

电子与信息科学

基础课程手册

——基本理论

概念和方法

下 册

北京师范大学出版社

电子与信息科学基础课程手册

——基本理论、概念和方法

下 册

本 社 编

北 京 师 范 大 学 出 版 社

电子与信息科学基础课程手册

——基本理论、概念和方法

本社编

•

北京师范大学出版社出版

新华书店北京发行所发行

国营五二三厂印刷

•

开本：850×1168 1/32 印张：37.875 字数：948 千

1985 年 7 月第 1 版 1985 年 7 月第 1 次印刷

印数：1—16,500

统一书号：13243·62 定价：8.60 元

第六篇 微波原理与技术

第一章 电磁场理论

1-1 静电场的性质及其基本方程式

1-1-1 静电场的基本方程式 它可由以下两项定理给出:

1. 高斯定理 在真空中的静电场内沿任意一个闭合曲面 S , 电场强度 $\mathbf{E}$ 的曲面积分等于 S 内所包含的电量除以真空的介电常数 ϵ_0 。如 S 内有 n 个电荷 $q_i (i=1, 2, \dots)$ 则可写成

$$\oint \epsilon_0 \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \sum_i q_i$$

(1-1)

当电场中存在介质时, 介质受电场作用发生极化, (1-1) 式要加以修改, 为此定义电介质的极化强度 $\mathbf{P}$, 它等于单位体积内的总偶极矩。实验证实对于均匀各向同性的电介质, $\mathbf{P}$ 与 $\mathbf{E}$ 成正比。

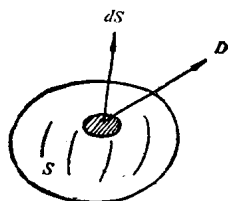


图 1-1 高斯定理

$$\mathbf{P} = \chi_e \epsilon_0 \mathbf{E} \quad (1-2)$$

χ_e 为介质的极化率。我们再定义电位移向量

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \epsilon_0 (1 + \chi_e) \mathbf{E} = \epsilon \mathbf{E} \quad (1-3)$$

ϵ 为电介质的介电常数, $\mathbf{D}$ 也称作电通量密度。

对于介质中的电场, (1-1) 式改写为

$$\oint \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \oint \epsilon \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \sum_i q_i \quad (1-4)$$

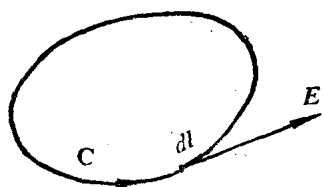
(1-4) 式称为介质中的高斯定律(式中 q_i 为自由电荷), 而(1-1)式则为真空中的高斯定律. 如果 S 内的电荷 q 以体密度 ρ 分布于体积之中, 则(1-1)或(1-4)式还可写成微分形式:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (1-5)$$

在均匀各向同性的媒质中(1-5)式可写成:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (1-6)$$

2. 静电场的无旋性定理 在静电场中, 电场强度 $\mathbf{E}$ 沿任一闭合曲线 C 的曲线积分恒为零.



$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = 0 \quad (1-7)$$

写成微分形式:

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (1-8)$$

图 1-2 静电场的无旋性定理
由于静电场 $\mathbf{E}$ 为无旋场, 所以可以定义空间中任一点 P 的电位 ϕ_P 为:

由于静电场 $\mathbf{E}$ 为无旋场, 所以可以定义空间中任一点 P 的电位 ϕ_P 为:

$$\phi_P = - \int_{\infty}^P \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} \quad (1-9)$$

(1-7) 式可写成微分形式

$$\mathbf{E} = - \nabla \phi \quad (1-10)$$

即电场强度为电位 ϕ 的负梯度, 静电场为电位 ϕ 的位场.

1-1-2 泊松方程式与拉普拉斯方程式 由公式(1-6)及(1-10)可以导出:

$$\nabla^2 \phi = \Delta \phi = - \frac{\rho}{\epsilon} \quad (1-11)$$

方程式(1-11)称之为泊松方程式. 在无电荷存在的空间中, 即无源空间中 $\rho = 0$, 则有

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (1-12)$$

$$\mathbf{F}_e = \int_V \rho \mathbf{E} dv \quad (1-19)$$

对于点电荷 q 则有

$$\mathbf{F}_e = q\mathbf{E} \quad (1-20)$$

所以电场强度 $\mathbf{E}$ 是电场内单位正电荷所受的力。

1-1-4 导体系统的静电场 一个孤独导体上的电位 ϕ 与它所携带的电量 q 成正比，比值

$$C = \frac{q}{\phi} \quad (1-21)$$

称为该导体的电容。这里假定了无穷远为零电位。两个导体时，导体上所带的电量分别为 $\pm q$ ，上式中的 ϕ 可代以 V ， V 为两导体之间的电位差。

n 个导体时，导体的电位和电荷分别为 ϕ_i 和 q_i ($i = 1, 2, \dots, n$)。则有关系式

$$\begin{aligned} \phi_r &= \sum_{i=1}^n p_{ri} q_i \\ q_r &= \sum_{i=1}^n \beta_{ri} \phi_i \quad (r = 1, 2, \dots, n) \end{aligned} \quad (1-22)$$

式中 p_{ri} 为电位系数， β_{ri} 为电容系数。

n 个导体系统的静电能量 W_e 可以写成

$$W_e = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n q_i \phi_i \quad (1-23)$$

导体系统中的任一导体沿某一广义坐标 θ_i 方向所受的广义力 $F_{\theta i}$ (静电力)，当各导体上电荷 q_i 保持不变时为

$$F_{\theta i} = - \left. \frac{\partial W_e}{\partial \theta_i} \right|_{q=\text{const.}} \quad (1-24)$$

如果导体上的电位 ϕ_i 保持不变时，则为

$$F_{\theta i} = \frac{\partial W_e}{\partial \theta_i} \Big|_{\phi = \text{const.}} \quad (1-25)$$

且二者应相等。

1-2 恒定电流场

1-2-1 恒定电流场的基本方程式 恒定电流场也是电场强度 $\mathbf{E}$ 的无旋场，它也是电位 ϕ 的位场。

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad \mathbf{E} = -\nabla \phi \quad (1-26)$$

1-2-2 微分形式的欧姆定律与焦耳定律 在导电媒质中，电流密度向量 $\mathbf{J}$ 与电场强度 $\mathbf{E}$ 之间满足微分形式的欧姆定律

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (1-27)$$

σ 称为媒质的导电率，当媒质的 $\sigma \rightarrow \infty$ 时，该媒质称为理想导体。

导电媒质中的电流密度 $\mathbf{J}$ 每秒产生的热损耗 P 为

$$P = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = \sigma \mathbf{E}^2 = \frac{\mathbf{J}^2}{\sigma} \quad (1-28)$$

(1-28) 式称为微分形式的焦耳定律。

1-2-3 电荷守恒定律 由任一闭合面 S 流出去的总电流应等于该面内电荷的减少率。即

$$I = \oint \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S} = -\frac{\partial q}{\partial t} \quad (1-29)$$

对于恒定电流场 $\frac{\partial q}{\partial t} = 0$ ，则有

$$\oint \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S} = 0 \quad (1-30)$$

其微分形式可写成：

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (1-31)$$

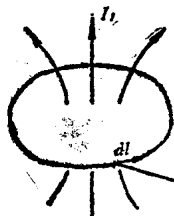
由 (1-26)，(1-27) 及 (1-31) 式，在电流源除外的恒定电流场内，电位 ϕ 满足拉普拉斯方程式

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (1-32)$$

1-2-4 静电比拟法 导电媒质中的恒定电流场与导体外的静电场其相应的物理量, 基本方程式及边界条件之间存在着对偶关系。其对偶量为: $\mathbf{D}$ 与 $\mathbf{J}$ 对偶, ε 与 σ 对偶。因此, 当一个静电场问题与一个恒定电流场问题具有相同的边界条件时, 则两个场必有相同的解。

1-3 恒定电流的磁场

1-3-1 安培环路定律 在真空磁场中沿任意闭合曲线 C , 磁通密度 $\mathbf{B}$ 的曲线积分等于路径 C 所链绕的电流 I_i 的代数和乘以真空的导磁系数 μ_0 , 即



$$\oint_C \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 \sum_i I_i \quad (1-33)$$

电流 I_i 的正方向与积分路径 C 之间的关系由右手螺旋方向规定。写成微分形式

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (1-34)$$

即电流是磁场的旋涡源。

1-3-2 磁化强度、磁通密度、磁场强度 媒质在磁场作用下会产生磁化, 磁化强度 $\mathbf{M}$ 为单位体积内的总磁矩。 $\mathbf{M}$ 与磁场强度 $\mathbf{H}$ 成正比。

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H} \quad (1-35)$$

χ 称为磁介质的磁化率, 是一无量纲的常数。对于顺磁物质 χ 为正, 对于抗磁物质 χ 为负。对于真空 $\chi = 0$ 。

磁介质在磁场的作用下会产生宏观的磁化电流密度 $\mathbf{J}_M$, $\mathbf{J}_M$ 与 $\mathbf{M}$ 有关系式

$$\mathbf{J}_M = \nabla \times \mathbf{M} \quad (1-36)$$

$$\text{定义 } \mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{M} \quad (1-37)$$

H 称为磁场强度。由 (1-34)、(1-36) 及 (1-37) 式得

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} - \mathbf{J}_M = \mathbf{J}_f \quad (1-38)$$

$\mathbf{J}$ 为总电流密度, $\mathbf{J}_f$ 为传导电流密度。由上式, 可见磁化强度 $\mathbf{H}$ 的旋涡源只是传导电流。

1-3-3 向量磁位 $\mathbf{A}$ 由 $\mathbf{B}$ 的性质可定义

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (1-39)$$

此外还可加上条件

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0 \quad (1-40)$$

于是 $\mathbf{A}$ 满足向量泊松方程式

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{J} \quad (1-41)$$

$\mathbf{A}$ 称为磁场的向量磁位。由 (1-41) 式 $\mathbf{A}$ 的解为:

$$\mathbf{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int \frac{\mathbf{J}}{r} d\tau \quad (1-42)$$

$$\mathbf{B} = \frac{\mu}{4\pi} \int \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{r}}{r^3} d\tau \quad (1-43)$$

1-3-4 磁通连续性原理 在磁场中磁通密度 $\mathbf{B}$ 的曲面积分恒为零

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0 \quad (1-44)$$

写成微分形式

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1-45)$$

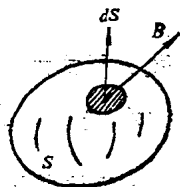


图 1-4 磁通连续性原理

1-3-5 磁场中的能量与力 磁场中每单位体积储存的场能

$$w_m = \frac{1}{2} \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} = \frac{1}{2} \mu H^2 \quad (1-46)$$

w_m 称为磁能密度。

如果体积 τ 内有电流密度 $\mathbf{J}$, 在磁场 $\mathbf{B}$ 内体积 τ 所受的磁场力 $\mathbf{F}_m$ 为

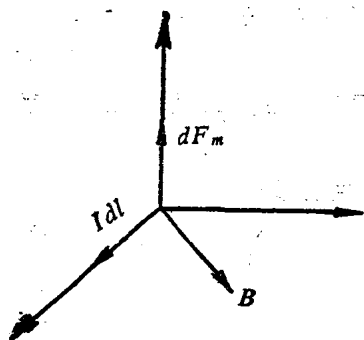


图 1-5 洛伦兹力

$$\mathbf{F}_m = \int \mathbf{J} \times \mathbf{B} d\tau \quad (1-47)$$

如果体积 τ 是一个很小的电流元 Idl 则磁场力

$$d\mathbf{F}_m = Idl \times \mathbf{B} \quad (1-48)$$

这三者之间的方向关系参见图 (1-5)。如果电流 I 是电荷 q 以速度 $\mathbf{u}$ 运动所产生, 则 (1-48)

还可写成

$$d\mathbf{F}_m = q\mathbf{u} \times \mathbf{B} \quad (1-49)$$

磁场 $\mathbf{B}$ 对于运动电荷 q 的作用力称为洛伦兹力。

1-4 时变电磁场

1-4-1 电磁感应及位移电流 穿过由闭合曲线 C 所限定的曲面 S 的磁通量 ψ 发生变化时, 则产生感应电场 $\mathbf{E}$, 且

$$\oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d}{dt} \iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} \quad (1-50)$$

(1-50) 的微分形式为:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1-51)$$

电荷守恒定律可写成:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (1-52)$$

由高斯定理 $\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho$, (1-52) 式还可写成

$$\nabla \cdot \left(\mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) = 0 \quad (1-53)$$

可见 $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ 与 $\mathbf{J}$ 是同等的物理量。 $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ 称为位移电流, 麦克斯韦把

恒定电流磁场的安培环路定律 $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}$ 的右端再加上位移电流一项, 即认为位移电流与传导电流一样具有磁效应。

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1-54)$$

1-4-2 麦克斯韦方程式 麦克斯韦方程式是描述宏观电磁现象的基本规律, 它由两个旋度方程 (称为麦克斯韦第一和第二方程式) 及两个散度方程组成。

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1-55a)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1-55b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (1-55c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1-55d)$$

此外还有描述物质性质的三个物性方程式

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad \mathbf{P} = \epsilon_0 \chi_e \mathbf{E} \quad (1-56a)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M}, \quad \mathbf{M} = \mu_0 \chi_m \mathbf{H} \quad (1-56b)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (1-56c)$$

还应补充上电磁场作用于运动电荷上的洛伦兹力方程

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (1-57)$$

(1-55) 至 (1-57) 是描述宏观电磁相互作用的完整方程组。

1-4-3 边界条件 当电磁场内有不同媒质的分界面时, 在媒质 1 与媒质 2 的分界面上, 各场量满足如下边界条件:

1. 电场强度 $\mathbf{E}$ 的切向分量连续

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = 0 \quad (1-58a)$$

2. 电位移向量 $\mathbf{D}$ 的法向量在边界面上的突变量等于该边界面上的自由面电荷密度 σ

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) = \sigma \quad (1-58b)$$

3. 磁通密度的法向分量连续

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) = 0 \quad (1-58c)$$

4. 磁场强度 $\mathbf{H}$ 的切向分量在边界面上的突变量等于该边界面上的面电流密度 $\mathbf{J}_s$,

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = \mathbf{J}_s \quad (1-58d)$$

1-5 电磁波

1-5-1 波动方程式 在无源空间中 $\mathbf{J} = 0$, $\rho = 0$, 于是由 (1-55) 及 (1-56) 式可得到方程式

$$\begin{aligned} \nabla^2 \mathbf{E} &= \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \\ \nabla^2 \mathbf{H} &= \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (1-59)$$

此即波动方程, 它描述了电磁波的传播, 其传播速度 $c = 1/\sqrt{\epsilon\mu}$, 对于真空 $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0} = 2.997925 \times 10^8 \text{ m/s}$, 等于真空中的光速。

1-5-2 坡印亭向量、电磁场中的能量流 电磁场中的能量密度 $w = w_e + w_m = \frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \frac{1}{2} \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}$, 此外由麦克斯韦方程式还可导出方程式

$$\begin{aligned} -\frac{\partial w}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial t} \left[\left(\frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \frac{1}{2} \mathbf{B} \cdot \mathbf{H} \right) d\tau \right] \\ &= \int \sigma \mathbf{E}^2 d\tau + \int (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{S} \end{aligned} \quad (1-60)$$

令 $\mathbf{P} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ 为坡印亭向量, 它表示单位时间由体积 τ 内穿过界面 S 上的单位面积所流出的电磁能量。故 $\mathbf{P}$ 也称为电磁场中的能流向量。(1-60) 式左端表示体积 τ 内能量的减少率, 它等于体积 τ 内耗散的焦耳功率以及穿过界面 S 辐射出去的电磁能量。此即电磁场中的能量守恒定律。

1-5-3 辐射 变化的电荷 $\rho(\mathbf{r}', t)$ 或变化的电流 $\mathbf{J}(\mathbf{r}', t)$ 会产生电磁辐射。可以引用标量位 ϕ 及量位 $\mathbf{A}$ 来描述电磁场。

它们与 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{B}$ 之间的变换关系为: $\mathbf{E} = -\nabla\phi - \frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t}$, $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$.

以外 $\mathbf{A}$ 、 ϕ 之间还存在关系式 $\nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{1}{C^2} \frac{\partial\phi}{\partial t} = 0$, 称为洛伦兹条件。可以导出 $\mathbf{A}$ 、 ϕ 满足非齐次波动方程式:

$$\begin{aligned}\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} &= -\mu \mathbf{J} \\ \nabla^2 \phi - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} &= -\frac{\rho}{\varepsilon}\end{aligned}\quad (1-61)$$

其解为:

$$\begin{aligned}\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) &= \frac{\mu}{4\pi} \int \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}', t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau' \\ \phi(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{4\pi\varepsilon} \int \frac{\rho(\mathbf{r}', t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau'\end{aligned}\quad (1-62)$$

由 (1-62) 式可以看出源 $\mathbf{J}$ 和 ρ 对场 $\mathbf{A}$ 和 ϕ 的影响不是超距作用的, 而是以一个有限速度 c 传过去的, $\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c}$ 称为推迟时间。

1-6 电磁波的传播

1-6-1 平面波 如果电磁波只沿着一个方向传播 (例如 Z 轴), 且在垂直于传播方向的平面上, 场量 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 均无变化, 则这种电磁波称为平面波。此时波动方程化为两组方程, 一组为:

$$\begin{cases} \varepsilon\mu \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} \\ \varepsilon\mu \frac{\partial^2 H_y}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} \end{cases}\quad (1-63a)$$

另一组为

$$\begin{cases} \varepsilon\mu \frac{\partial^2 E_Y}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 E_Y}{\partial Z^2} \\ \varepsilon\mu \frac{\partial^2 H_X}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 H_X}{\partial Z^2} \end{cases} \quad (1-63b)$$

这是两组彼此独立的方程组，它们的解也彼此无关，我们可以分开来研究。方程 (1-63a) 有解为：

$$\begin{cases} E_X = E_m e^{(j\omega t - kZ)} \\ H_Y = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E_m e^{(j\omega t - kZ)} \end{cases} \quad (1-64)$$

式中 $k = \omega\sqrt{\mu\varepsilon}$ 为波的传播常数。电场在 x 方向振动的波称之为 x 方向线极化波，且电场 $\mathbf{E}$ 与磁场 $\mathbf{H}$ 相互垂直。方程组 (1-63b) 的解与 (1-64) 有类似的形式，但电场在 y 方向振动故称之为 y 方向线极化波。对于平面波，磁场能量密度等于电场能量密度 $w_e = \frac{1}{2} \varepsilon \mathbf{E}^2 = \frac{1}{2} \mu \mathbf{H}^2 = w_m$ ，且 $\mathbf{E}$ 与 $\mathbf{H}$ 之比为一常数

$$|\mathbf{E}|/|\mathbf{H}| = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = \eta, \quad \eta \text{ 为波阻抗。对于真空 } \eta = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 377\Omega。$$

1-6-2 导电媒质中的电磁波 导电媒质的电性质可用一复

数介电常数 $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon'' = \varepsilon' - j\frac{\sigma}{\omega}$ 表示， ε' 为其实部， ε'' 为其虚

部。传播常数 $k = k' + jk'' = \omega\sqrt{\mu(\varepsilon' - j\varepsilon'')}$ 其实部

$$k' = (\sqrt{(\omega^2\varepsilon\mu)^2 + \omega^2\sigma^2\mu^2} - \omega^2\varepsilon\mu)^{1/2} / \sqrt{2} \quad (1-65a)$$

其虚部为：

$$k'' = (\sqrt{(\omega^2\varepsilon\mu)^2 + \omega^2\sigma^2\mu^2} + \omega^2\varepsilon\mu)^{1/2} / \sqrt{2} \quad (1-65b)$$

k' 称为位相常数， k'' 称为衰减常数。对于大多数良导体 $k' \sim k''$ ，所以传播常数 k 为

$$k = k' + jk'' = \frac{1+j}{\sqrt{2}} \sqrt{\sigma\mu\omega} \quad (1-66)$$

对于良导体, k' 和 k'' 的值均很大, 故电磁波在良导体内衰减很快, 相速也很低。高频电磁场不能透入导体内部, 只能存在于导体的表层上, 这一效应称为集肤效应。我们可以用衰减常数 k'' 的倒数来度量透入深度 d 的大小

$$d = 1/k'' = \sqrt{\frac{2}{\sigma\mu\omega}} \quad (1-67)$$

1-6-3 横电磁波 (TEM 波), 横电波 (TE 波), 横磁波 (TM 波) 除了平面波外, 研究电磁波沿导波装置传播时, 还常常遇到横电磁波, 横电波和横磁波。

对于导行波 (例如沿 Z 轴行进的导行波)。

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m e^{j\omega t - \gamma z} \quad (1-68)$$

由麦克斯韦方程式可证, 其场的横向分量可以用纵向分量 (E_z , H_z) 表示出来。

$$\begin{aligned} E_x &= -\frac{1}{k_c^2} \left(\gamma \frac{\partial E_z}{\partial x} + j\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \\ E_y &= -\frac{1}{k_c^2} \left(-\gamma \frac{\partial E_z}{\partial y} + j\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ H_x &= -\frac{1}{k_c^2} \left(j\omega\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial y} - \gamma \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ H_y &= -\frac{1}{k_c^2} \left(j\omega\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial x} + \gamma \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (1-69)$$

式中

$$k_c^2 = \gamma^2 + k^2 = r^2 + \omega^2\mu\varepsilon \quad (1-70)$$

按照 (1-69) 式, 可以把电磁波分为三类:

1. TEM 波 即横电磁波, 场量 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 的振动方向与传播方向垂直。场无纵向分量 ($E_z = H_z = 0$)。由 (1-69) 式, 横向场分量不为零的条件是 $k_c^2 = \gamma^2 + k^2 = 0$, 则由 (1-70) 式 $\gamma = jk = j\omega\sqrt{\mu\varepsilon}$, 因而波的相速 $v_p = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}}$ 等于该媒质中的光

速, v_p 与频率无关, 波传播时无色散。

2. TE 波 即横电波。它不是完全的横波, 其 $E_z = 0$, $H_z \neq 0$, 沿着波的传播方向有场量的振动。但电场 $\mathbf{E}$ 只有横向分量而无纵向分量故称横电波, 有时也称磁波 (H 波)。由 (1-70) 式: $\gamma^2 = k_c^2 - \omega^2 \mu \epsilon$, 对于某些频率 $\omega^2 \mu \epsilon \leq k_c^2$, γ 为实数, 波不能传播。而当 $\omega^2 \mu \epsilon > k_c^2$ 时, γ 为虚数, (1-68) 式代表一个行波, 波能传播。此时系统所能传播的波的最低频率称为截止频率。波的相速大于光速, 且与频率有关, 有色散效应。

3. TM 波 即横磁波也称电波 (E 波)。 $H_z = 0$, $E_z \neq 0$, 沿波的传播方向上有电场的振动, 磁场的方向全位于横截面上。它也不是完全的横波。波的传播性质与 TE 波类似。

1-7 电磁波的反射、折射与衍射

1-7-1 反射和折射 电磁波在不同介质分界面上产生反射和折射, 令 θ_i 、 θ_r 、 θ_t 表示入射波、反射波和折射波与法线 n 之间的夹角, 则入射角 θ_i , 反射角 θ_r , 折射角 θ_t 有如下关系式

$$\begin{cases} \theta_i = \theta_r \\ \sin \theta_i / \sin \theta_t = \sqrt{\epsilon_2 \mu_2} / \sqrt{\epsilon_1 \mu_1} = \frac{c_1}{c_2} = n_{12} \end{cases} \quad (1-71)$$

此处 c_1 , c_2 分别为媒质 1 和媒质 2 中的光速, n_{12} 为媒质 2 对媒质 1 的折射系数。(1-71) 式即光学中的斯耐尔折射定律。

入射波的振幅 $|E_i|$, 反射波的振幅 $|E_r|$ 及折射波的振幅 $|E_t|$ 之间有关系:

对于水平极化波

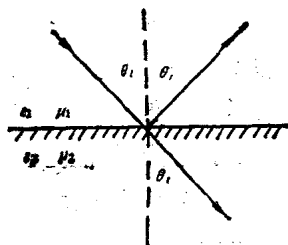


图 1-6 电磁波的反射和折射