物理学教程

光 学 1

〔法〕R·阿内甘 J. 布迪尼 著
华宏鸣 译

高等教育出版社

物理学教程

光学 1

〔法〕R. 阿内甘 J. 布迪尼 著
华宏鸣 译

高等教育出版社
1985

内容简介

本书系根据〔法〕R. 阿内甘和 J. 布迪尼合著《物理学教程 光学1》1976年第三版译出。这套教科书共八册：力学1、力学2、电学1、电学2、电学3、光学1、光学2、热力学。本册内容为：光和波、费马原理、光学的线性近似、共轴系统的要素、几个特殊系统的研究、反射镜、反折射系统、辐射光度量等。

本书可供高等学校数学、力学和相近专业的大学生和教师参考。

物理学教程
光学 1
〔法〕R. 阿内甘 J. 布迪尼 著
华宏鸣 译
*
高等教育出版社出版
新华书店北京发行所发行
北京市顺义县印刷厂印装
*
开本 850×1168 1/32 印张 3.75 字数 88,000
1985年7月第1版 1985年7月第1次印刷
印数 00,001— 6,860

书号 13010·0966 定价 0.97元

目　录

第一章　光和波

波

第二章　费马原理

无象散

第三章　光学的线性近似

第四章 共轴系统的要素

折光系统的情况

两个共轴系统的组合

无焦点共轴系统

第五章 几个特殊系统的研究

球面折光面

透　　镜

薄 透 镜

第六章　反射镜、反折射系统

反 射 镜

反折射系统

第七章　辐射光度量

光学仪器的光度学

第一章　光　和　波

§1-1　综述几个概念

光学是研究光的。人们说光是能使我们看到物体的一种物理实体，这是给光下的一个简单的但是不完全的定义。自身能发光的物体叫光源，其它物体都需借助光源的照耀才能被看到。

如果一个光源的大小与它到使用者(人眼或光学仪器)的距离相比很小，或者更确切地说，如果它的视直径不超过$1'$，即3×10^{-4}弧度，对于使用者来说就称它为点光源。

可见光除了对人眼有作用外，还能对其它接受器，例如照相底板和光电管发生作用。照相底板和光电管还能揭示人眼看不见的紫外和红外光域的存在，但本书涉及的光学不研究这些内容。

牛顿(约1700年)首先将光的行为与一种性质不明的粒子源的发射联系起来。后来到十九世纪，人们接受了菲涅耳的波动理论，唯有这个理论才能解释光的干涉和衍射现象。麦克斯韦发展了这个理论，他还对波的结构作了如下的描述：光波是由正交的电场$\vec{E}$和磁场$\vec{B}$组成，而电场和磁场的大小是周期相同的时间的正弦函数；所有光波，不论其频率多大，在真空中均以相同的速率$c=299\,790$千米/秒传播。c与ε_0(真空电容率)和μ_0(真空磁导率)之间满足麦克斯韦关系式：

$$\varepsilon_0\mu_0c^2=1.$$

这就是光的电磁理论。

光的传播伴随着能量的输运，因此，涂黑的铂片在光的照射下会发热。输运的功率与电场$\vec{E}$和磁场$\vec{B}$的振幅之间存在着一个简

单的关系。

然而，电磁理论不能解释诸如光电发射时表现出来的实物与光线之间的能量交换。在光的作用下，实物发射电子具有不连续的特性，这说明能量交换也应该是不连续的，这个结论与光的波动性是不相容的。

因此，这又使人们想到光的能量不是分布在整个波上的，而是集中成粒子的形式。1915 年爱因斯坦肯定了这个假设，并确认被称为光子的这种粒子的能量与波的频率成正比（$W=h\nu$）。于是，他提出了能解释光电效应的一些定律，这些定律与实验结果完全相符。

这种波-粒二象性似乎是矛盾的。直到 1924 年，德布罗意指出与电子相联系的波的存在，并解释了经典力学对电子运动所不能解释的一些现象。海森堡、薛定谔和狄拉克将这种波-粒关系推广到其它实物粒子，从而建立了波动力学。这个新的力学将经典力学的特点与玻尔（Bohr）和索末菲（Sommerfeld）关于原子的假说统一起来。应该指出，是狄拉克提议将光的电磁理论和爱因斯坦的光子理论综合起来。

有一点我们是要坚持的：说波动理论不能解释光的所有行为，并不等于说波动理论应该完全抛弃；光有波动特性是肯定的，它与几何光学是相容的。几何光学是光学的一种近似，是我们将要学习的内容的一部分。因此，我们必须学习一下波的基本特性。

波

§1-2 平面波

1. 沿 Ox 轴传播的平面波

假定在欧几里得空间($\mathscr{E}$)有一点 M(x, y, z)，$f(u)$是实变量 $u=vt-x$ 的实函数，其中 t 表示时间，x 是点M的横坐标。量 $f(u)$ 称为在点M处的振动。

(a) 如果这是关于发生在坐标原点O处的声学现象，则在点M的振动就是分子相对于初始平衡位置M的位移。

(b) 如果这是关于一根弦的弹性形变，这种振动就是在点M附近所取的弦元的横向位移。

(c) 在光学现象中，在点M的振动是用与该现象有关的电场 $\vec{E}$ 来表示的。实际情况要复杂得多，因为我们知道电磁理论除了 $\vec{E}$ 以外，还包含有磁场 $\vec{B}$。但是由于麦克斯韦方程组建立了联系 $\vec{E}$ 和 $\vec{B}$ 的关系式，因此，在很多情况下只要研究 $\vec{E}$ 的振动就够了。

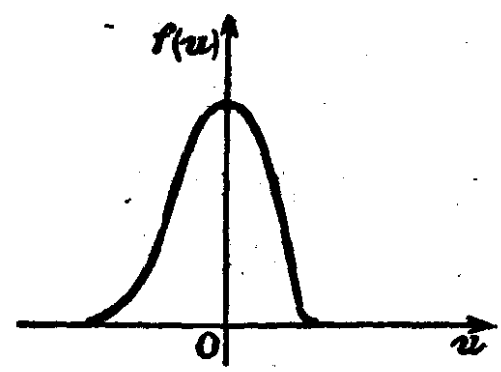

图 1-2-1

假定振动 $f(u)$ 可以用图 1-2-1 中的曲线表示。

如果用 $x+\delta$ 代替 x，同时用 $t+\dfrac{\delta}{v}$ 代替 t，则振动不变：

$$f(vt-x)=f\left[v\left(t+\frac{\delta}{v}\right)-(x+\delta)\right]。$$

在任何时刻，振动只与 x 坐标有关，而与 y 和 z 坐标无关，也就是说，只与M相对 Ox 轴的位置有关。

假如在 x_0 和 $x_0+\delta$ 处分别放上振动记录仪，就可得到图 1-2-2(a)和 1-2-2(b) 所示的 $f(t)$ 的曲线。在 $x_0+\delta$ 处的记录有一时间延迟$\dfrac{\delta}{v}$：我们说这段时间是振动 $f(u)$ 由点 x_0 传到点 $x_0+\delta$ 所需的时间。

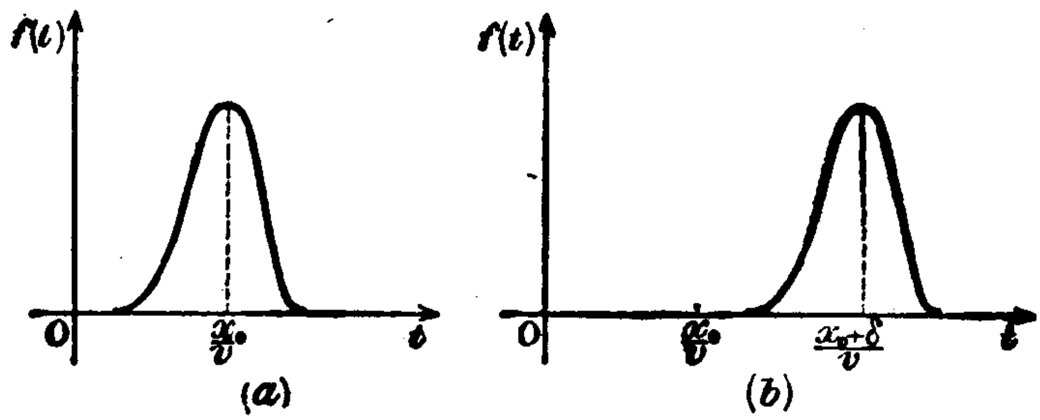

图 1-2-2

v 是振动传播的速度。我们假定在均匀介质中 v 是一常数（与 t 和 x 无关）。

假如我们在时刻 t 和 $t+\frac{\delta}{v}$ 给振动照相，就得到图 1-2-3 所示的两条同样的曲线 $f(x)$，第二个比第一个沿 Ox 正向多走了距离 δ。传播的速度仍然是 v。

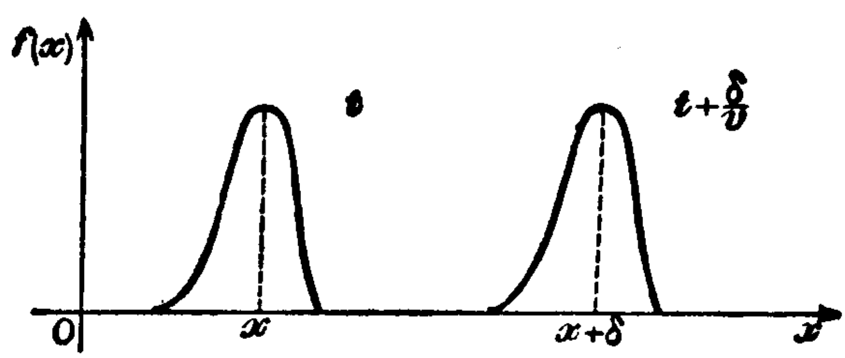

图 1-2-3

人们称在给定时刻所有振动相同的点的集合为波面。在此例中，在同一时刻具有相同横坐标的所有点都在与 Ox 垂直的平面内，这些波面是一些平面。我们说这振动以平面波的形式传播。

注意：方程 $s=f(vt+x)$ 表示沿 Ox 负方向传播的振动。

2. 沿任意方向传播的平面波

空间($\mathscr{E}$)总是与坐标系 $Oxyz$ 相联系的。我们考虑方向 D($\vec{u}$

为沿该方向的单位矢量）和点 M(x, y, z)，并令 $\overline{OM}=\vec{r}$（见图 1-2-4）。长度 $\xi=\vec{r}\cdot\vec{u}$ 是O点到通过点M且与方向D垂直的平面的距离。

与 1-2-1 中讨论的情况类比，可以说任何函数

$$s=f(vt-\xi)$$

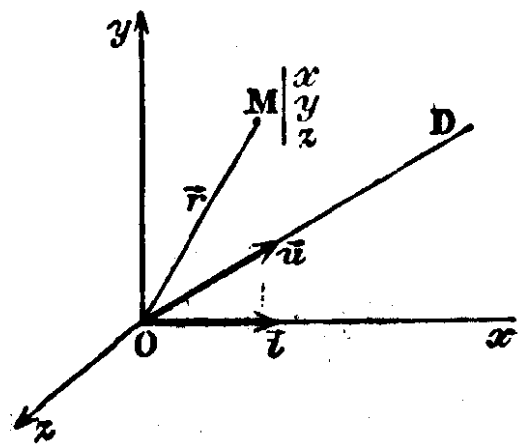

图 1-2-4

都表示沿方向D传播的振动；波面是与D垂直的一些平面。x 换成 ξ 就相当于坐标轴 Ox 变换成 OD。

结论：以速度 v 通过点M沿方向 $\vec{u}$ 传播的平面波的振动可以用下式表示：

$$s(\vec{r},\ t)=f(vt-\vec{r}\cdot\vec{u})。$$

可以证明，函数 $s=f(vt-x)$ 是偏微分方程

$$\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 s}{\partial t^2}=\frac{\partial^2 s}{\partial x^2}$$

的解，这个偏微分方程就是平面波的传播方程。我们将要证明下面这个更为一般的表达式

$$y=f(vt-x)+g(vt+x)$$

也满足这个方程，f 和 g 表示二个任意的函数。设 f'、f''、g' 和 g'' 是这两个函数相对于它们的变量$(vt-x)$和$(vt+x)$的导数：

$$\frac{\partial y}{\partial t}=vf'(vt-x)+vg'(vt+x),$$

$$\frac{\partial y}{\partial x}=-f'(vt-x)+g'(vt+x),$$

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2}=v^2f''(vt-x)+v^2g''(vt+x),$$

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2}=f''(vt-x)+g''(vt+x),$$

因此有

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2}=\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 y}{\partial t^2}.$$

§1-3 正弦平面波、波矢

当 f 是正弦函数，s 取如下形式：

$$s(\vec{r},t)=a\cos 2\pi\left(\frac{t}{\mathrm{T}}-\frac{\vec{r}\cdot\vec{u}}{\lambda}\right)$$

时，这就是正弦平面波。

a 是 s 的最大值，叫振幅；我们假定它是不变的，即与 t 无关，而且是均匀的，即与 $\vec{r}$ 无关。

α）假如对于 $\vec{r}\cdot\vec{u}$ 的一个给定值，用 $t+\mathrm{T}$ 代替 t，而得到相同的 s 值，T 就是该振动的时间周期（或简称周期）。

β）假如在一给定时刻，将 $\vec{r}\cdot\vec{u}$ 换成 $\vec{r}\cdot\vec{u}+\lambda$，振动 s 重取相同的值，λ 就叫空间周期，或叫波长。

如下几个量也是常用的：

—频率 $\nu=\dfrac{1}{\mathrm{T}}$；

—波数 $\sigma=\dfrac{1}{\lambda}$；

由此可得 s 的另一个表达式：

$$s=a\cos 2\pi(\nu t-\sigma\vec{r}\cdot\vec{u});$$

—角频率 $\omega=\dfrac{2\pi}{\mathrm{T}}$，

—波矢

$$\boxed{\vec{k}=2\pi\sigma\vec{u}=\frac{2\pi}{\lambda}\vec{u},}$$

由此得出

$$\boxed{s = a\cos(\omega t - \vec{k}\cdot\vec{r}) = a\cos(\omega t - \phi),}$$

式中

$$\phi = \vec{k}\cdot\vec{r},$$

ϕ 是振动的位相。

对于不同的坐标原点 O′，在点M沿方向D振动的位相将是 $\phi' = \vec{k}\cdot\vec{r}'$，$\phi'$ 和 ϕ 只相差一个常数 $\vec{k}\cdot\overrightarrow{OO'}$。$s$ 随 t 和 $\vec{r}$ 变化的规律保持相同的形式。

等相面(ϕ = 常数或 ξ = 常数)是与D垂直的一些平面，它们与波平面是一致的。$\vec{k}$ 是与 $\vec{u}$ 共线的矢量，因此也与等相面垂直。

当 $\vec{r}\cdot\vec{u}$ 增加 λ，t 增加T时，振动 $s(t, \vec{r}\cdot\vec{u})$ 取同一数值，因此波沿方向D的传播速度是

$$\boxed{v = \frac{\lambda}{T}。}$$

由此得 $|\vec{k}|$ 的表达式：

$$|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{vT} = \frac{\omega}{v}。$$

注意：波矢 $\vec{k}$ 是一个极其重要的物理量，特别是在光学中。我们定义 $\vec{k} = 2\pi\sigma\vec{u}$，而有些作者令 $\vec{k} = \sigma\vec{u}$，但这并不改变这个矢量的性质，也不改变它的重要性。

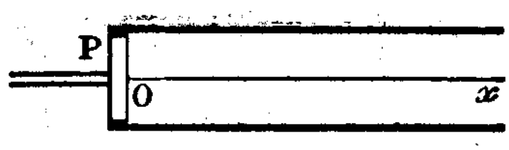

图 O-1-1

例题 O-1 1. 在一长圆柱形管中装有压强为 p、温度为T的干燥空气，管口用一平面活塞P封闭，活塞平面与 Ox 轴垂直(如图 O-1-1)。当使活塞以小振幅作短促的来回移动时，就引起管中气体振动。试说明此振动在管中如何传播。

2．理论证明，管中气体振动的传播速度是

$$V=\frac{1}{\sqrt{\chi a}},$$

式中 $\chi=\frac{1}{v}\frac{\partial v}{\partial p}$ 是流体的绝热压缩系数，a 是在实验条件下流体的密度。假定在振动发生时，压缩区和膨胀区之间无热量交换，并将空气当作理想气体，试算出V的值。

已知数值：设实验是在标准条件下进行的，即

$$p_t=1.01\times10^5\,\mathrm{Pa},a_0=1.293\ \mathrm{kg\cdot m^{-3}},\ \frac{C_p}{C_v}=1.40。$$

1．设 ξ 表示活塞偏离平衡位置的位移，这可用图 O-1-2 的曲线来表示。在靠近活塞的空气层中压强突然增大，然后随着活塞返回原来位置时压强又减小。$\overline{\omega}$ 表示过剩压强，它等于瞬时压强与在平衡位置时的压强 p 的差值。图 O-1-3 表示在与活塞接触的空气层中 $\overline{\omega}$ 随 t 的变化。

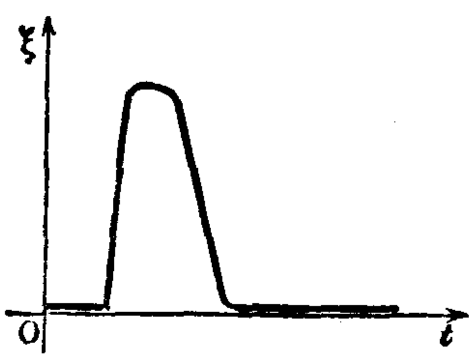

图 O-1-2

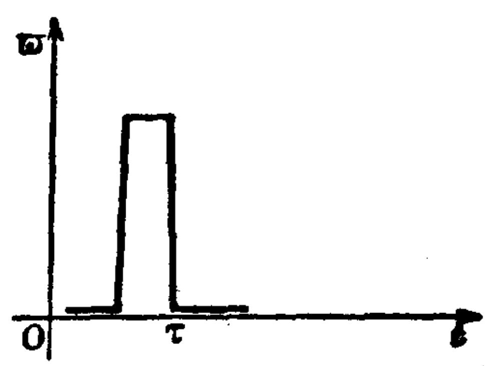

图 O-1-3

这层空气所受到的过剩压强是由于活塞的移动引起分子位移而产生的。这些分子将《推动》邻近的分子，邻近分子再推动下面的分子，如此等等，这就促使最初的振动传递下去。它以速度V向前传播。它出发后经过时间 $t=\frac{x}{V}$ 而到达坐标为 x 的点(图 O-1-4)。

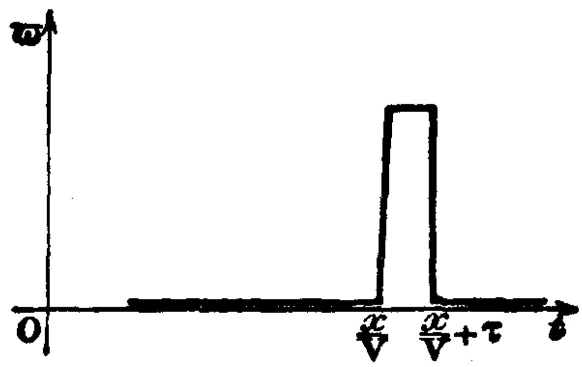

图 O-1-4

各层气体的相继压缩和膨胀，发生得很快，而且是在导热性能不好的介质中进行的；各层气体之间及和外界都来不及发生热交换，因此每次压缩和膨胀都是绝热的。

2．V 的表达式中的系数 χ 是一与绝热压缩系数有关的量：

$$\chi = -\frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_{\text{绝热}}。$$

由拉普拉斯方程 $pv^\gamma=$ 常数，得

$$\frac{dp}{p}+\gamma\frac{dv}{v}=0 \Rightarrow \chi=-\frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_{\text{绝热}}=\frac{1}{\gamma p}。$$

于是有

$$a=a_0\frac{p}{p_0}\frac{T_0}{T} \Rightarrow a\chi=\frac{1}{\gamma}\frac{a_0}{p_0}\frac{T_0}{T}$$

和

$$V=\frac{1}{\sqrt{a\chi}} \Rightarrow \boxed{V=\sqrt{\gamma\frac{p_0}{a_0}\frac{T}{T_0}}。}$$

数值运算：

$$T \doteq T_0,\quad \gamma=1.40,\quad a_0=1.293\ \mathrm{kg\cdot m^{-3}},$$

$$p_0=1.01\times10^5\mathrm{Pa}。$$

$$V=\sqrt{\frac{1.40\times1.01\times10^5}{1.293}}=330.7\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}。$$

这个数值与声波在管中的传播速度的测量结果极为吻合。

§1-4 准平面波

现在讨论由下式确定的在 $M(x, y, z)$点附近的振动

$$s=a\cos[\omega t-\phi(x, y, z)]。$$

在一般情况下，a 是M的函数。我们仅限于研究 a 是均匀的(即不依赖于 M)情况。这也是一个正弦波，其波面即等相面满足下列方程：

$$\phi(x,y,z)=\phi_0=常数，或\quad \phi(M)=\phi_0。$$

假定函数 $\phi(M)$ 是连续的，而且在包含M点的区域中具有连续导数，我们称用符号 $\overrightarrow{\mathrm{grad}}\ \phi$ 表示的矢量为 ϕ 的梯度，它在三个轴上的投影是 ϕ 对 x, y, z 的偏导数。因此，这个矢量垂直于方程$\phi(x,y,z)=\phi_0$ 决定的面。

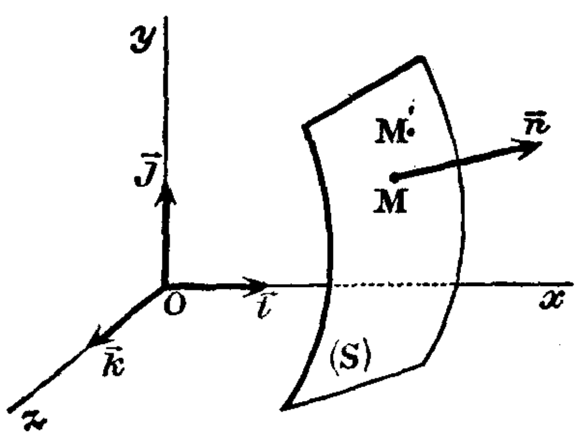

图 1-4

假定 (S) 是这些面中的一个(图 1-4)。当 (S) 上的每一点都有一个与该点相切的平面，其法向矢量 $\vec{n}$ 由下式定义：

$$\vec{n}=\overrightarrow{\mathrm{grad}}\ \phi$$

时，我们就说这个波是准平面的。

假定 $M'(x+h, y+l, z+m)$是 (S) 上M附近的一个点，则有

$$\overrightarrow{MM'}=h\vec{i}+l\vec{j}+m\vec{k}。$$

我们可将 $\phi(M')$在点M的邻域中展开，取一级近似，写为