

对电磁波从辐射近区到远区特性的分析

肖儿良 刘 婉 周征洋 艾 聪

(上海理工大学光电信息与计算机工程学院, 上海 200093)

摘 要 在大学物理关于电磁波辐射的教学中, 重点讲解了电磁场在辐射近区和远区的特点。同学们认识到, 对电偶极辐射, 在辐射源附近, 电场是与静场类似的纵波, 而在远离辐射源的区域电磁波是横波。电场是怎样从纵波过渡到横波的呢? 这个过渡区较为复杂, 一般教科书上都没有仔细讲解, 但这又是同学们非常关注的一个问题。因此, 本文对电偶极、磁偶极和电四极辐射作了较完整的分析, 并详细计算了电偶极辐射的电场从近区到远区的过程中, 电场的纵向分量与横向分量的比值的变化的变化, 清晰地显示了从近场到远场的过渡过程。

关键词 电磁波辐射; 纵场; 横场

ANALYSIS OF THE CHARACTERISTICS OF ELECTROMAGNETIC WAVE RADIATION FROM THE NEAR ZONE TO THE FAR ZONE

XIAO Erliang LIU Wan ZHOU Zhengyang AI Cong

(School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093)

Abstract In the teaching of electromagnetic wave radiation in university physics, the focus is on explaining the characteristics of the electromagnetic field in the near and far zone of radiation. Students realize that in the case of electric dipole radiation, the electric field is a longitudinal wave similar to a static field near the radiation source, while in the region far from the radiation source, the electromagnetic wave is a transverse wave. How does the electric field transition from a longitudinal wave to a transverse wave? This transition zone is quite complex and is generally not explained in detail in textbooks. However, this is a question that students are very concerned about. Therefore, this article provides a detailed analysis of electric dipole, magnetic dipole, and electric quadrupole radiation, and calculates in detail the change in the ratio of the longitudinal component to the transverse component of the electric field during the process of electric dipole radiation from the near zone to the far zone, clearly showing the transition process from the near field to the far field.

Key words electromagnetic wave radiation; longitudinal wave; transverse wave

电磁波的辐射问题在大学物理教学中是一个难点, 大多教材从麦克斯韦方程组出发, 先导出电

磁势满足的方程, 进而求得其推迟势解, 再进一步把势作多级展开, 分析展开的每一级对应的物理

收稿日期: 2023-12-21

通信作者: 肖儿良, 上海理工大学光电信息与计算机工程学院讲师, xiaoerliang@usst.edu.cn。

引文格式: 肖儿良, 刘婉, 周征洋, 等. 对电磁波从辐射近区到远区特性的分析[J]. 物理与工程, 2024, 34(4): 41-45.

Cite this article: XIAO E L, LIU W, ZHOU Z Y, et al. Analysis of the characteristics of electromagnetic wave radiation from the near zone to the far zone[J]. Physics and Engineering, 2024, 34(4): 41-45. (in Chinese)

含义。在把势作展开时,为了计算方便,教材中一般同时作两个近似:小区域电流源近似和远场近似。本文也沿着类似的思路进行分析,但与教材中不同的是,我们仅作小区域电流源近似,因而可以分析电磁场从辐射近区到远区特性的变化。

1 用势来描写电磁场

求解电磁场问题的理论基础是麦克斯韦方程组,在真空中,其形式表示为

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

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (4)$$

对于随时间变化的电荷和电流系统,可以将变化量作傅里叶展开,对每个傅里叶分量分别进行处理。不失一般性,在本文中,我们只讨论由简谐振动的定域电荷和电流系统所产生的电磁场。设电荷和电流以频率 ω 作简谐变化,即

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \rho(\mathbf{x}) e^{-i\omega t} \quad (5)$$

$$\mathbf{J}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{J}(\mathbf{x}) e^{-i\omega t} \quad (6)$$

假定电磁势和电磁场对时间有相同的频率依赖关系^[1]。

由于 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, 因此可以引入矢势 $\mathbf{A}$ 来描写磁场,即

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (7)$$

又根据式(1),有

$$\nabla \times \left(\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (8)$$

因而可以令

$$\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\nabla \varphi \quad (9)$$

其中, φ 称为标势,即可以用矢势 $\mathbf{A}$ 和标势 φ 来描述电磁场。在一定的规范条件下,求解矢势 $\mathbf{A}$ 和标势 φ 比直接求解 $\mathbf{B}$ 和 $\mathbf{E}$ 要来得方便。在洛伦兹规范条件 $\left(\nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0 \right)$ 下,由麦克斯韦方程组可得,矢势 $\mathbf{A}$ 和标势 φ 满足下列方程

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu_0 \mathbf{J} \quad (10)$$

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (11)$$

在无界空间,它们的解为

$$\begin{aligned} \mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = & \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3 x' \int \frac{\mathbf{J}(\mathbf{x}', t')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dt' \delta\left(t' + \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{c} - t\right) \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \varphi(\mathbf{x}, t) = & \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3 x' \int \frac{\rho(\mathbf{x}', t')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dt' \delta\left(t' + \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{c} - t\right) \end{aligned} \quad (13)$$

其中, $\mathbf{x}'$ 为源点的坐标, $\mathbf{x}$ 为场点的坐标。利用式(5)和式(6)的时间依赖关系,有 $\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{A}(\mathbf{x}) e^{-i\omega t}$, $\varphi(\mathbf{x}, t) = \varphi(\mathbf{x}) e^{-i\omega t}$, 其中

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \mathbf{J}(\mathbf{x}') \frac{e^{ik|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d^3 x' \quad (14)$$

$$\varphi(\mathbf{x}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \rho(\mathbf{x}') \frac{e^{ik|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d^3 x' \quad (15)$$

其中, $k = \omega/c$ 。根据电荷守恒定律,电流分布和电荷分布之间存在确定的联系, $i\omega\rho = \nabla \cdot \mathbf{J}$ 。根据式(3),源外电场可以由磁场求出,即

$$\mathbf{E} = \frac{ic}{k} \nabla \times \mathbf{B} \quad (16)$$

因此在后面的分析中,我们只考虑矢势 $\mathbf{A}$ 。

2 矢势的多极展开及空间电磁场的分布

设电流源的线度为 d , 其振动频率为 ω , 波长为 $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$, 坐标原点取在源内适当点, 场点与坐标原点距离为 r 。本文中,我们讨论电流源被局限于小区域内的情形,即 $d \ll r$ 。通常,人们会把空间分成三个区域来讨论:

近区(静态区): $r \ll \lambda$,

中间区(感应区): $r \sim \lambda$,

远区(辐射区): $r \gg \lambda$ 。

在 $d \ll r$ 的近似条件下,有

$$\begin{aligned} \frac{e^{ik|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} & \approx \frac{e^{ikr}}{r} \frac{e^{-ik\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{x}'}}{\left(1 - \frac{\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{x}'}{r}\right)} \\ & = \frac{e^{ikr}}{r} \left[1 + \left(\frac{1}{r} - ik \right) (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{x}') + \right. \\ & \quad \left. \frac{1}{2} \left(\frac{2}{r^2} - \frac{2ik}{r} - k^2 \right) (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{x}')^2 + \dots \right] \end{aligned} \quad (17)$$

因而把式(14)展开时,矢势的每一级可表示为^[1]

$$\mathbf{A}_m = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e^{ikr}}{r} \frac{(-ik)^m}{m!} \left[1 + \frac{a_1}{ikr} + \cdots + \frac{a_m}{(ikr)^m} \right] \cdot \int \mathbf{J}(\mathbf{x}') (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{x}')^m d^3x' \quad (18)$$

其中, $m=0, 1, 2, \dots$ 等整数, 下面我们仅讨论展开式前两项 $\mathbf{A}_0$ 和 $\mathbf{A}_1$ 。

1) $\mathbf{A}_0$ 对应的电磁场

当 $m=0$ 时, 根据(18), 有

$$\mathbf{A}_0 = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e^{ikr}}{r} \int \mathbf{J}(\mathbf{x}') d^3x' \quad (19)$$

$$\int \mathbf{J}(\mathbf{x}') d^3x' = \frac{d}{dt} \int \mathbf{x}' \rho(\mathbf{x}') d^3x' = -i\omega \mathbf{p} \quad (20)$$

这里 $\mathbf{p} = \int \mathbf{x}' \rho(\mathbf{x}') d^3x'$, 是体系的电偶极矩, 即 $\mathbf{A}_0$

项对应于体系的电偶极辐射, 有

$$\mathbf{A}_0 = -i\omega \frac{\mu_0}{4\pi} \mathbf{p} \frac{e^{ikr}}{r} = -i \frac{k\mu_0 c}{4\pi} \mathbf{p} \frac{e^{ikr}}{r} \quad (21)$$

相应地, 根据 $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ 和 $\mathbf{E} = \frac{ic}{k} \nabla \times \mathbf{B}$, 有

$$\mathbf{B} = \frac{k^2}{4\pi\epsilon_0 c} (\mathbf{e}_r \times \mathbf{p}) \frac{e^{ikr}}{r} \left(1 - \frac{1}{ikr} \right) \quad (22)$$

$$\mathbf{E} = \frac{k^2}{4\pi\epsilon_0} (\mathbf{e}_r \times \mathbf{p}) \times \mathbf{e}_r \frac{e^{ikr}}{r} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} [3\mathbf{e}_r (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{p}) - \mathbf{p}] \left(\frac{1}{r^3} - \frac{ik}{r^2} \right) e^{ikr} \quad (23)$$

由以上两式可以看出, 对电偶极辐射, 在任何区域, 磁场都是横场, 与传播方向垂直。而电场既有横向分量, 也有纵向分量, 在远场近似下, 电场也为横场。

2) $\mathbf{A}_1$ 所对应的电磁场

当 $m=1$ 时, 根据式(18), 有

$$\mathbf{A}_1 = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e^{ikr}}{r} \left(\frac{1}{r} - ik \right) \int \mathbf{J}(\mathbf{x}') (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{x}') d^3x' \quad (24)$$

被积函数 $\mathbf{J}(\mathbf{x}') (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{x}')$ 可拆成两项之和, 即

$$\begin{aligned} \mathbf{J}(\mathbf{x}') (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{x}') &= \frac{1}{2} (\mathbf{x}' \times \mathbf{J}(\mathbf{x}')) \times \mathbf{e}_r + \\ &\frac{1}{2} [(\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{x}') \mathbf{J}(\mathbf{x}') + \\ &(\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{J}(\mathbf{x}')) \mathbf{x}'] \end{aligned} \quad (25)$$

其中, 等式右边第一项代入式(24)中, 令 $\mathbf{m} = \int \frac{1}{2} (\mathbf{x}' \times \mathbf{J}(\mathbf{x}')) d^3x'$, 是体系的磁偶极矩, 因此式(25)右边第一项对应于体系的磁偶极辐射, 相应的矢势记为 $\mathbf{A}_m$, 有

$$\mathbf{A}_m = ik (\mathbf{e}_r \times \mathbf{m}) \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e^{ikr}}{r} \left(1 - \frac{1}{ikr} \right) \quad (26)$$

此式与式(22)电偶极子的磁感应强度 $\mathbf{B}$ 的表达式相似。式(23)中的 $\mathbf{p}$ 换成 $\mathbf{m}$ 后, 即可得出该磁偶极子的磁场为

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_m &= \frac{\mu_0 k^2}{4\pi} (\mathbf{e}_r \times \mathbf{m}) \times \mathbf{e}_r \frac{e^{ikr}}{r} + \\ &\frac{\mu_0}{4\pi} [3\mathbf{e}_r (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{m}) - \mathbf{m}] \left(\frac{1}{r^3} - \frac{ik}{r^2} \right) e^{ikr} \end{aligned} \quad (27)$$

相应地, 可得到

$$\mathbf{E}_m = -\frac{\mu_0 c k^2}{4\pi\epsilon_0} (\mathbf{e}_r \times \mathbf{m}) \frac{e^{ikr}}{r} \left(1 - \frac{1}{ikr} \right) \quad (28)$$

由式(27)(28)可见, 对磁偶极辐射, 电场始终为横场, 而磁场既有横向分量也有纵向分量, 在远场近似下, 磁场也为横场。

再考虑式(25)中右边第二项, 代入积分式中, 有

$$\begin{aligned} &\int \frac{1}{2} [(\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{x}') \mathbf{J}(\mathbf{x}') + (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{J}(\mathbf{x}')) \mathbf{x}'] d^3x' \\ &= \frac{1}{6} \mathbf{e}_r \cdot \ddot{\mathbf{D}} \end{aligned} \quad (29)$$

其中, $\ddot{\mathbf{D}} = \sum 3ex'x'$ 是体系的电四极矩张量, 因此这一项对应于体系的电四极辐射, 相应的矢势记为 $\mathbf{A}_D$, 即

$$\mathbf{A}_D = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e^{ikr}}{r} \left(\frac{1}{r} - ik \right) \frac{1}{6} \mathbf{e}_r \cdot \ddot{\mathbf{D}} \quad (30)$$

定义 $\dot{\mathbf{D}} = \mathbf{e}_r \cdot \dot{\mathbf{D}}$, 则 $\mathbf{A}_D = \frac{\mu_0}{24\pi} \frac{e^{ikr}}{r} \left(\frac{1}{r} - ik \right) \dot{\mathbf{D}}$, 根据式(7)和式(16), 有

$$\mathbf{B}_D = \frac{\mu_0}{24\pi} \frac{e^{ikr}}{r} \left(k^2 + \frac{2ik}{r} - \frac{2}{r^2} \right) (\mathbf{e}_r \times \dot{\mathbf{D}}) \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_D &= \frac{\mu_0 c}{24\pi} \frac{e^{ikr}}{r} k^2 (\mathbf{e}_r \times \dot{\mathbf{D}}) \times \mathbf{e}_r + \\ &\frac{\mu_0 c}{24\pi} \frac{e^{ikr}}{r} \left[\left(\frac{-4ik}{r} + \frac{8}{r^2} + \frac{8i}{kr^3} \right) (\mathbf{e}_r \cdot \dot{\mathbf{D}}) \mathbf{e}_r + \right. \\ &\left. \left(\frac{2ik}{r} - \frac{4}{r^2} - \frac{4i}{kr^3} \right) \dot{\mathbf{D}} \right] \end{aligned} \quad (32)$$

由以上两式可见, 对电四极辐射, 磁场始终为横场, 而电场既有横向分量也有纵向分量, 在远场近似下, 电场也为横场。

3 电偶极辐射场从近区到远区的变化

下面以电偶极辐射为例, 分析从近场到远场的变化过程。在式(22)和式(23)中, 我们给出了

$\mathbf{B}$ 和 $\mathbf{E}$ 完整的表达式

$$\mathbf{B} = \frac{k^2}{4\pi\epsilon_0 c} (\mathbf{e}_r \times \mathbf{p}) \frac{e^{ikr}}{r} \left(1 - \frac{1}{ikr}\right)$$

$$\mathbf{E} = \frac{k^2}{4\pi\epsilon_0} (\mathbf{e}_r \times \mathbf{p}) \times \mathbf{e}_r \frac{e^{ikr}}{r} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} [3\mathbf{e}_r (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{p}) - \mathbf{p}] \left(\frac{1}{r^3} - \frac{ik}{r^2}\right) e^{ikr}$$

1) 近区

在近区, $kr \ll 1$, 取 $\frac{1}{r}$ 的高阶项, 场趋于

$$\mathbf{B} = \frac{ik}{4\pi\epsilon_0 c} (\mathbf{e}_r \times \mathbf{p}) \frac{1}{r^2} \quad (33)$$

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} [3\mathbf{e}_r (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{p}) - \mathbf{p}] \frac{1}{r^3} \quad (34)$$

可以看到, 电场除了随时间振荡外, 式(34)恰好就是静态偶极子的电场, 电场与磁场之间有 90 度的相位差。由于 $kr \ll 1$, 磁感应强度比电场强度小一个因子 kr , 即, 在近区场的性质以电场为主。在 $k \rightarrow 0$ 的静态极限下, 磁感应强度 $\mathbf{B}$ 趋于 0。

2) 远区

在远区, 保留式(22)和式(23)中的 $\frac{1}{r}$ 项, 场趋于

$$\mathbf{B} = \frac{k^2}{4\pi\epsilon_0 c} \frac{e^{ikr}}{r} (\mathbf{e}_r \times \mathbf{p}) \quad (35)$$

$$\mathbf{E} = \frac{k^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^{ikr}}{r} (\mathbf{e}_r \times \mathbf{p}) \times \mathbf{e}_r \quad (36)$$

即辐射区, 磁场是横场, 电场也趋于横场。

3) 中间区

在中间过渡区域, 磁场始终是横场, 但电场既有横向分量, 也有纵向分量。为了分析电场的方向从近场到远场的变化关系, 假设电偶极矩 $\mathbf{p}$ 沿 z 轴方向, 位于坐标原点。取球坐标系, 设场点的坐标矢量 $\mathbf{r}$ 与 z 轴夹角为 θ , 则

$$\mathbf{p} = p_0 \mathbf{e}_z = p_0 (\cos\theta \mathbf{e}_r - \sin\theta \mathbf{e}_\theta) \quad (37)$$

根据式(23), 电场强度 $\mathbf{E}$ 可表示为

$$\mathbf{E} = \frac{e^{ikr}}{4\pi\epsilon_0 r} \left\{ k^2 (\mathbf{e}_r \times \mathbf{p}) \times \mathbf{e}_r + [3\mathbf{e}_r (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{p}) - \mathbf{p}] \left(\frac{1}{r^2} - \frac{ik}{r} \right) \right\}$$

$$= \frac{p_0 e^{ikr}}{4\pi\epsilon_0 r} \left[\left(-k^2 + \frac{1}{r^2} - \frac{ik}{r} \right) \sin\theta \mathbf{e}_\theta + 2 \left(\frac{1}{r^2} - \frac{ik}{r} \right) \cos\theta \mathbf{e}_r \right] \quad (38)$$

可见, 当 $\theta=0$ 时, 电场只有径向分量; 当 $\theta=\frac{\pi}{2}$ 时, 电场只有横向分量; 在其他方向, 径向分量与横向分量同时存在。令 $\beta=r/\lambda$, 则 $\mathbf{E}$ 的径向分量与横向分量的比值为

$$R = \frac{E_r}{E_\theta} = \frac{2\cos\theta}{\sin\theta} \frac{\sqrt{1+(2\pi\beta)^2}}{\sqrt{(1-(2\pi\beta)^2)^2 + (2\pi\beta)^2}} \quad (39)$$

在图 1 中, 我们分别取了 $\theta=15^\circ$ 、 45° 和 75° 三个角度, 计算了 R 随 β 的变化。

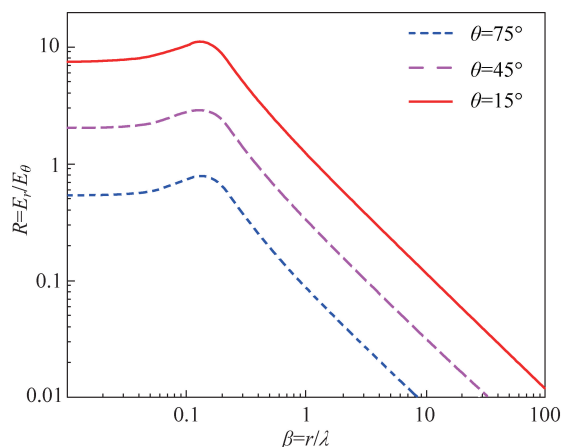


图 1 电偶极辐射电场 $\mathbf{E}$ 的纵向分量与横向分量的比值随 β 的变化

从图 1 可以看出, 对不同的角度, R 的形状一样, 只是系数不同。 $\beta \rightarrow 0$ 时, $R \rightarrow 2\text{arccot}\theta$; 在 $\beta=0.136$ 时, R 达到极大值 (根据公式(39), 可以求此极值点); 随后, R 快速下降, 电场的纵向分量迅速减小。在 $\theta=45^\circ$ 方向, 当 $r=\lambda$ (即 $\beta=1$) 时, $R=0.33$; 当 $r=10\lambda$ (即 $\beta=10$) 时, $R=0.032$ 。根据公式(39), 当 $\beta \gg 1$ 时, $R \rightarrow \frac{2\cos\theta}{\sin\theta} \frac{1}{2\pi\beta}$, 随着 β 的增加, 电场的纵向分量继续减小, 电场趋于横场, 但始终有一定的纵向分量。

4 讨论

在本文的推导中, 式(17)我们作了小区域电流源近似, 但实际的辐射天线一般不能作此简单近似。常见的天线如半波天线, 其辐射场的推导要复杂得多。但对于近区, 由于 $kr \ll 1$, 式(14)和式(15)就回到静态情况下的矢势和标势, 因此, 对

一般的辐射天线,在近区,如果忽略场对天线的影响,电磁场除了随时间振荡外,其形式与静场类似。对于远场,式(17)近似成立,以上的推导也是成立的。对于过渡区域,一般情况下就要从式(14)和式(15)出发作严格计算,其结果取决于电流的分布及振荡频率,但也总可以把势作多极展开,空间的场是各级电多极矩和磁多极矩的贡献^[1],只是纵场和横场的比例不具有像式(39)那样简单的形式。

另外,根据式(22)和式(23)、式(27)和式(28)、式(31)和式(32),可以分别严格推导出电偶极、磁偶极和电四极辐射的能流密度和辐射角分布。计算结果表明,对各种辐射,其平均能流密度与辐射区的能流密度表达式相同,都沿 e_r 方向。虽然瞬时能流密度有沿 e_θ 方向的分量,但其平均值为零,这也正符合电磁辐射的物理图像。

(上接第31页)

磁学领域,重点考查偶极子的相关问题和知识点。A1~A5比较简单,属于基础问题。B1~B2的考查非常全面细致,主要考查学生对电磁学基础知识掌握的牢固程度和全面性。B3一题考查了多个知识点,其本身是一道很好的电磁学和电动力学题目,但在题目描述方面存在一定的模糊性,导致很多同学不必要的失分。C1~C2是一次对开放性命题、物理奥赛和科研结合的有效尝试,但受到阅卷和实际考场要求等方面的限制,并没有达到预期的效果。后期需要我们在开放性命题和奥赛科研结合等课题方面作进一步的探索和尝试。

参 考 文 献

- [1] Magnetic dipole-dipole interaction[EB/OL]. https://en.wikipedia.org/wiki/Magnetic_dipole-dipole_interaction
- [2] IPhO2022-International Physics Olympiad[EB/OL]. <https://>

5 结语

本文中,我们较详细地推导了电偶极、磁偶极和电四极辐射的电磁场,并以电偶极辐射为例,具体计算了在不同辐射方向纵场与横场的比值随距离的变化。虽然我们作了小区域电流源近似,这对势的多极展开系数有影响,但对电偶极辐射这个示例没有影响,通过这个示例同学们可以较清晰地理解电磁波从辐射近区到远区的变化。电偶极辐射的推导过程相对比较简单,在平时的教学中,可以电偶极辐射为例来分析电磁波在中间过渡区域的特性。

参 考 文 献

- [1] JACKSON J D. Classical Electrodynamics[M]. Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, Inc, 1998.
- [2] ipho2022.com/
- [3] LUTTINGER J M, TISZA L. Theory of Dipole Interaction in Crystals[J]. Physical Review, 1946, 70: 954.
- [4] ROZENBAUM V M, OGENKO V M, CHUÍKO A A. Vibrational and orientational states of surface atomic groups[J]. Soviet Physics Uspekhi, 1991, 34: 883.
- [5] FELDMANN J D, KALMAN G J, HARTMANN P, et al. Ground State of Magnetic Dipoles on a Two-Dimensional Lattice: Structural Phases in Complex Plasmas[J]. Physical Review Letters, 2008, 100: 085001.
- [6] BATLE J, CIFTJA O. Minimum and maximum energy for crystals of magnetic dipoles[J]. Scientific Reports, 2020, 10: 19113.
- [7] BATLE J. Topological structures, spontaneous symmetry breaking and energy spectra in dipole hexagonal lattices[J]. Scientific Reports 2021, 11: 4154.
- [8] Official IYPT Website—International Young Physicists' Tournament[EB/OL]. <https://www.iypt.org/>.