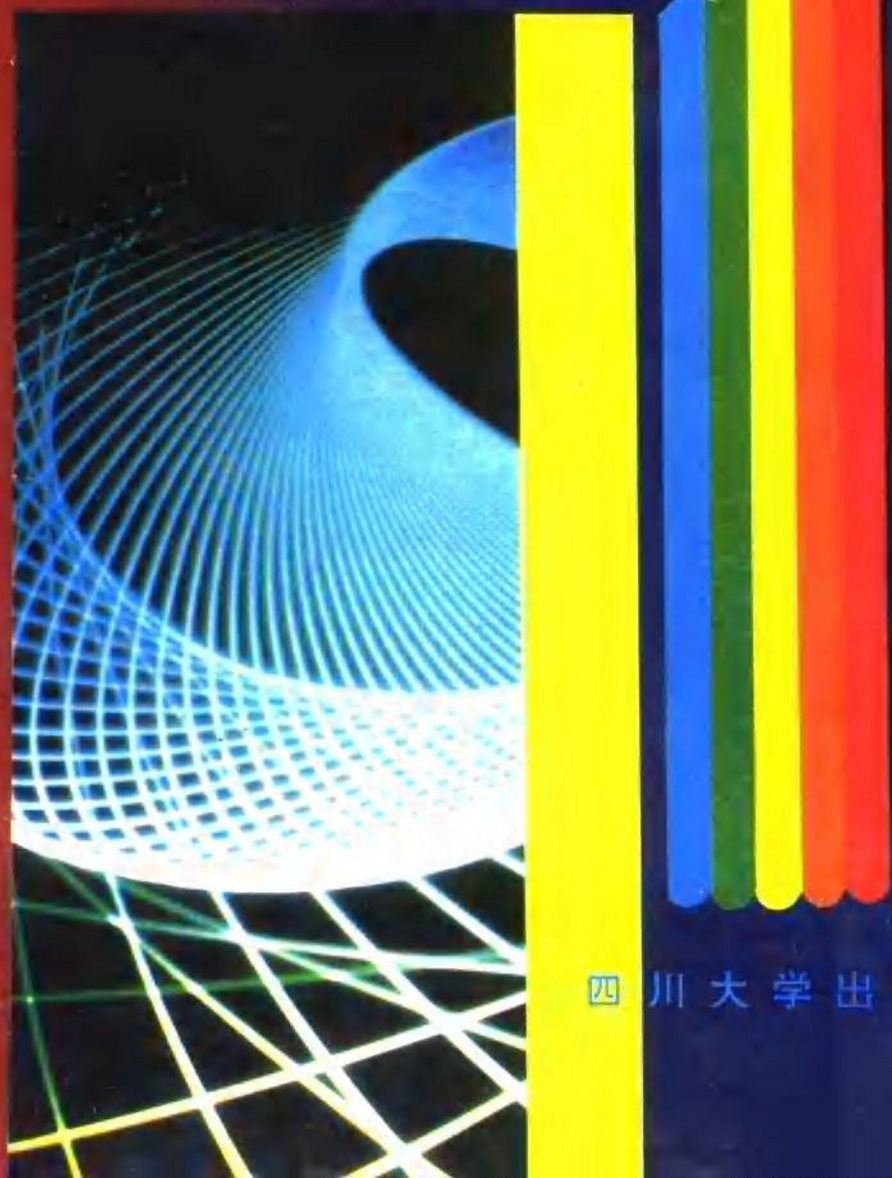


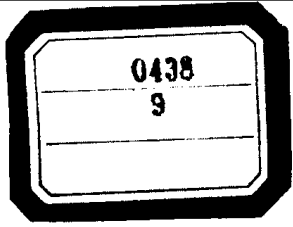
信息光学

XINXI GUANGXUE

苏显渝 李继陶 编著



四川大学出版社



1702719

信息光学

苏显渝 李继陶 编著

JY11181/05



四川大学出版社

1995年 成都



B1314897

(川)新登字014号

责任编辑:樊程方

封面设计:冯先洁

技术设计:樊程方

内 容 提 要

信息光学是在经典的波动光学的基础上发展起来的新兴学科,在科学技术的众多领域,已得到越来越广泛的应用。

全书以信息传递和变换的观点,采用信息理论和方法,分九章论述光学全息、计算全息、莫尔条纹、相干光学处理、非相干光学处理、激光斑纹、傅里叶变换光谱学、阿达玛变换光谱学、小波变换,以及信息光学发展前沿等问题。有些内容,特别是第九章的内容,包含了作者近年来的研究成果。

本书是按教学要求编写的,多数章配有必要的习题。为了兼顾社会读者的需要,在内容安排上,简化了数学推导过程,注意了应用问题的选材。本书除作为高校教材外,对科技人员也有参考价值。

信 息 光 学

苏显渝 李继陶 编著

四川大学出版社出版发行 (成都市望江路29号)

新华书店经销 成都市郫县犀浦印刷厂印刷

787×1092mm 32开本 13.75印张 280千字

1995年8月第1版 1995年8月第1次印刷

印数:1—1 000册

ISBN 7-5614-1165-0/O·103 定价:15.50元

前 言

光学是一门较早发展的学科,它在科学与技术的发展史中占有重要的地位,近50年来,由于光学自身的发展以及和其它科学技术的广泛结合与互相渗透,使得这门古老的学科迸发出新的青春活力。随着新技术的出现,新的理论也不断发展,形成了许多新的分支学科或边缘学科。信息光学是近30多年来发展起来的一门新兴学科,它是在全息术、光学传递函数和激光的基础上,从传统的、经典的波动光学中脱颖而出的。

1948年全息术的提出,1955年作为像质评价的光学传递函数概念的建立,以及1960年激光的诞生,是现代光学发展中的几件大事。激光的应用使全息术获得了新的生命,全息术和光学传递函数的进一步发展,加上傅里叶变换概念进入光学,使光学和通信这两个不同的领域在信息学范畴内统一起来,从“空域”走向“频域”。光学工程师不再仅仅局限于用光强、振幅或透过率的空间分布来描述光学图像,也像电气工程师那样用空间频率的分布和变化来描述光学图像,为光学信息处理开辟了广阔的前景。信息光学已渗透到科学技术的诸多领域,得到越来越广泛的应用。

本书是为教学的需要而编写的。全书共分九章,除包括传统的全息术和光学信息处理外,还介绍了莫尔条纹、激光斑纹、几种变换在光学中的应用以及信息光学发展前沿等内容。有些内容,特别是第九章的内容,包含了作者近年来的研究成果。

四川大学光电系陈祯培教授、钟永碧副教授,四川大学出版社樊程方同志对本书的出版,给予了热情的支持和帮助,我们在此表示衷心的感谢。承蒙信息光学研究生吴春才、李万松同学为本书绘制插图,作者也深表感谢。

由于作者水平有限,缺点和差错实难避免,敬请读者批评指正。

苏显渝 李继陶

1994年12月于四川大学

目 录

前 言

1 光学全息

1.1	光学全息概述	(1)
1.2	波前记录与再现	(2)
1.3	同轴全息图和离轴全息图	(7)
1.4	基元全息图	(11)
1.5	费涅耳全息图	(14)
1.6	傅里叶变换全息图	(19)
1.7	像全息图	(28)
1.8	彩虹全息	(32)
1.9	位相全息图	(36)
1.10	模压全息图	(38)
1.11	体积全息	(39)
1.12	平面全息图的衍射效率	(42)
1.13	全息干涉计量	(44)
	习 题	(48)

2 计算全息

2.1	计算全息的理论基础.....	(51)
2.2	计算全息的编码方法.....	(59)
2.3	计算傅里叶变换全息.....	(65)
2.4	计算像面全息.....	(69)
2.5	计算全息干涉图.....	(71)
2.6	相息图.....	(74)
2.7	计算全息的应用.....	(75)

2.8	计算全息的几种物理解释	(78)
	习 题	(79)
3	莫尔现象及其应用	
3.1	莫尔现象的基本规律	(81)
3.2	干涉、全息与莫尔现象	(85)
3.3	莫尔计量术	(86)
3.4	莫尔轮廓术	(88)
4	空间滤波	
4.1	空间滤波的基本原理	(92)
4.2	系统与滤波器	(99)
4.3	空间滤波应用举例	(102)
4.4	傅里叶变换透镜	(104)
	习 题	(108)
5	相干光学处理	
5.1	图像相减	(109)
5.2	匹配滤波与图像识别	(112)
5.3	非线性处理——半色调网屏技术	(117)
5.4	用逆滤波器消模糊	(121)
5.5	合成孔径雷达	(123)
5.6	照相胶片	(129)
	习 题	(132)
6	非相干光学处理	
6.1	基于几何光学的非相干处理系统	(134)
6.2	基于衍射的非相干处理——非相干频域综合	(138)
6.3	白光光学信息处理技术	(141)
6.4	位相调制假彩色编码	(146)
	习 题	(149)
7	激光斑纹及其应用	
7.1	激光斑纹的统计性质	(151)
7.2	斑纹照相	(154)
7.3	斑纹干涉计量	(158)
7.4	电子斑纹干涉	(161)

8 几个变换在光学中的应用

- 8.1 傅里叶变换光谱学 (162)
- 8.2 阿达玛(Hadamard)变换光谱仪 (166)
- 8.3 光学小波变换 (174)

9 信息光学的前沿

- 9.1 集成光信息处理 (182)
- 9.2 新的成像系统 (188)
- 9.3 光学三维传感与计量 (190)
- 9.4 新一代的全息术和光学信息处理 (200)

- 参考文献 (208)

作为光源,而且是所谓的同轴全息图,它的 ± 1 级衍射波是分不开的,即存在所谓的“孪生像”问题,不能获得好的全息像。这是第一代全息图,是全息术的萌芽时期。第一代全息图存在两个严重问题,一个是再现的原始像和共轭像分不开,另一个是光源的相干性太差。

1960年激光的出现,提供了一种高相干性光源。1962年美国科学家利思(Leith)和乌帕特立克斯(Upatnieks)将通信理论中的载频概念推广到空域中,提出了离轴全息术。他用离轴的参考光与物光干涉形成全息图,再利用离轴的参考光照射全息图,使全息图产生三个在空间互相分离的衍射分量,其中一个复制出原始物光。这样,第一代全息图的两大难题宣告解决,产生了激光记录、激光再现的第二代全息图。从而使全息术在沉睡了十几年之后得到了新生,进入了迅速发展年代,相继出现了多种全息方法,并在信息处理、全息干涉计量、全息显示、全息光学元件等领域得到广泛应用。由此可见,高相干度激光的出现,是全息术发展的巨大动力。

由于激光再现的全息图失去了色调信息,人们开始致力于研究第三代全息图。第三代全息图是利用激光记录和日光再现的全息图,例如反射全息、像全息、彩虹全息及模压全息等,在一定的条件下赋予全息图以鲜艳的色彩。

激光的高度相干性,要求全息拍摄过程中各个元件、光源和记录介质的相对位置严格保持不变,并且相干噪声也很严重,这给全息术的实际使用带来了种种不便。于是,科学家们又回过头来继续探讨白光记录的可能性。第四代全息图可能是白光记录和白光再现的全息图,它将使全息术最终走出实验室,进入广泛的实用领域。目前已开始取得进展。

除了用光学干涉方法记录全息图,还可用计算机和绘图设备画出全息图,这就是计算全息(Computer-Generated Hologram,简称CGH)。计算全息是利用数字计算机来综合的全息图,不需要物体的实际存在,只需要物光波的数学描述。因此,具有很大的灵活性。

全息术不仅可以用于光波波段,也可以用于电子波、X射线、声波和微波波段。实际上,利思和乌帕特立克斯的离轴全息概念就是来自于微波领域的旁视雷达——微波全息图。正如盖伯在他荣获诺贝尔奖时的演说中所指出的,利思在雷达中用的电磁波长比光波长10万倍,而盖伯本人在电子显微镜中所用的电子波长又比光波短10万倍。他们分别在相差 10^{10} 倍波长的两个方向上发展了全息照相术,这说明科学的发展总是互相渗透,互相影响的。

1.2 波前记录与再现

用干涉方法得到的像平面上光波的全部信息(振幅和位相),存在于物像之间光波经过的任一平面上。如果在这些平面上能记录携带物体全部信息的波前,并在一定条件下再现(亦称重现)物光波的波前,那么,从效果上看,相当于在记录时被“冻结”在记录介质上的波前从全息图上“释放”出来,然后继续向前传播,以产生一个可观察的三维像。如果不考虑记录过程和再现过程在时间上的间隔和空间上存在的差异,再现光波与原始光波毫无区别。因此,由光波传递信息而构成物体的过程被分解为两步:波前记录与波前再现。在

全息术中通常使用的波是光波,一般把它称为光全息术。根据使用波的不同,又有微波全息术、声波全息术等。波前记录与波前再现是全息术的核心。

1.2.1 波前记录

1. 用干涉方法记录物光波波前

物光波波前信息包括光波的振幅和位相,然而现有的所有记录介质仅对光强产生响应,因此,必须设法把位相信息转换成强度的变化才能记录下来。干涉法是将空间位相调制转换为空间强度调制的标准方法。

波前记录过程如图1.2-1所示。

设传播到记录介质上的物光波前为

$$O(x, y) = O(x, y) \exp[-j\phi(x, y)] \quad (1.2-1)$$

传播到记录介质上的参考光波波前为

$$R(x, y) = R(x, y) \exp[-j\psi(x, y)] \quad (1.2-2)$$

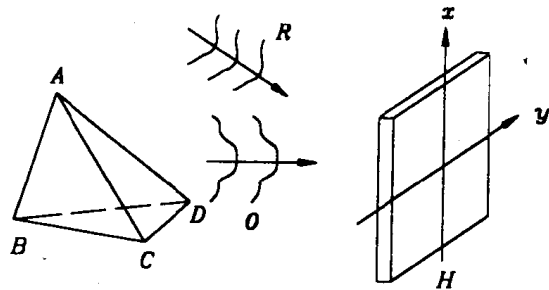


图1.2-1 波前记录

则被记录的总光强为

$$I(x, y) = |R(x, y) + O(x, y)|^2 \\ = |R(x, y)|^2 + |O(x, y)|^2 + R(x, y)O^*(x, y) + R^*(x, y)O(x, y) \quad (1.2-3)$$

或者

$$I(x, y) = |R(x, y)|^2 + |O(x, y)|^2 + 2R(x, y)O(x, y)\cos[\psi(x, y) - \phi(x, y)] \quad (1.2-4)$$

常用的记录介质是银盐感光干板,对两个波前的干涉图样曝光后,经显影、定影处理得到全息图。因此,全息图实际上就是一幅干涉图。(1.2-4)式中的前两项是物光和参考光的强度分布,其中参考光波一般都选用比较简单的平面波或球面波,因而 $|R(x, y)|$ 是常数或近似于常数,而 $|O(x, y)|$ 是物光波在底片上造成的强度分布,它是不均匀的,但实验上一般都让它比参考光波弱得多。前两项基本上是常数,作为偏置项,第三项是干涉项,包含有物光波的振幅和位相信息。参考光波作为一种高频载波,其振幅和位相都受到物光波的调制(调幅和调相)。参考光波的作用正好完成使物波波前的位相分布转换成干涉条纹的强度分布的任务。

2. 记录过程的线性条件

作为全息记录的感光材料很多,最常用的是由细微粒卤化银乳胶涂敷的超微粒干板,简称全息干板。假定全息干板的作用相当于一个线性变换器,它把曝光期间内的入射光强线性地变换为显影后负片的振幅透过率,为此必须将曝光量变化范围控制在全息干板 $t-E$ 曲线的线性段内。图1.2-2是负片的 $t-E$ 曲线,横坐标 E 表示曝光量,纵坐标 t 表示振幅透过率。此外,我们还必须假定全息干板具有足够高的分辨率,以便能记录全部入射的空间结构。这样,全息图的振幅透过率就可记为

$$t(x, y) = t_0 + \beta E = t_0 + \beta[\tau I(x, y)] = t_0 + \beta' I(x, y) \quad (1.2-5)$$

式中： t_0 和 β 均为常数， β 是 $t-E$ 曲线直线部分的斜率， β' 为曝光量 τ 和 β 之乘积。对于负片和正片， β' 分别为负值和正值。假定参考光的强度在整个记录表面是均匀的，则

$$t(x, y) = t_0 + \beta' (|R|^2 + |O|^2 + R^*O + RO^*)$$

$$= t_0 + \beta' (|O|^2 + R^*O + RO^*) \quad (1.2-6)$$

式中， $t_b = t_0 + \beta' |R|^2$ ，表示均匀偏置透过率。如果全息图的记录未能满足上面指出的线性记录条件，将影响再现光波的质量。

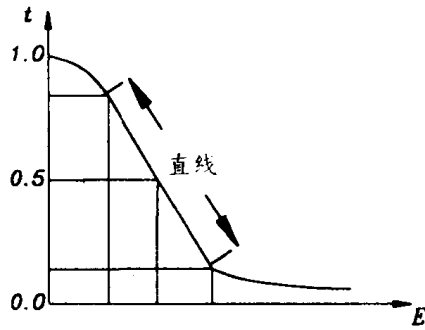


图1.2-2 负片的 $t-E$ 曲线

1.2.2 波前再现

1. 衍射效应再现物波波前

用一束相干光波照射全息图，假定它在全息图平面上的复振幅分布为 $C(x, y)$ ，则透过全息图的光场为

$$U(x, y) = C(x, y)t(x, y) = t_0C + \beta' O O^* C + \beta' R^* C O + \beta' R C O^*$$

$$= U_1 + U_2 + U_3 + U_4 \quad (1.2-7)$$

透射场(1.2-7)式的写法已经表明，我们应当将 C, O, O^* 看作波前函数，它们分别代表照明光波的直接透射波、物光波及其共轭波，而将它们各自的系数分别看作一种波前变换或一种运算操作。一般而言，如果它们各自的系数中含有二次位相因子，则说明被作用的波前相当于经过了一个透镜的聚散。如果系数中出现了线性因子，则说明被作用的波前经过了一个棱镜的偏转；如果系数中既含有二次位相因子又含有线性位相因子，则说明被作用的波前相继经过透镜的聚散和棱镜的偏转，究竟是哪一种情况，这要看全息记录时的参考波与再现时的再现波(照明波)之间的关系。先看 U_1 的系数 $t_b = t_0 + \beta' R^2$ ，其中 t_0 为常数。由于参考波通常采用简单的球面波或平面波，故 R 近似为常数，于是 U_1 中两项系数的作用仅仅改变照明光波 C 的振幅，并不改变 C 的特性。 U_2 的系数中含有 O^2 ，是物光波单独存在时在底片上造成的强度分布，它是不均匀的，故 $U_2 = \beta' O^2 C$ 代表振幅受到调制的照明波前，这实际上是 C 波经历 $O^2(x, y)$ 分布的一张底片的衍射，使照明波多少有些离散而出现杂光，是一种“噪声”信息。这是一个麻烦问题，但实验上可以想些办法，例如适当调整照明度，使 O^2 与 R^2 相比而成为次要因素。总之， U_1 和 U_2 基本上保留了照明光波的特性。这一项称为全息图衍射场中的0级波。

再看 U_3 项，当照明光波是与参考光波完全相同的平面波或球面波时(即 $C=R$)，透射光波中的第三项为

$$U_3(x, y) = \beta' R^2 O(x, y) \quad (1.2-8)$$

因为 R^2 是均匀的参考光强度，所以除了相差一个常数因子外， U_3 是原来物波波前的准确再现，它与在波前记录时原始物体发出的光波的作用完全相同。当这一光波传播到观察者眼睛里时，可以看到原物的形像。由于原始物光波是发散的，所以观察到的是物体的虚像，如图1.2-3(a)所示。这一项称为全息图衍射场中的+1级波。

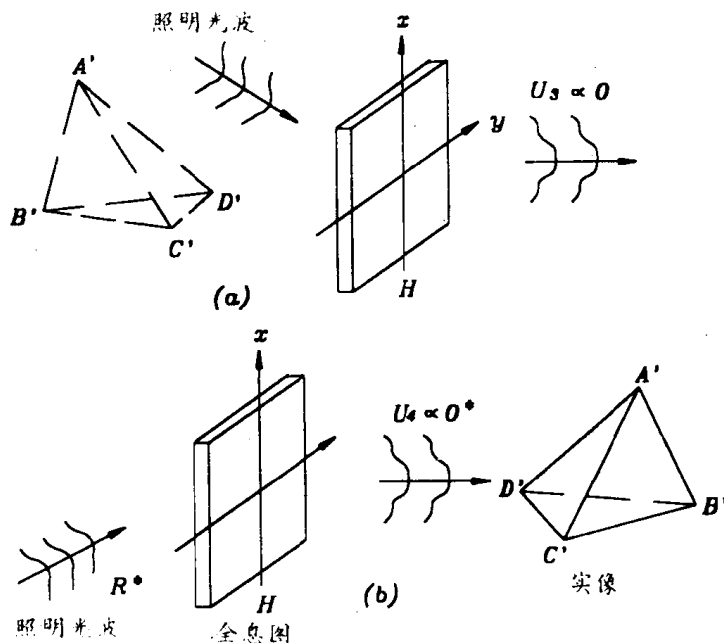


图1.2-3 波前再现

(a)用原始参考波照明; (b)用共轭参考波照明

透射光波中的第四项为

$$U_4(x, y) = \beta' R^2 O^*(x, y) \tag{1.2-9}$$

当照明光波与参考光波完全相同时, R^2 中的位相因子一般无法消除。如果两者都是平面波, 则其位相因子是一个线性位相因子, 使 U_4 波成为并不严格与原物镜像对称的会聚波, 人们在偏离镜像对称位置的某处仍然可以接收到一个原物的实像。如果照明光波与参考光波是球面波, 则 R^2 中有二次位相因子使 O^* 波发生聚散, 随之发生位移和缩放, 人们在偏离镜像对称位置的某处可能接收到一个与原物大小不同的实像。我们称 U_4 项为全息图衍射场中的 -1 级波。

只有当照明光波与参考光波均为正入射的平面波时, 入射到全息上的位相可取为零。这时 U_3 和 U_4 中的系数均为实数, 无附加位相因子, 全息图衍射场中的 ±1 级光波才严格地镜像对称。由共轭光波 U_4 所产生的实像, 对观察者而言, 该实像的凸凹与原物体正好相反, 因而给人以某种特殊感觉, 这种像称为赝像。

若照明光波 $C(x, y)$ 恰好是参考光波的共轭波 $R^*(x, y)$, 则再现波场的第三项和第四项为

$$U_3(x, y) = \beta' R^* R^* O(x, y) \tag{1.2-10}$$

$$U_4(x, y) = \beta' R^2 O^*(x, y) \tag{1.2-11}$$

这时 U_4 再现了物光波前的共轭波, 给出原始物体的一个实像, 如图1.2-3(b)所示。 U_3 再现的是物光波前, 故给出原始物体的一个虚像, 由于受 $R^* R^*$ 的调制, 虚像也会产生变形。

波前记录是物波波前与参考波前的干涉记录,它使振幅和位相调制的信息变成干涉图的强度调制。这种全息图被再现光波照射时,它又起一个衍射光屏的作用,正是由于光波通过这种衍射光屏而产生的衍射效应,使全息图上的强度调制信息还原为波前的振幅和位相信息,再现了物光波前。因此,波前记录和波前再现的过程,实质上是光波的干涉和衍射的结果。

2. 波前再现过程的线性性质

无论选择哪一种再现方式,除了我们感兴趣的那个特定场分量(即当 $C=R$ 时的 U_3 项及 $C=R^*$ 时的 U_4 项)外,总是伴随三项附加的场分量。因此,将波前记录和波前再现的过程看成一个系统变换,以记录时的物波场为输入,以再现的再现波场为输出,这个系统所实现的变换是高度非线性的。但是,若把记录时的物光波前作为输入,再现时的透射场的单项分量 U_3 [(1.2-10)式]或 U_4 [(1.2-11)式]作为输出,那么这样定义的系统就是一个线性系统。采用线性系统的概念将有助于简化对全息成像过程的分析。下面将要介绍的高轴全息,为透射场中满足线性变换关系的那个特定场分量的分离,提供了有效的手段。

1.2.3 全息图的基本类型

随着光学全息技术的发展,出现了多种类型的全息图,从不同的角度考虑,全息图可以有不同的分类方法。从物光与参考光的位置是否同轴考虑,可以分为同轴全息和离轴全息;从记录时物体与全息图片的相对位置分类,可以分为费涅耳全息图、像面全息图和傅里叶变换全息图;从记录介质的厚度考虑,可以分为平面全息图和体积全息图。

例1.2-1 设一列单色平面波的传播方向平行于 xz 平面并与 z 轴成 θ 角,如图1.2-4(a)所示。

(1)写出原始光波和共轭光波的表达式,并说明其传播方向。

(2)写出原始光波和共轭光波在 $z=0$ 的平面上的表达式,再讨论它们的传播方向。

解 (1)一单色平面波和其共轭波的复表示为

$$U(x, y, z; t) = A \exp[-j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})]$$

$$U_c(x, y, z; t) = A \exp[-j(\omega t + \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})]$$

式中: ω 为光波的圆频率, \mathbf{k} 为波矢, \mathbf{r} 为空间位置矢量。由上式可以看出,共轭光波的传播方向与原光波相反,这是共轭光波的本定义。对于单色光波,因子 $e^{-j\omega t}$ 总是相同,故略去不写,只写所谓复振幅,即

$$U(x, y, z) = A e^{j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} = A \exp[j\mathbf{k} \cdot (x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \gamma)]$$

$$U_c(x, y, z) = A e^{-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} = U^*(x, y, z)$$

即共轭光波的数学表达式为原光波复振幅的共轭复数。

由题设条件知: $\alpha = \frac{\pi}{2} - \theta, \beta = \frac{\pi}{2}, \gamma = \theta$,于是

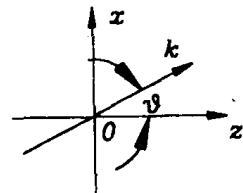


图1.2-4(a)

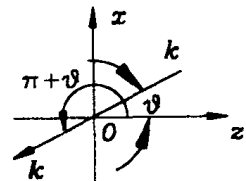


图1.2-4(b)

$$U(x, z) = A \exp[jk(x \sin \theta + z \cos \theta)]$$

$$U_c(x, z) = A \exp[-jk(x \sin \theta + z \cos \theta)]$$

$$= A \exp\{jk[x \sin(\theta + \pi) + z \cos(\theta + \pi)]\}$$

上式再次说明, 共轭波的传播方向与原光波相反, 如图1.2-4(b)所示.

(2) 在 $z=0$ 平面上有

$$U(x) = A \exp[jkx \sin \theta]$$

$$U_c(x) = A \exp[jkx \sin(\theta + \pi)] = A \exp[jkx \sin(-\theta)]$$

由上式看出, 若从在 $z=0$ 平面上造成的效果看, 可将共轭波理解为沿 $(-\theta)$ 方向传播的平面波, 如图1.2-4(c)所示. 此外, 我们习惯上总是让光波从左向右传播, 因此人们常常偏爱这种解释. 对于单色球面光波可作类似的讨论.

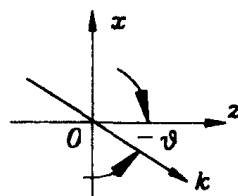


图1.2-4(c)

1.3 同轴全息图和离轴全息图

只有使全息图衍射光波中各项有效分离, 才能得到可供利用的再现像, 这和参考光的方向选取有着直接关系. 根据物光波和参考光波的相对位置, 全息图可以分为同轴全息图和离轴全息图.

1.3.1 同轴全息图

盖伯最初所提出和实现的全息图就是一种同轴全息图, 记录盖伯全息图的光路如图1.3-1(a)所示.

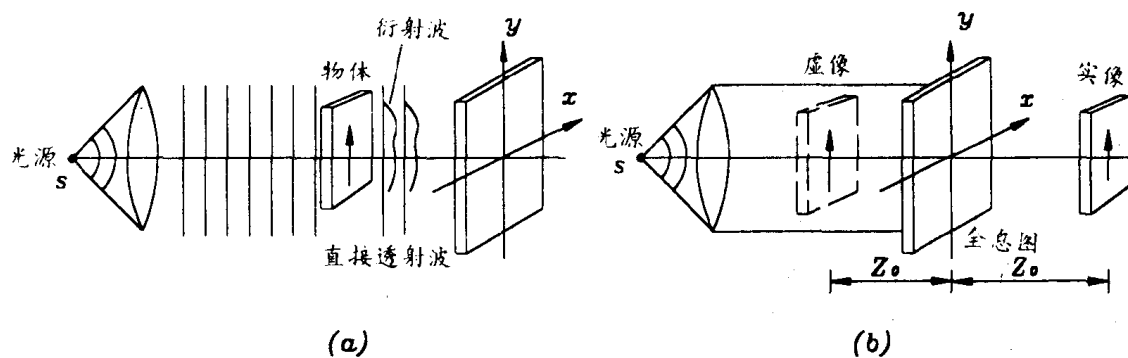


图1.3-1 同轴全息图的记录与再现
(a)记录; (b)再现

设相干平面波照明一个高度透明的物体, 透射光场可以表示为

$$t(x_0, y_0) = t_0 + \Delta t(x_0, y_0) \quad (1.3-1)$$

式中, t_0 是一个很高的平均透射率, Δt 表示围绕平均值的变化, $|\Delta t| \ll |t_0|$. 因此透射光场可以看成由两项组成: 一项是由 t_0 表示的、强而均匀的平面波, 它相当于波前记录时的参考波; 另一项是 Δt 所代表的弱散射波, 它相当于波前记录时的物光波。在距离物体 z_0 处放置全息图干板时的曝光光强为

$$I(x, y) = |R + O(x, y)|^2 = R^2 + |O(x, y)|^2 + R^* O(x, y) + R O^*(x, y) \quad (1.3-2)$$

在线性记录条件下, 所得到的全息图的振幅透过率正比于曝光光强, 即

$$t(x, y) = t_b + \beta' (|O|^2 + R^* O + R O^*) \quad (1.3-3)$$

如果用振幅为 C 的平面波垂直照明全息图, 则透射光场可以用四项场分量之和表示为

$$U(x, y) = Ct(x, y) = Ct_b + \beta' C |O(x, y)|^2 + \beta' R^* C O(x, y) + \beta R C O^*(x, y) \quad (1.3-4)$$

第一项是透过全息图的受到均匀衰减的平面波; 第二项正比于弱的散射光的光强, 可以忽略不计; 第三项正比于 $O(x, y)$, 再现了原始物光波前, 产生原始物体的一个虚像; 第四项正比于 $O^*(x, y)$, 将在全息图另一侧与虚像对称位置产生物体的实像, 如图 1.3-1(b) 所示。

上述四项场分量都在同一方向上传播, 其中直接透射光大大降低了像的衬度, 且虚像和实像相距为 $2z_0$, 构成不可分离的孪生像。当对实像聚焦时, 总是伴随一离焦的虚像, 反之亦然。孪生像的存在也大大降低了全息像的质量。同轴全息的最大局限性还在于我们必须假定物体是高度透明的, 否则第二项场分量将不能忽略。这一假定极大地限制了同轴全息图的应用范围。

1.3.2 离轴全息图

为了消除同轴全息图中孪生像的干扰, 1962年美国密执安大学雷达实验室的利思和乌帕特立克斯提出了离轴全息图, 也叫做偏斜参考光全息图。记录离轴全息图的光路如图 1.3-2 所示, 准直光束一部分直接照射振幅透射率为 $t_0(x, y)$ 的物体, 另一部分经物体之上的棱镜 P 偏折, 以倾角 θ 投射到全息干板上。全息干板上的振幅分布应该是物体透射波和倾斜参考波叠加的结果, 即

$$U(x, y) = A \exp[-j2\pi\alpha y] + O(x, y) \quad (1.3-5)$$

其中参考波的空间频率 $\alpha = \sin\theta/\lambda$, 底片上的强度分布为

$$I(x, y) = A^2 + |O(x, y)|^2 + A O(x, y) \exp[j2\pi\alpha y] + A O^*(x, y) \exp[-j2\pi\alpha y] \quad (1.3-6)$$

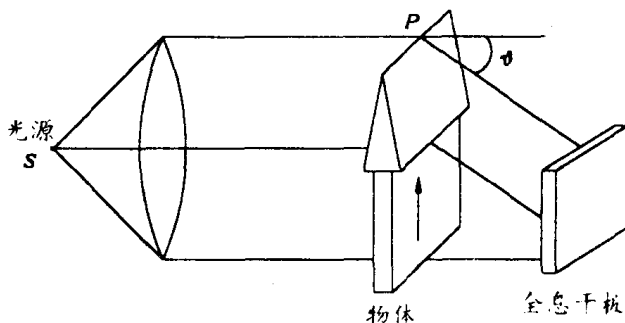


图 1.3-2 记录离轴全息图的光路

把 O 表示为振幅和位相分布, 即

$$O(x, y) = O(x, y) \exp[-j\phi(x, y)] \quad (1.3-7)$$

则(1.3-6)式可以改写为另一种形式

$$I(x, y) = A^2 + O^2(x, y) + 2AO(x, y) \cos[2\pi\alpha y - \phi(x, y)] \quad (1.3-8)$$

此式表明, 物光波波前的振幅信息 $O(x, y)$ 和位相信息 $\phi(x, y)$ 分别作为高频载波的调幅和调相而被记录下来。在满足线性记录的条件下, 所得到的全息图的振幅透射率应正比于曝光期间的入射光强, 即

$$t(x, y) = t_0 + \beta [|O|^2 + AO \exp(j2\pi\alpha y) + AO^* \exp(-j2\pi\alpha y)] \quad (1.3-9)$$

假定再现光路如图1.3-3所示, 全息图由一束垂直入射、振幅为 C 的均匀平面波照

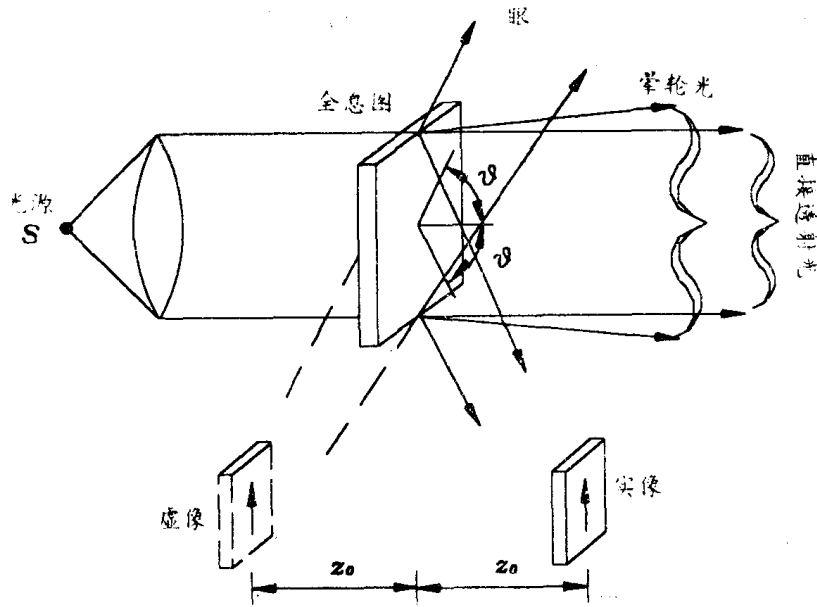


图1.3-3 像的再现

明, 透射光场写成下列四个场分量之和:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= t_0 C \\ U_2 &= \beta |O(x, y)|^2 \\ U_3 &= \beta C A O(x, y) \exp(j2\pi\alpha y) \\ U_4 &= \beta C A O^*(x, y) \exp(-j2\pi\alpha y) \end{aligned} \right\} \quad (1.3-10)$$

分量 U_1 是经过衰减的照明光波, 代表沿底片轴线传播的平面波。分量 U_2 是一个透射光锥, 主要能量方向靠近底片轴线, 光锥的扩展程度取决于 $O(x, y)$ 的带宽。分量 U_3 正比于原始物波波前 O 与一平面波位相因子 $\exp(j2\pi\alpha y)$ 的乘积, 表示原始物波将以向上倾斜的平面波为载波, 在距底片 z_0 处形成物体的一个虚像。分量 U_4 表示物波的共轭波前将以向下倾斜的平面波为载波, 在底片的另一侧距离底片 z_0 处形成物体的一个实像。

从图1.3-3可以看到, 再现的物波波前 O 和物波共轭波前 O^* , 二者具有不同的传播方向, 并且还和分量波 U_1 和 U_2 分开。参考光和全息图之间的夹角 θ 越大, 则分量波 U_3 和 U_4

与 U_1 和 U_2 分得越开。下面将从全息图所具有的空间频谱的分布来考察这四个场分量,以便对孪生像完全分离的条件给出一个定量的说明。

假定 G_1, G_2, G_3, G_4 分别表示全息图被再现时透射光场四个分量波的空间频谱,又设再现光波 C 具有单位振幅,并忽略全息图底片的有限孔径,则这四项场分量分别为

$$G_1(\xi, \eta) = \mathcal{F}\{U_1(x, y)\} = t_0 \delta(\xi, \eta) \quad (1.3-11)$$

$$G_2(\xi, \eta) = \mathcal{F}\{U_2(x, y)\} = \beta' G_a(\xi, \eta) \star G_a(\xi, \eta) \quad (1.3-12)$$

$$G_3(\xi, \eta) = \mathcal{F}\{U_3(x, y)\} = \beta' G_a(\xi, \eta - \alpha) \quad (1.3-13)$$

$$G_4(\xi, \eta) = \mathcal{F}\{U_4(x, y)\} = \beta' A G_a^*(-\xi, -\eta - \alpha) \quad (1.3-14)$$

式中, \star 表示自相关, 并且 $G_a(\xi, \eta) = \mathcal{F}\{a(x, y)\}$ 。

因为表征物体到全息图传播过程的传递函数是纯位相函数, 所以 G_a 的带宽和物体带宽相同。假定物的最高空间频率为 B 周/毫米, 带宽为 $2B$, 则物体的频谱和全息图四项场分量的频谱如图1.3-4所示。其中 G_1 是频域平面原点上的一个 δ 函数; G_2 正比于 G_a 的自相关, 以原点为中心, 带宽扩展到 $4B$; $|G_3|$ 和 $|G_4|$ 互成镜像, 中心位于 $(0 \pm \alpha)$, 带宽为 $2B$ 。因此, 为使 $|G_3|$, $|G_4|$ 和 $|G_2|$ 互不重叠, 必须满足如下条件

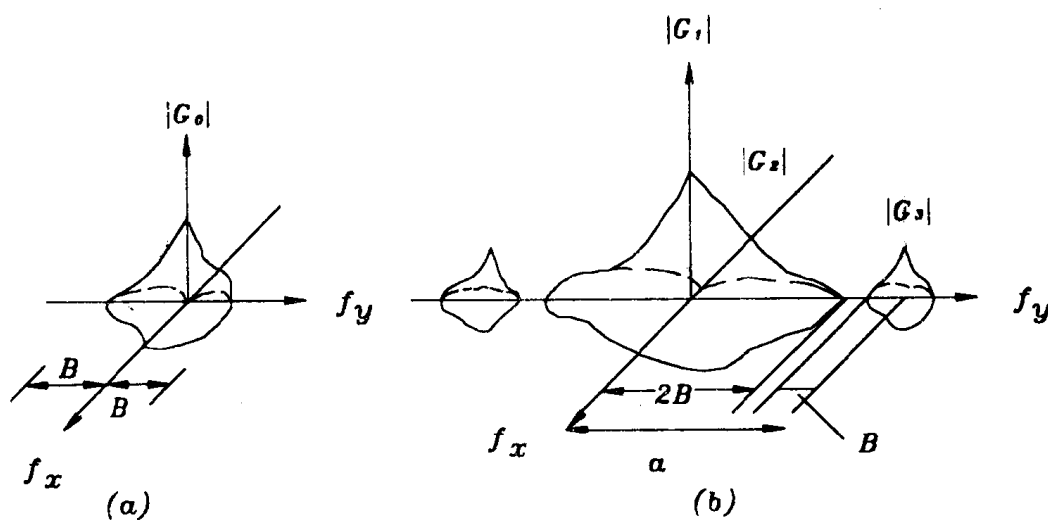


图1.3-4 物体(a)和全息图(b)的频谱

$$\alpha \geq \frac{2B + 4B}{2} = 3B \quad (1.3-15)$$

若将 $\alpha = \sin\theta/\lambda$ 代入, 则由(1.2-15)式可得 θ 的最小值为

$$\theta_{\min} = \arcsin(3B\lambda) \quad (1.3-16)$$

一旦 θ 超过 θ_{\min} , 实像和虚像即彼此分离, 互不干扰, 成像波也不会与背景光干涉叠加。这样, 透明底片无论用正片或负片, 都可以得到和原物衬度相同的像。