光学

（理论和习题）

尤金·赫克特 著 曾贻伟 等译

北京师范大学出版社

光　　学

（理论和习题）

〔美〕尤金·赫克特　著

曾贻伟等　　译

北京师范大学出版社

Eugene Hecht

SCHAUM'S OUTLINE OF

THEORY AND PROBLEMS

of

OPTICS

MCGRA-HILL BOOK COMPANT

光　学

(理论和习题)

〔美〕尤金·赫克特　著

曾贻伟等　译

*

北京师范大学出版社出版

新华书店北京发行所发行

西安新华印刷厂印刷

*

开本:787×1092　1/32　印张:12.25　字数:257千

1983年6月第一版　1983年6月第一次印刷

印数: 1—18.000

统一书号: 13243·17　定价: 1.25元

译者前言

《光学（理论和习题）》一书系美国阿德尔菲大学物理学博士尤金·赫克特（Eugene Hecht）所著的“谢奥姆提纲式丛书”之一。

全书共分八章。第一、二章讨论了波动和光的本性；第三、四章为几何光学；第五、六、七章为物理光学；第八章为傅里叶光学简介。各章开始系该章内容的提纲；然后是带有详细解答的例题。全书共有带解答的例题346个，补充习题266个。所选配的习题形式新颖，种类多样，数量充足，既有巩固基础知识的题目，又有具有一定难度的提高性题目。

本书可供综合性大学、高等师范院校物理系作为光学课的参考书；也可作为理工科大学、电视大学有关专业师生和科技工作者、中学物理教师的学习参考书。

参加本书翻译工作的有：北方交通大学应用数理系林铁生（第一、二、三章），张世雄（第四章），于乾鹏（第五、八章）；北京师范大学物理系汪顺义（第六章），曾贻伟（第七章）。

本书的翻译工作得到了北京师范大学冯克嘉副教授、阎金铎副教授和北京建筑工程学院郑伯坚副教授的指导和帮助，对以上同志谨致谢忱。

对于译文中的错误、不妥之处，欢迎广大读者批评指正。

译　者

一九八一年八月

序　　言

本书打算作为大学生光学初级课程的一种补充读物。按照这套书的惯例，本书对原理采用简明的提纲形式，并配有大量的例题和习题，这些题目是精心编选的，并阐明了那些原理。

虽然从本质上理解光学现象需要应用光子图象，但是大多数论述我们还是使用了光的波动模型。因此，第一章给出了一般波动的数学描述，第二章是关于麦克斯韦方程组的描述。第三章对传播定律进行了讨论，而第四章则把传播定律应用到几何光学的实际问题中去。在简明的惠更斯-菲涅耳原理的基础上，阐明了衍射理论。最后一章（第八章）对傅里叶光学作了初步的讨论。

广泛地使用了皮秒、兆赫兹、纳米（如频带宽度、频率稳定性和相干长度等单位）等现代术语。并且习题涉及了从蜡烛到激光的所有内容。在奇迹般的文艺复兴中，光学是一门内容极其广泛的学科。虽然以介绍性论述的材料的大部分内容是很传统的，但我还力图赋予这些材料以富有生气的现代色彩。

我愉快地利用序言向那些对本书作出努力的人表示谢意；实际上我要感谢我的所有学生所提供的帮助和鼓励，特别是法佐（Fazio）、瑞安（Ryan）和迪姆（Deem）。拉罗萨（LaRosa）完美无缺地打印了全部手稿，她的拼字是神奇的。本书由贝克威斯（Beckwith）极其细心地校订过。

最后我衷心地感谢我的妻子赫克特（Hecht），她复制了图4—42中的小青蛙，因此谨将此书献给她。

尤金·赫克特

1975．1．

于阿德尔菲大学

目　　录

第一章　波　　动

§1.1　引言

光学是研究光的，或者更广义地讲是研究电磁波谱的。从我们的观点来看，光的波动面貌是具有头等意义的。虽然光是一种电磁现象，但是无需详细说明我们将要研究的波动性质，大部分光学内容也是可以理解的。比如，菲涅耳（Fresnel1788—1827）的大量著作（这些著作即使在今天仍是非常有用的。）是在现已放弃很久的弹性媒质模型的范围内得来的。

§1.2　微分波动方程

一列沿着弦运动的简单波具有很多与光波相同的性质。弦的位移垂直于扰动运动的方向，即波沿弦传播，而弦本身的每个元段只不过是在往复地运动。这种波称为**横波**。光恰好是这样一种横波，其电场和磁场均在垂直于传播方向的方向上变化。

微分波动方程

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

描述这样现象（当只有一个空间变量时）。量ψ（x,t）称为波函数，它表示空间（x）和时间（t）的扰动，它可以是弦的位移或场强的大小。式中v是波的传播速率。

波动方程某一解的形式为

$$\psi(x,t)=f(x-vt)$$

式中f为一以（$x-vt$）为变量的任意二次可微函数。换句话说，可以把（$x-vt$）平方、立方或取你所需要的形式，但是它必须作为一个单元出现。扰动的形状（它的波形）可以用“拍照”给定时刻的波函数来获得。在数学上这相当于令t为一常数。例如，在$t=0$时

$$\psi(x, 0)=f(x)$$

是波形。因此，若$f(x)$是弦上隆起的形状，那么$f(x-vt)$描述了沿正x方向以速率v运动的隆起。用同样方法，$g(x+vt)$是对应于沿负x方向传播的任一波形为$g(x)$的波动方程的解。

例　题

1·1　试证明$f(x-vt)$是一个沿正x方向运动的具有不变波形的行波。

解　建立一个坐标系S'，此坐标系和扰动一起以速率v向右运动，如图1—1所示。当$t=0$时两坐标系S和S'重迭，因而$x'=x-vt$。在S'中波函数是与时间无关的。因此，在S'中波形是不变的且波函数由下式给定

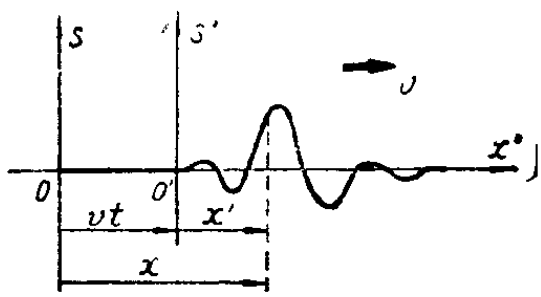

图1—1

$$\psi(x,t)=f(x')=f(x-vt)$$

1·2　试证明$\psi(x,t)=f(x\mp vt)$是一维微分波动方程的解。

解　式中f是x'的函数，而$x'\equiv x\mp vt$又是x和t的函数。因此，使用链式法则

$$\frac{\partial\psi}{\partial x}=\frac{\partial f}{\partial x'}\frac{\partial x'}{\partial x}=\frac{\partial f}{\partial x'}\text{和}\frac{\partial\psi}{\partial t'}=\frac{\partial f}{\partial x'}\frac{\partial x'}{\partial t}=\mp v\frac{\partial f}{\partial x'}$$

$$\text{所以}\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}=\frac{\partial^2 f}{\partial x'^2}\text{而}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}=\frac{\partial}{\partial t}\left(\mp v\frac{\partial f}{\partial x'}\right)$$

$$=\mp v\frac{\partial}{\partial x'}\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)$$

$$\text{因此}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}=\mp v\frac{\partial}{\partial x'}\left(\mp v\frac{\partial f}{\partial x'}\right)=v^2\frac{\partial^2 f}{\partial x'^2}=v^2\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}$$

$$\text{或}\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}=\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}$$

1·3　若 $\psi_1(x,t)$ 和 $\psi_2(x,t)$ 是微分波动方程的两个解，试证明 $\psi_1(x,t)+\psi_2(x,t)$ 也是一个解。

解　因为 ψ_1 和 ψ_2 都是解，所以

$$\frac{\partial^2\psi_1}{\partial x^2}=\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\psi_1}{\partial t^2}\text{和}\frac{\partial^2\psi_2}{\partial x^2}=\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\psi_2}{\partial t^2}$$

把上面两式相加可得

$$\frac{\partial^2\psi_1}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi_2}{\partial x^2}=\frac{1}{v^2}\left(\frac{\partial^2\psi_1}{\partial t^2}+\frac{\partial^2\psi_2}{\partial t^2}\right)$$

$$\text{或}\frac{\partial^2}{\partial x^2}(\psi_1+\psi_2)=\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\psi_1+\psi_2)$$

上述结果是一维波动方程的**迭加原理**。于是

$$\psi(x,t)=f(x-vt)+g(x+vt)$$

是方程的通解。

1·4　已知波形为

$$\psi(y,0)=\frac{3}{2y^2+1}$$

（a）试写出沿y增加方向以$2m/s$速率运动相应的行波表达式。

（b）画出$t=0$和$t=1$秒的波形。

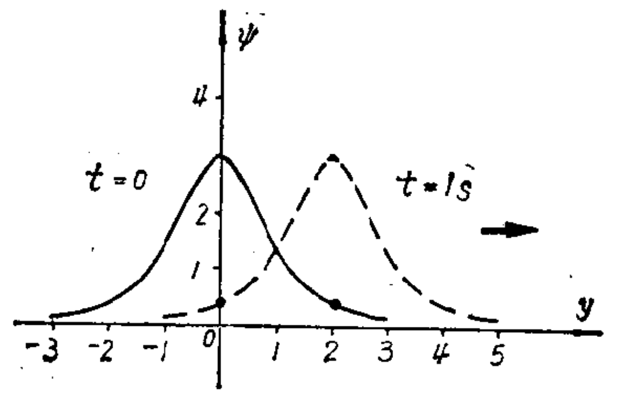

图 1—2

解　（a）只要以$y\mp vt$来代替y，或在此特定情况下以$y-2t$来代替y。因此

$$\psi(y,t)=\frac{3}{2(y-2t)^2+1}$$

（b）见图 1—2

1·5　（a）试证明表达式$\psi(z,t)=Ae^{-(2z+3t)^2}$是一行波；（$b$）验证它是波动方程的解。

解　（a）表达式可以改写为

$$\psi=Ae^{-4(z+3t/2)^2}$$

上式是$z+vt$的函数，而$v=3/2$。因此，ψ表示一个沿负z方向以速率3/2运动的波。

（b）由微分

$$\frac{\partial\psi}{\partial z}=-8(z+3t/2)Ae^{-4(z+3t/2)^2},$$

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}=[-8(z+3t/2)]^2\psi-8\psi$$

$$\frac{\partial\psi}{\partial t}=[-8(z+3t/2)(3/2)]\psi,\quad \frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}=[-8(z+3t/2)(3/2)]^2\psi-8(3/2)^2\psi$$

于是波方程成为

$$\{[-8(z+3t/2)]^2-8\}\psi=\frac{1}{v^2}(3/2)^2\{[-8(z+3t/2)]^2-8\}\psi$$

对于$v=3/2$，的确满足上式。

§1.3 正弦波

一列形状为正弦曲线（图1—3）的波称为**谐波**。因为数学上通过傅里叶方法我们可以用若干正弦函数的和合成较复杂的波，所以这种波是有特别意义的。

如果$\psi(x,0)=A\sin kx$，于是

$$\psi(x,t)=A\sin k(x\mp vt)$$

是一**前进谐波**。正弦函数的幅角是无单位的，为此我们引入正的常数k并称为**传播数**。量$\psi(x,t)$的最大值是**振幅**A。由于在一个**空间周期**或**波长**λ之后波函数本身可重复出现，即$\psi(x,t)=\psi(x\pm\lambda,t)$。对于这种情况，传播数必须用$k=2\pi/\lambda$给定。类似地，如果在一个**时间周期**$\tau$之后波函数本身可重复出现，即$\psi(x,t)=\psi(x,t\pm\tau)$，从而$\tau=\lambda/v$。**周期**是每个波的时间单位数，它的倒数是**频率**ν，或每单位时间的波数。因此

$$v=\nu\lambda$$

和力学类似，我们可以引入**角频率**$\omega\equiv2\pi/\tau$。虽然实际上这里没有任何东西在转动，但是使用象ω这样一类单位为**弧度每秒**的量是方便的。因此，波函数可改写为

$$\psi(x,t)=A\sin(kx\mp\omega t)$$

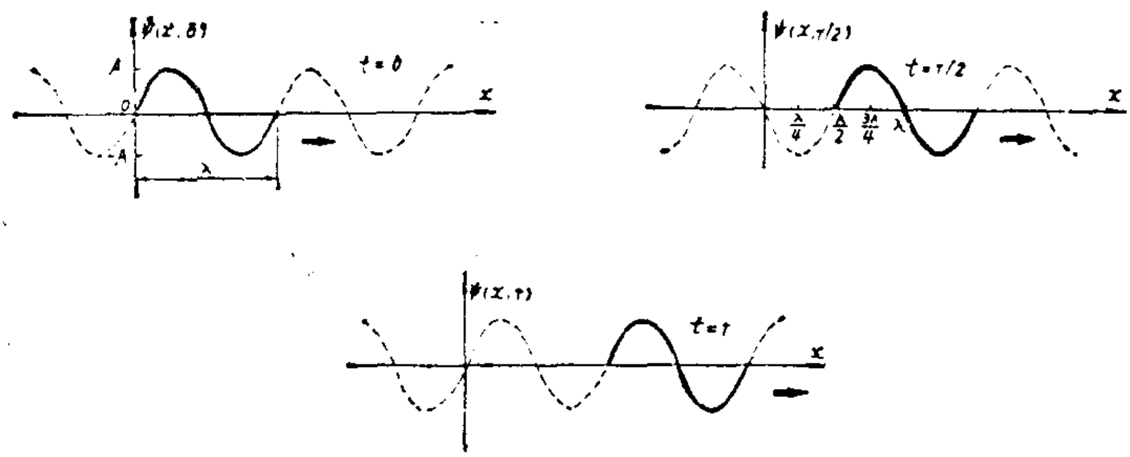

图 1—3

上述谐波在空间和时间上均从$-\infty$变化到$+\infty$，因此它们是数学上的抽象。因为它们只包含单一的频率，这种波称为**单色波**。虽然以不同程度接近它们的波存在并称为是**准单色的**，但没有实际的物理扰动具有这种形式。

例　题

1·6　试证明对于一列谐波其空间上的重复性〔$\psi(x,t)=\psi(x\pm\lambda,t)$〕要求$k=2\pi/\lambda$。

解　我们知道，每当幅角增加或减少2π时，正弦函数本身重复出现。因此

$$A\sin k(x-vt)=A\sin k[(x\pm\lambda)-vt]$$
$$=A\sin[k(x-vt)\pm2\pi]$$

第二个量给出$|k\lambda|=2\pi$，或因为k和λ均是正的，所以$k=2\pi/\lambda$。

1·7　在$t=0$，$t=\tau/4$和$t=\tau/2$诸时刻，试画出波$\psi(x,t)=A\cos(kx-\omega t)$的图形。

解　在$t=0$时，$\psi(x,0)=A\cos kx$。
在$t=\tau/4=1/4\nu=\pi/2\omega$时，$\psi(x,\tau/4)=A\cos(kx-\pi/2)$。

在 $t=\tau/2=1/2\nu=\pi/\omega$时，$\psi(x,\tau/2)=A\cos(kx-\pi)$。见图1－4。

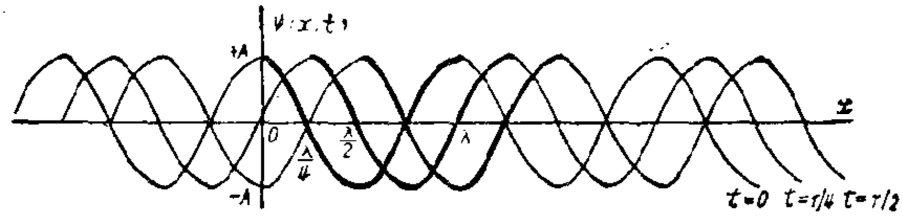

图1－4

1·8　光的波长通常是用**纳米**（$1\text{nm}=10^{-9}m$）为单位来度量的。例如，差不多位于光谱中部的黄光波长约为580nm。试把这个波长同粗细约为 4×10^{-2}mm 的人的汗毛进行比较。

解
$$\frac{4\times10^{-5}\text{m}}{580\times10^{-9}\text{m}}=69$$

每根汗毛粗细为波长的69倍。虽然光的波长很小，但是同我们研究的东西相比仍然是不能忽略的。

1·9　光的波长大致是在390nm(紫光)到780nm(红光)的范围内。和所有真空中的电磁波一样，它在真空中速率约为 3×10^{8} m/s。试确定对应的频率范围。

解　因为　$v=\nu\lambda$，

$$\nu_{vio}=\frac{3\times10^{8}m/s}{390\times10^{-9}\text{m}}=7.7\times10^{14}s^{-1}\text{和}$$

$$\nu_{red}=\frac{3\times10^{8}m/s}{780\times10^{-9}m}=3.8\times10^{14}s^{-1}$$

单位是秒的倒数或周每秒。现在我们使用**赫兹**（缩写为Hz）来代替周每秒。因此频率范围是从380THz到770THz

（1太拉赫兹$=10^{12}$Hz$=1$THz）。

1·10 试证明谐波函数$\psi(x,t)=A\sin(kx-\omega t)$是一维微分波动方程的解。

解 波动方程由下式给出

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

由于 $\dfrac{\partial\psi}{\partial x}=kA\cos(kx-\omega t)$，$\dfrac{\partial^2\psi}{\partial x^2}=-k^2A\sin(kx-\omega t)=-k^2\psi$

而$\dfrac{\partial\psi}{\partial t}=-\omega A\cos(kx-\omega t)$，$\dfrac{\partial^2\psi}{\partial t^2}=-\omega^2A\sin(kx-\omega t)=-\omega^2\psi$

波方程成为

$$-k^2\psi=\frac{1}{v^2}(-\omega^2\psi)$$

因此，只要$v=\omega/k=\nu\lambda$（这是已知的事实），ψ是一个解。

1·11 试证明一列前进谐波可依次用下列方程来描绘：

(a) $\psi=A\sin2\pi\left(\dfrac{x}{\lambda}\mp\dfrac{t}{\tau}\right)$

(b) $\psi=A\sin2\pi\nu\left(\dfrac{x}{v}\mp t\right)$

(c) $\psi=A\sin2\pi(\kappa x\mp\nu t)$ 式中 $\kappa\equiv\dfrac{1}{\lambda}$

解 (a) 从$\psi=A\sin k(x\mp vt)$着手，利用$k=2\pi/\lambda$可得到

$$\psi=A\sin2\pi\left(\frac{x}{\lambda}\mp\frac{vt}{\lambda}\right)$$

而 $v/\lambda=\nu=1/\tau$。

(b) 根据(a)的结果：因为$\lambda\nu=v$和$\tau\nu=1$，所以