**。



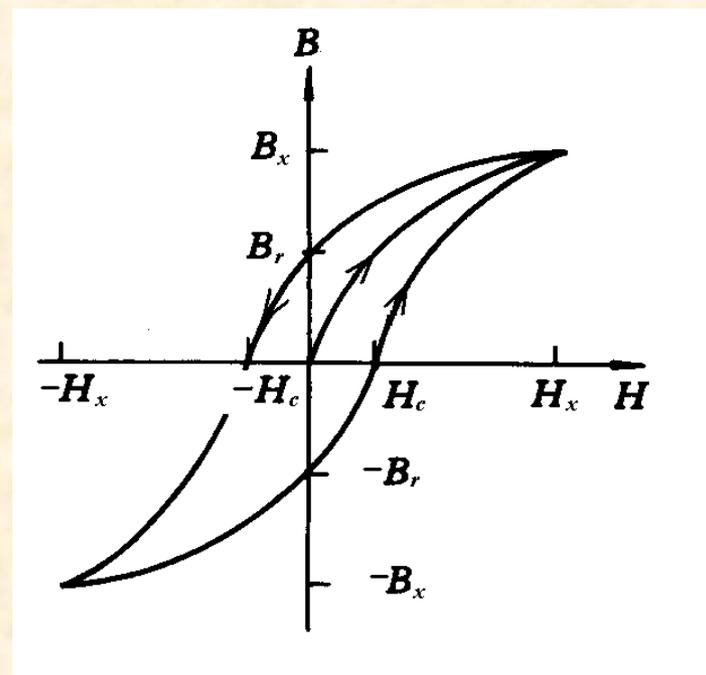
(4) **亚铁磁质**：由于部分反向磁矩的存在，其磁性比铁磁材料的要小，铁氧体属于一种亚铁磁质。

一些材料的相对磁导率和分类情况见教材上表3-4。

## 6. 剩余磁化

**剩余磁化**：铁磁性物质被磁化后，撤去外磁场，部分磁畴的取向仍保持一致，对外仍然呈现磁性。

铁磁材料的磁性和温度也有很大关系，超过某一温度值后，铁磁材料会失去磁性，这个温度称为居里点。



磁滞回线



**例2:** 某一各向同性材料的磁化率  $\chi_m = 2$  , 磁感应强度,

$$\vec{B} = 20y\hat{a}_x \text{ (mWb/m}^2\text{)}$$

**求:** 该材料的相对磁导率、磁导率、磁化电流密度、传导电流密度、磁化强度及磁场强度。

**解:** 根据关系式  $\mu_r = 1 + \chi_m$  得:  $\mu_r = 1 + 2 = 3$

及  $\mu = \mu_r \mu_0 = 3 \times 4\pi \times 10^{-7} = 3.77 \text{ (}\mu\text{H/m)}$

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu} = 5.31y\hat{a}_x \text{ (kA/m)}$$

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} = 2\vec{H} = 10.62y\hat{a}_x \text{ (kA/m)}$$

$$\vec{J}_m = \nabla \times \vec{M} = -\frac{\partial M_x}{\partial y} \hat{a}_z = -10.62\hat{a}_z \text{ (kA/m}^2\text{)}$$

$$\vec{J}_C = \nabla \times \vec{H} = -5.31\hat{a}_z \text{ (kA/m}^2\text{)}$$



## 四、媒质中的麦克斯韦方程组

积分形式

$$\oint_l \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_s (\vec{J}_C + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}) \cdot d\vec{S}$$

$$\oint_l \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \int_s \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$$

$$\oint_s \vec{D} \cdot d\vec{S} = \int_v \rho_v dV$$

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

$$\oint_s \vec{J}_C \cdot d\vec{S} = - \int_v \frac{\partial \rho_v}{\partial t} dV$$

微分形式

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_C + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_v$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0$$

$$\nabla \cdot \vec{J}_C = - \frac{\partial \rho_v}{\partial t}$$

三个物态方程:  $\vec{J}_C = \sigma \vec{E}$      $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$      $\vec{B} = \mu \vec{H}$

## 五、电磁场的边界条件

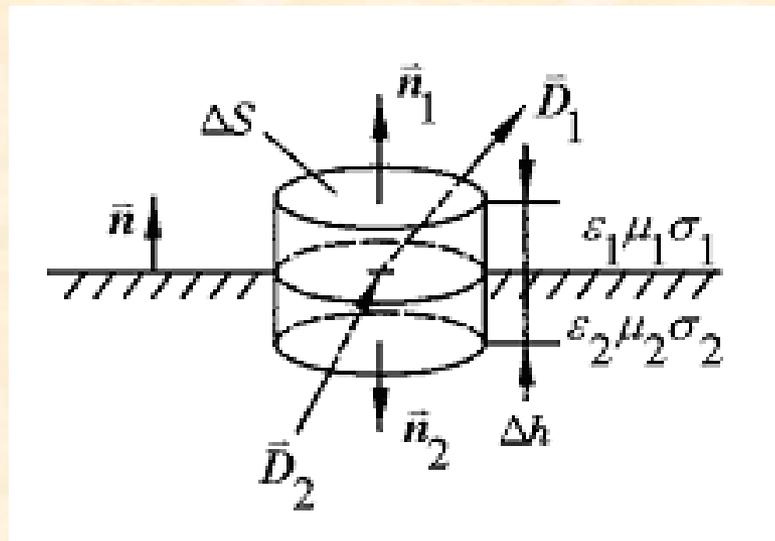
决定分界面两侧电磁场变化关系的方程称为边界条件。

### 1. 电场法向分量的边界条件

如图所示，在柱形闭合面上应用电场的高斯定律

$$\oiint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = \hat{n}_1 \cdot \vec{D}_1 \Delta S + \hat{n}_2 \cdot \vec{D}_2 \Delta S = \rho_s \Delta S$$

故：
$$\hat{n}_1 \cdot \vec{D}_1 + \hat{n}_2 \cdot \vec{D}_2 = \rho_s$$



若规定  $\hat{n}$  为从媒质 II 指向媒质 I 为正方向，则

$$\left\{ \begin{array}{l} \hat{n}_1 = \hat{n} \\ \hat{n}_2 = -\hat{n} \end{array} \right. \longrightarrow \hat{n} \cdot (\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = \rho_s$$

$$D_{1n} - D_{2n} = \rho_s$$

因为： $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$

$$\epsilon_1 \hat{n}_1 \cdot \vec{E}_1 + \epsilon_2 \hat{n}_2 \cdot \vec{E}_2 = \rho_s$$

$$\epsilon_1 E_{1n} - \epsilon_2 E_{2n} = \rho_s$$

## 2. 电场切向分量的边界条件

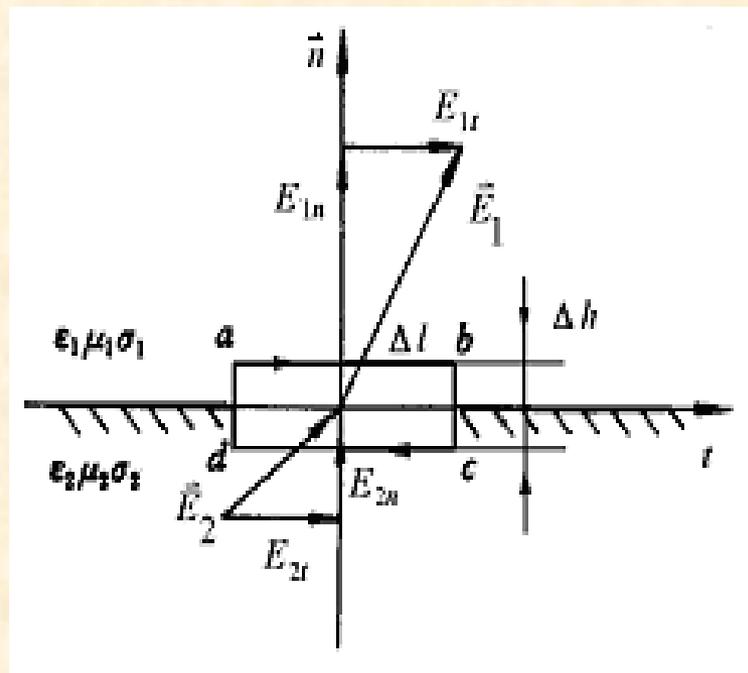
在两种媒质分界面上取一小的矩形闭合回路 $abcd$ , 在此回路上应用法拉第电磁感应定律

$$\oint_{\Gamma} \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$$

因为  $\oint_{\Gamma} \vec{E} \cdot d\vec{l} = E_{1t} \Delta l - E_{2t} \Delta l$

$$- \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \Delta l \Delta h = 0$$

故:  $E_{1t} = E_{2t}$  或  $\hat{n} \times (\vec{E}_1 - \vec{E}_2) = 0$



因为  $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$

$$\frac{D_{1t}}{\epsilon_1} = \frac{D_{2t}}{\epsilon_2}$$

该式表明, 在分界面上电场强度的切向分量总是连续的。

若媒质 II 为理想导体时:  $E_{1t} = 0$  理想导体表面没有切向电场。



### 3. 标量电位的边界条件

在两种媒质分界面上取两点，分别为A和B，如图，从标量电位的物理意义出发

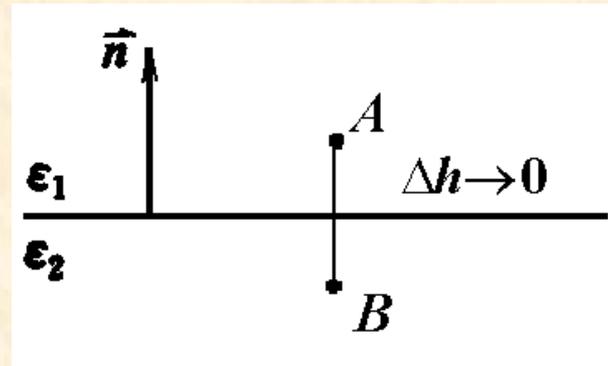
$$\phi_A - \phi_B = \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{l} = E_{1n} \frac{\Delta h}{2} + E_{2n} \frac{\Delta h}{2}$$

$$\phi_A - \phi_B = 0$$

$$\phi_A = \phi_B$$

故：
$$\phi_1|_S = \phi_2|_S$$

该式表明：在两种媒质分界面处，标量电位是连续的。



因为： $\vec{E} = -\nabla \phi$

$$D_{1n} - D_{2n} = \rho_S$$

$$\epsilon_2 \left. \frac{\partial \phi_2}{\partial n} \right|_S - \epsilon_1 \left. \frac{\partial \phi_1}{\partial n} \right|_S = \rho_S$$

在理想导体表面上：

$$\phi|_S = C \text{ (常数)}$$

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial n} \right|_S = \frac{\rho_S}{\epsilon}$$



## 4. 磁场法向分量的边界条件

在两种媒质分界面处做一小柱形闭合面，如图  $\Delta h \rightarrow 0$

在该闭合面上应用磁场的高斯定律

$$\oiint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = \vec{n} \cdot \vec{B}_1 \Delta S - \vec{n} \cdot \vec{B}_2 \Delta S = 0$$

则：
$$B_{1n} = B_{2n}$$

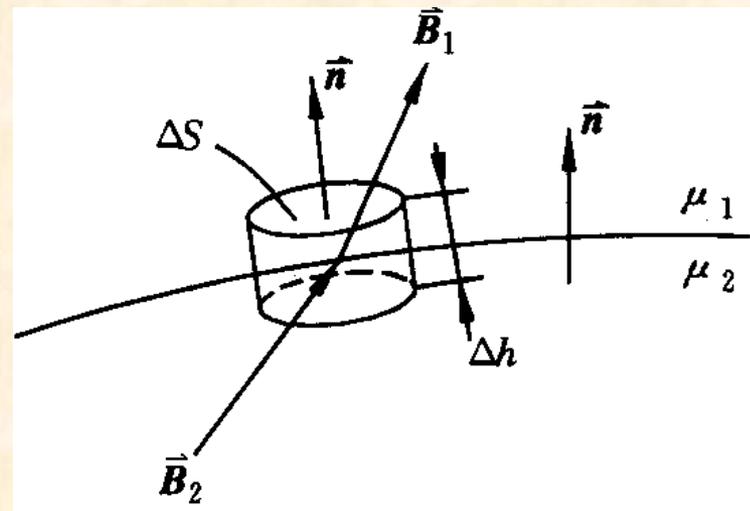
该式表明：磁感应强度的法向分量在分界面处是连续的。

因为  $\vec{B} = \mu \vec{H} \longrightarrow \mu_1 H_{1n} = \mu_2 H_{2n}$

若媒质 II 为理想导体时，由于理想导体中的磁感应强度为零，

故：
$$B_{1n} = 0$$

因此，理想导体表面上只有切向磁场，没有法向磁场。



### 5. 磁场切向分量的边界条件

在两种媒质分界面处做一小矩形闭合环路，如图  $\Delta h \rightarrow 0$

在此环路上应用安培环路定律

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = I$$

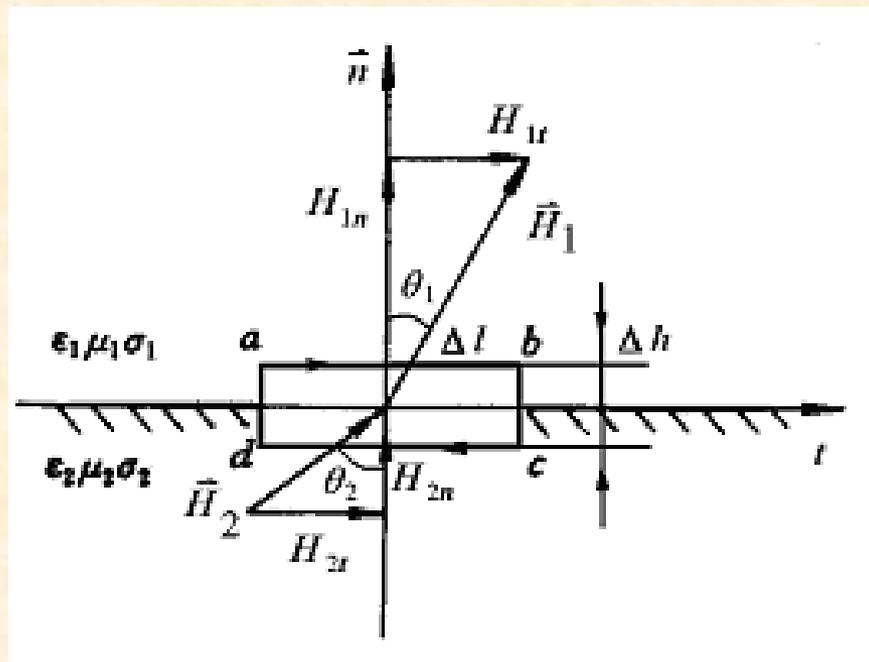
$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = H_{1t} \Delta l - H_{2t} \Delta l$$

$$I = J_S \Delta l$$

于是：
$$H_{1t} - H_{2t} = J_S$$
 或：
$$\hat{n} \times (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) = \vec{J}_S$$

$$\frac{B_{1t}}{\mu_1} - \frac{B_{2t}}{\mu_2} = J_S$$

$$\frac{\tan \theta_1}{\tan \theta_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2} \quad \text{若: } \mu_2 \rightarrow \infty \quad \longrightarrow \quad \theta_1 = 0$$



即：在理想铁磁质表面上只有法向磁场，没有切向磁场。



## 6. 矢量磁位的边界条件

矢量磁位在分界面处也应是连续的，即  $\bar{A}_1|_S = \bar{A}_2|_S$

$$\frac{1}{\mu_1} (\nabla \times \bar{A}_1)_t - \frac{1}{\mu_2} (\nabla \times \bar{A}_2)_t = J_S$$

## 7. 标量磁位的边界条件

在无源区域，安培环路定律的积分和微分形式为：

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = 0 \quad \nabla \times \vec{H} = 0$$

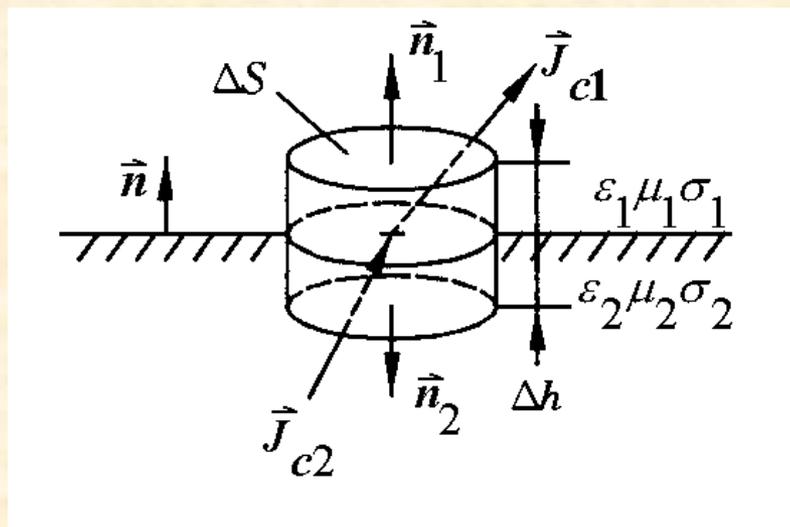
引入一标量函数  $\phi_m$ ，令  $\vec{H} = -\nabla \phi_m$  标量磁位

根据标量磁位定义和磁场的边界条件可得：

$$\phi_{m1}|_S = \phi_{m2}|_S \quad \text{和} \quad \mu_1 \frac{\partial \phi_{m1}}{\partial n} \Big|_S = \mu_2 \frac{\partial \phi_{m2}}{\partial n} \Big|_S$$

## 8. 电流密度的边界条件

在两种导电媒质分界面处做一小柱形闭合面。如图  $\Delta h \rightarrow 0$



根据电流连续性方程

$$\oint_S \vec{J}_C \cdot d\vec{S} = - \int_V \frac{\partial \rho_V}{\partial t} dV$$

$$\oint_S \vec{J}_C \cdot d\vec{S} = J_{1n} \Delta S - J_{2n} \Delta S$$

$$\int_V \frac{\partial \rho_V}{\partial t} dV = \frac{\partial \rho_S}{\partial t} \Delta S$$

$$\int_V \frac{\partial \rho_V}{\partial t} dV = \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho_V dV = \frac{\partial Q}{\partial t}$$

$$Q = \rho_S \cdot \Delta S$$

得:  $J_{1n} - J_{2n} = - \frac{\partial \rho_S}{\partial t}$  或  $\hat{n} \cdot (\vec{J}_1 - \vec{J}_2) = - \frac{\partial \rho_S}{\partial t}$

根据:  $\vec{J}_C = \sigma \vec{E}$   $E_{1t} = E_{2t}$   $\rightarrow$   $\frac{J_{1t}}{\sigma_1} = \frac{J_{2t}}{\sigma_2}$  或  $\hat{n} \times \left[ \frac{\vec{J}_1}{\sigma_1} - \frac{\vec{J}_2}{\sigma_2} \right] = 0$



电磁场中各参量的边界条件，归纳如下。

标量形式

矢量形式

$$D_{1n} - D_{2n} = \rho_s$$

$$\hat{n} \cdot (\bar{D}_1 - \bar{D}_2) = \rho_s$$

$$E_{1t} = E_{2t}$$

$$\hat{n} \times (\bar{E}_1 - \bar{E}_2) = 0$$

$$B_{1n} = B_{2n}$$

$$\hat{n} \cdot (\bar{B}_1 - \bar{B}_2) = 0$$

$$H_{1t} - H_{2t} = J_s$$

$$\hat{n} \times (\bar{H}_1 - \bar{H}_2) = \bar{J}_s$$

$$J_{1n} - J_{2n} = -\frac{\partial \rho_s}{\partial t}$$

$$\hat{n} \cdot (\bar{J}_1 - \bar{J}_2) = -\frac{\partial \rho_s}{\partial t}$$

$$\frac{J_{1t}}{\sigma_1} = \frac{J_{2t}}{\sigma_2}$$

$$\hat{n} \times \left( \frac{\bar{J}_1}{\sigma_1} - \frac{\bar{J}_2}{\sigma_2} \right) = 0$$

$$\phi_1|_S = \phi_2|_S$$

$$\bar{A}_1|_S = \bar{A}_2|_S$$

$$\epsilon_1 \frac{\partial \phi_1}{\partial n} \Big|_S - \epsilon_2 \frac{\partial \phi_2}{\partial n} \Big|_S = \rho_s$$



## 注意:

应用这些边界条件时，必须牢记以下性质：

- (1) 在理想导体(  $\sigma = \infty$  )内部的电磁场为零，理想导体表面存在  $\rho_S$  和  $J_S$  。
- (2) 在导电媒质(  $\sigma < \infty$  )内部的电磁场不为零，分界面上存在  $\rho_S$  但  $J_S$  为零。
- (3) 在理想介质(  $\sigma = 0$  )内部的电磁场不为零，分界面上  $J_S$  为零，如果不是特意放置， $\rho_S$  也为零。