光电子学导论

A. 雅里夫 著

科学出版社

光电子学导论

A. 雅里夫 著

李宗琦 译

高鼎三 校

科学出版社

内 容 简 介

本书是一本光电子学教科书，主要论述光辐射与各种原子介质的相干作用．全书着重于光学，而不是量子物理学．书中论述的许多概念，在无线电和微波电子学中也有应用．全书共分十四章，并附有大量习题．本书根据原书第二版译出，作者在第二版中增添了一些新发展起来的课题．本书可用作物理系、电子学系和电机工程系高年级学生及研究生的教科书，也可供有关专业师生及科技人员参考．

Amnon Yariv
INTRODUCTION TO OPTICAL ELCTRONICS
(*Second Edition*)
Holt, Rinehart and Winston, 1976

光 电 子 学 导 论

A. 雅里夫 著
李宗琦 译
高鼎三 校

责任编辑 王昌泰

科学出版社出版
北京朝阳门内大街 137 号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1983年1月第一版 开本：850×1168 1/32
1983年1月第一次印刷 印张：14 3/8
印数：0001—5,800 字数：376,000

统一书号：13031·2127
本社书号：2906·13—3

定价：2.65 元

序　　言

迅速发展的量子电子学领域，大体上可以分成两个广阔的门类．第一类着重于研究原子的性质，包括能级、寿命、激光介质中跃迁率，以及研究某些现象的机理及其根源，例如拉曼和瑞利散射和二次谐波产生等．这一分支的内容偏重于量子力学的公式体系，因而已成为物理学家，并在某种程度上成为物理化学家研讨的课题．

第二类处理光辐射场与各种原子介质的相干作用．这里我们承认某些物理现象的存在，而阐述它们的意义和应用．所涉及的物理特点可以用一些物质的特性参量来表示．两个典型的例子是：(1) 激光振荡器的功率输出和频率牵引的分析，其中自发发射和原子色散等物理现象起重要作用；(2) 光学二次谐波的产生以及相位匹配的问题，此时对了解非线性光学所需的复杂的量子力学考虑，由一个非线性常数来代表．

量子电子学的第二个方面与实际应用结合更为密切，因而已成为应用物理学工作者和电机工程师们关注的中心．在这个领域中，更为强调的是光学而不是量子物理，而且很多有关的概念可以应用于无线电学和微波电子学中．基于这个原因，我决定将上述课题称为光电子学，并选作为本书的书名．

自从本书第一版问世以来，有许多课题日益重要，在这次新版中增加了这些新课题和扩充了一些课题，包括：

进一步扩充了处理均匀介质和聚焦介质中高斯光束传播的内容；

非稳定光学谐振腔；

异质结注入激光器；

高压 CO_2 激光器；

二进制通讯频道中噪声和探测的误码率；
均匀增宽激光体系中的锁模效应；
对称和不对称介质波导中的传播；
介质波导中的模式耦合和定向耦合；
分布反馈激光器.

虽然本书第一版的读者对象是大学高年级学生或一年级研究生，但主要是供研究生使用. 为了促进这一倾向，我已在一些讨论中增加了数学的深度. 然而，我仍然相信，鉴于相干光学在科学技术中日益增长的作用，对于学习应用物理和电机工程的大部分学生来说，他们需要尽早地了解相干光学. 基于这种认识，我在论述中没有引用量子力学. 我决定要求学生接受某些只有量子力学才能论证的叙述，而不去发明准经典的模型来取代量子力学概念. 颇为出乎意料，我发现，只有在介绍受激跃迁和自发跃迁的概念时才有这个必要，而其余的材料都可用经典方式处理. 尽管书中对基本结果都有推导，但具有原子物理和电磁理论的基本知识，仍是很有帮助的.

A. 雅里夫

目　录

第一章 电磁理论

1.0 引　　言

本章我们将推导一些在均匀各向同性介质中以及在各向异性晶体介质中有关平面单频电磁波传播的基本结果．从麦克斯韦方程组出发，我们将得到由于波在介质中传播所引起的能量的耗散、储存和输运的表达式．我们还将较详细地考虑双折射现象，即晶体中平面波的相速度与其偏振方向有关．运用折射率椭球的公式讨论了单轴晶体中所允许的两个传播模式——寻常光和非常光．

1.1 复函数体系

在问题中涉及正弦变化的时间函数时，采用复函数体系可使运算大为精简．以下列函数为例：

$$a(t) = |A|\cos(\omega t + \phi_a), \tag{1.1.1}$$

其中 ω 为角(弧度)频率[1]，ϕ_a 是相角．$a(t)$ 的复数振幅定义为

$$A = |A|e^{i\phi_a}, \tag{1.1.2}$$

式(1.1.1)可以重写成

$$a(t) = \mathrm{Re}[Ae^{i\omega t}]. \tag{1.1.3}$$

我们将时常用

$$a(t) = Ae^{i\omega t} \tag{1.1.4}$$

代替式(1.1.1)或(1.1.3)来表达 $a(t)$．这样做当然是不严格的，所以我们应该将式(1.1.4)总是理解为取 $A\exp(i\omega t)$ 的实数部

1) 弧度频率 ω 与真正频率 ν 有别，它们的关系是 $\nu = \omega/2\pi$．

分．在大多数情形下，由复数形式(1.1.4)取代式(1.1.3)是不成问题的，不过当运算涉及正弦函数之乘积和乘方时就会出现例外，这时必须采用式(1.1.3)，并取其函数的实部．以下是一个不必对实数和复数加以区别的例子，从式(1.1.1)出发，我们求 $a(t)$ 的微商

$$\frac{da(t)}{dt}=\frac{d}{dt}\left[|A|\cos(\omega t+\phi_a)\right]=-\omega|A|\sin(\omega t+\phi_a). \tag{1.1.5}$$

如果从复数形式(1.1.4)出发可得

$$\frac{da(t)}{dt}=\frac{d}{dt}(Ae^{i\omega t})=i\omega Ae^{i\omega t}.$$

取上式的实部，并利用式(1.1.2)，就得到了式(1.1.5)．

下面再举一个必须采用函数实部的例子．考虑两个正弦函数 $a(t)$ 和 $b(t)$ 的乘积，其中

$$\begin{aligned}a(t)&=|A|\cos(\omega t+\phi_a)\\&=\frac{|A|}{2}\left[e^{i(\omega t+\phi_a)}+e^{-i(\omega t+\phi_a)}\right]\\&=\mathrm{Re}[Ae^{i\omega t}],\end{aligned} \tag{1.1.6}$$

$$\begin{aligned}b(t)&=|B|\cos(\omega t+\phi_b)\\&=\frac{|B|}{2}\left[e^{i(\omega t+\phi_b)}+e^{-i(\omega t+\phi_b)}\right]\\&=\mathrm{Re}[Be^{i\omega t}],\end{aligned} \tag{1.1.7}$$

而 $A=|A|\exp(i\phi_a)$，$B=|B|\exp(i\phi_b)$．从实函数出发，可得乘积

$$a(t)b(t)=\frac{|A||B|}{2}\left[\cos(2\omega t+\phi_a+\phi_b)+\cos(\phi_a-\phi_b)\right]. \tag{1.1.8}$$

从复函数形式出发来计算乘积 $a(t)b(t)$，则得

$$a(t)b(t)=ABe^{i2\omega t}=|A||B|e^{i(2\omega t+\phi_a+\phi_b)}. \tag{1.1.9}$$

将上式与式(1.1.8)比较，即可看出与时间无关的直流项 $\frac{1}{2}|A||B|\cos(\phi_a-\phi_b)$ 不见了，因而采用复数形式造成了误差．

正弦乘积的时间平均值[1]　常会遇到的另一个问题,是寻求两个相同频率的正弦函数乘积的时间平均值

$$\overline{a(t)b(t)} = \frac{1}{T}\int_0^T |A|\cos(\omega t + \phi_a)|B|\cos(\omega t + \phi_b)dt. \tag{1.1.10}$$

其中 $a(t)$ 和 $b(t)$ 由式(1.1.6)和(1.1.7)式给出,其上的水平横线代表时间平均,$T = 2\pi/\omega$ 为振动周期. 由于式(1.1.10)中的被积函数的周期是 T 它可在时间 T 内求平均. 由式(1.1.8)直接可得

$$\overline{a(t)b(t)} = \frac{|A||B|}{2}\cos(\phi_a - \phi_b). \tag{1.1.11}$$

上述结果也能由式(1.1.7)后面定义的复数振幅 A 和 B 表达如下:

$$\overline{a(t)b(t)} = \frac{1}{2}\mathrm{Re}(AB^*). \tag{1.1.12}$$

本书中将会多次引用这一重要的结果.

1.2　电磁场能量和功率的考虑

本节我们将推导介质中电磁辐射传播的功率输运、功率耗散和能量储存的正式表达式. 出发点是麦克斯韦方程组(采用米-千克-秒单位制):

$$\nabla \times \mathbf{h} = \mathbf{i} + \frac{\partial \mathbf{d}}{\partial t}, \tag{1.2.1}$$

$$\nabla \times \mathbf{e} = -\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t}, \tag{1.2.2}$$

加上把介质极化和位移矢量联系起来的方程:

$$\mathbf{d} = \varepsilon_0\mathbf{e} + \mathbf{p}, \tag{1.2.3}$$

$$\mathbf{b} = \mu_0(\mathbf{h} + \mathbf{m}), \tag{1.2.4}$$

其中 $\mathbf{i}$ 为电流密度(安培/平方米); $\mathbf{e}(\mathbf{r},t)$ 和 $\mathbf{h}(\mathbf{r},t)$ 分别为电场

1) 两个近正弦函数乘积之时间平均值的问题见于习题 1.1 和 1.2.

和磁场矢量，$\mathbf{d}(\mathbf{r},t)$ 和 $\mathbf{b}(\mathbf{r},t)$ 分别为电位移和磁感应矢量；$\mathbf{p}(\mathbf{r},t)$ 和 $\mathbf{m}(\mathbf{r},t)$ 为介质的电和磁的极化强度（单位体积内的偶极矩）；ε_0 和 μ_0 分别为真空电容率和导磁率．我们采用下列惯例：以小写字母代表随时间变化的函数，以大写字母代表正弦时间函数的振幅．至于对麦克斯韦方程详细的讨论，请读者参阅有关电磁理论的一般性教科书，例如参考文献 [1].

将式 (1.2.3) 和 (1.2.4) 代入式 (1.2.1) 和 (1.2.2)，可得

$$\nabla \times \mathbf{h} = \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_0 \mathbf{e} + \mathbf{p}), \tag{1.2.5}$$

$$\nabla \times \mathbf{e} = -\frac{\partial}{\partial t}\mu_0(\mathbf{h} + \mathbf{m}). \tag{1.2.6}$$

将式(1.2.5)与 $\mathbf{e}$ 作标量(点)积可得

$$\mathbf{e} \cdot \nabla \times \mathbf{h} = \mathbf{e} \cdot \mathbf{i} + \frac{\varepsilon_0}{2}\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{e} \cdot \mathbf{e}) + \mathbf{e} \cdot \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t}, \tag{1.2.7}$$

上面我们用到了关系式:

$$\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{e} \cdot \mathbf{e}) = \mathbf{e} \cdot \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t}.$$

接下来将式 (1.2.6) 与 $\mathbf{h}$ 作标量积

$$\mathbf{h} \cdot \nabla \times \mathbf{e} = -\frac{\mu_0}{2}\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{h} \cdot \mathbf{h}) - \mu_0 \mathbf{h} \cdot \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t}. \tag{1.2.8}$$

从式 (1.2.7) 减去式 (1.2.8)，并采用矢量恒等式

$$\nabla \cdot (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = \mathbf{B} \cdot \nabla \times \mathbf{A} - \mathbf{A} \cdot \nabla \times \mathbf{B}, \tag{1.2.9}$$

可得

$$-\nabla \cdot (\mathbf{e} \times \mathbf{h}) = \mathbf{e} \cdot \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\varepsilon_0}{2}\mathbf{e} \cdot \mathbf{e} + \frac{\mu_0}{2}\mathbf{h} \cdot \mathbf{h}\right) + \mathbf{e} \cdot \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} + \mu_0 \mathbf{h} \cdot \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t}. \tag{1.2.10}$$

将上式对任意体积 V 进行积分，并应用高斯定理[1]

$$\int_V (\nabla \cdot \mathbf{A})dv = \int_S \mathbf{A} \cdot \mathbf{n} da,$$

其中 $\mathbf{A}$ 是任一个矢量函数，$\mathbf{n}$ 是与包围体积 V 的表面 S 垂直的单

位矢量，dv 和 da 分别为体积和面积元，我们就得到结果

$$-\int_V \nabla\cdot(\mathbf{e}\times\mathbf{h})dv = -\int_S(\mathbf{e}\times\mathbf{h})\cdot\mathbf{n}da$$
$$=\int_V\left[\mathbf{e}\cdot\mathbf{i}+\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\epsilon_0}{2}\mathbf{e}\cdot\mathbf{e}\right)+\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\mu_0}{2}\mathbf{h}\cdot\mathbf{h}\right)\right.$$
$$\left.+\mathbf{e}\cdot\frac{\partial\mathbf{p}}{\partial t}+\mu_0\mathbf{h}\cdot\frac{\partial\mathbf{m}}{\partial t}\right]dv. \qquad (1.2.11)$$

依照电磁理论传统的解释，式 (1.2.11) 的左边

$$-\int_S(\mathbf{e}\times\mathbf{h})\cdot\mathbf{n}da$$

代表流入被 S 包围的体积中的总功率，右边的第一项代表场消耗在运动电荷上的功率，第二和第三项之和代表真空电磁场储藏的能量 $\mathscr{E}_{\text{Vac}}$ 的增长率，其中

$$\mathscr{E}_{\text{Vac}}=\int_V\left[\frac{\epsilon_0}{2}\mathbf{e}\cdot\mathbf{e}+\frac{\mu_0}{2}\mathbf{h}\cdot\mathbf{h}\right]dv. \qquad (1.2.12)$$

在本书中我们特别有兴趣的是右边倒数第二项

$$\mathbf{e}\cdot\frac{\partial\mathbf{p}}{\partial t},$$

它代表在单位体积中电场对电偶极子所作的功率，该功率既可增加偶极子的电位能，也可补偿当 $\mathbf{p}$ 改变时引起的损耗. 在第五章中处理辐射和原子系统的相互作用时，我们再来讨论这个问题.

谐波场中的偶极耗散 根据上节讨论的结果，单位体积内场对介质电极化所作的平均功率是

$$\overline{\frac{\text{功率}}{\text{体积}}}=\overline{\mathbf{e}\cdot\frac{\partial\mathbf{p}}{\partial t}}, \qquad (1.2.13)$$

上面的水平线表示对时间求平均. 为了简单起见，让我们假设 $\mathbf{e}(t)$ 和 $\mathbf{p}(t)$ 互相平行，且其强度呈正弦式变化，

$$e(t)=\mathrm{Re}[Ee^{i\omega t}], \qquad (1.2.14)$$

$$p(t)=\mathrm{Re}[Pe^{i\omega t}], \qquad (1.2.15)$$

E 和 P 为复振幅. 将电极化率 χ_e 定义为

$$P=\epsilon_0\chi_e E, \qquad (1.2.16)$$

可知 χ_e 亦是一个复数. 将式(1.2.14)和(1.2.15)代入式(1.2.13)并采用式(1.2.16), 可得

$$\frac{\overline{\text{功率}}}{\text{体积}}=\overline{\mathrm{Re}[Ee^{i\omega t}]\mathrm{Re}[i\omega Pe^{i\omega t}]}$$

$$=\frac{1}{2}\mathrm{Re}[i\omega\varepsilon_0\chi_e EE^*]$$

$$=\frac{\omega}{2}\varepsilon_0|E|^2\mathrm{Re}(i\chi_e), \tag{1.2.17}$$

从上式的第一个等式推导到第二个等式时曾用到式(1.1.12).

因为 χ_e 是一个复数, 我们可将其实部和虚部分开,

$$\chi_e=\chi_e'-i\chi_e'', \tag{1.2.18}$$

代入式(1.2.17), 则得所需的结果

$$\frac{\overline{\text{功率}}}{\text{体积}}=\frac{\omega\varepsilon_0\chi_e''}{2}|E|^2. \tag{1.2.19}$$

作为一个练习(见习题 1.3), 请证明在各向异性介质中, 即极化强度分量和电场各分量之间的关系是

$$P_i=\varepsilon_0\sum_j\chi_{ij}E_j \tag{1.2.20}$$

时, 应用式(1.2.13)可得

$$\frac{\overline{\text{功率}}}{\text{体积}}=\frac{\omega}{2}\varepsilon_0\sum_{i,j}\mathrm{Re}(i\chi_{ij}E_i^*E_j). \tag{1.2.21}$$

1.3 各向同性介质中波的传播

下面我们要考虑的是在均匀的各向同性介质中, 也就是 ε 和 μ 皆为标量常数时, 平面电磁波的传播问题. 无疑, 真空是这类介质的最好例子. 作为一级近似, 液体和玻璃也可当作均匀和各向同性介质来处理[1]. 将传播方向沿着 z 轴, 并设在 $x-y$ 平面内平

1) 组成液体或玻璃的个别分子当然是各向异性的, 不过对于在体积 $\sim\lambda^3$ 内的大量无规取向的分子求平均, 将使各向异性消失.

面波是均匀的，以 $\partial/\partial x=\partial/\partial y=0$ 代入式(1.2.1)和(1.2.2)。又假设介质是无损耗的 $(\sigma=0)$，式(1.2.1)和(1.2.2)可化为

$$\nabla\times\mathbf{e}=-\mu\frac{\partial\mathbf{h}}{\partial t},\tag{1.3.1}$$

$$\nabla\times\mathbf{h}=\epsilon\frac{\partial\mathbf{e}}{\partial t},\tag{1.3.2}$$

$$\frac{\partial e_y}{\partial z}=\mu\frac{\partial h_x}{\partial t},\tag{1.3.3}$$

$$\frac{\partial h_y}{\partial z}=-\epsilon\frac{\partial e_x}{\partial t},\tag{1.3.4}$$

$$\frac{\partial e_x}{\partial z}=-\mu\frac{\partial h_y}{\partial t},\tag{1.3.5}$$

$$\frac{\partial h_x}{\partial z}=\epsilon\frac{\partial e_y}{\partial t},\tag{1.3.6}$$

$$0=\mu\frac{\partial h_z}{\partial t},\tag{1.3.7}$$

$$0=\epsilon\frac{\partial e_z}{\partial t}.\tag{1.3.8}$$

由式(1.3.7)和(1.3.8)可知 h_z 和 e_z 为零，所以一个均匀的平面波在均匀各向同性的介质中不能含有纵场分量。 如果令 e_y 和 h_x(或 e_x 和 h_y)为零，从式(1.3.3)到(1.3.8)我们可获得一组自洽方程组[1]。于是上述方程组简化为(1.3.4)和(1.3.5)两式。 将式(1.3.5)对 z 求微商，再应用式(1.3.4)，可得

$$\frac{\partial^2 e_x}{\partial x^2}=\mu\epsilon\frac{\partial^2 e_x}{\partial t^2}.\tag{1.3.9}$$

对 h_y 可获得相似的方程。 因为我们主要是对简谐(正弦)时间变化感兴趣，不妨提出下列形式的解：

$$e_x^{\pm}=E_x^{\pm}e^{i(\omega t\mp kz)},\tag{1.3.10}$$

---

1) 更基本的做法是，由式(1.3.1)和(1.3.2)不难证明(见习题1.4)，对均匀平面谐波来说，$\mathbf{e}$ 和 $\mathbf{h}$ 以及传播方向三者互相垂直，因而可选择 x 与 y 方向使之与 $\mathbf{e}$ 和 $\mathbf{h}$ 的方向重合。