

# 第八章 光学全息

## 8.1 全息术概述

## 8.2 全息照相的基本原理

## 8.3 基本全息图

## 8.4 其他几种类型的全息图

## 8.5 全息记录介质

## 8.6 计算全息

本章将介绍光学全息的基本原理、全息图的主要类型以及全息技术的应用。

全息记录的不仅可用于光学波段，也可用电子波，**X**射线、微波和声波等，只要波动过程在形成干涉花样时具有足够的相干性即可。本章所讲述的有关全息技术的内容，主要在可见光范围内。

## 8.1 全息术概述

### 8.1.1 全息术的发展简史

### 8.1.2 全息照相的基本特点

### 8.1.3 全息图的类型

### 8.1.4 光学全息的应用

### 8.1.5 基本术语

普通照相是根据几何光学成像原理，记录下的反映光场振幅信息的光波的强度，将空间物体成像在一个平面上，由于丢失了光波的相位，从而失去了物体的三维信息。如果使用某种方法，使我们能够同时记录物体光波的振幅和相位的信息，并在一定条件下再现这些信息，则就可以看到物体的三维像；即使物体已经移开，仍然可以看到原始物体本身具有的“全部”现象，包括三维感觉和视差。利用干涉原理，将物体发出的光波以干涉条纹的形式记录下来，使物光波前的“全部”信息都贮存在记录介质中，这样所记录下的干涉图样被称为“全息图”。“全息(hologram)”一词来源于希腊字“**holos**”和“**gramme**”，前者的意思是“整个”或“完整”，后者的意思是“信息”或“书信”，因此，全息的意思就是“完全”的信息，这里所谓的“完全”通常是指不仅包括了光的振幅信息，还包括了相位信息。当用光波照射全息图时，由于衍射原理能重现出原始物光波，从而形成与原物体逼真的三维像。这个波前记录和重现的过程就称为全息术或全息照相，就物理本质而言，全息照相的基本规律并未超过传统波动光学的范围，它仍然是以波动光学的干涉和衍射理论作为基础的。

从成像角度来来说，全息照相是一种特殊的三维立体照相技术，用此技术拍摄的相片称为全息图，全息图不仅记录了物光的光强，而且能记录物光的相位。在一定条件下，照明这张全息图就能再现物光波前，显然对全息技术来来说，“照明”一词显示的过于狭窄。所以，在文献中，也各种关于全息技术的称呼，如：全息照相(**holography**)、全息技术、全息术等。从自这种技术发明以来，全息技术已成为信息光学最活跃的领域之一。各种类型的全息图、全息元件和设备、全息检测方法和显示技术得到了发展，各种全息记录材料和全息产品获得了应用，越来越多的科技、教育工作者和工艺美术师们建立起了全息实验室和全息博物馆，并开展了大量的学术研究和应用探索。尤其是近十多年来，模压全息技术的发展使全息产品走向产业化，并开始深入到人们日常生活领域。全息照相术正以最活跃、最新和增长最快的高级技术工业之一的姿态出现于世界。

## 8.1.1 全息术的发展简史

全息照相术是英籍匈牙利科学家丹尼斯·盖伯(**Dennis Gabor, 1900–1979**)发明的。

他在**1948**年提出了一种用光波记录物光波的振幅和相位的方法，并用实验证实了这一想法，从而开辟了光学中的一个崭新领域，他也因此而获得**1971**年诺贝尔物理学奖

从**1948**年盖伯提出全息照相的思想开始一直到**50**年代末期，全息照相都是采用汞灯作为光源，而且是所谓的同轴全息图，它的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**年激光出现，提供了一种单色性很好的高相干性光源，是制作全息图理想的光源。**1962**年美国密执安大学雷达实验室的科学家利思和乌帕特尼克斯(**Upatnieks**)将通信理论中的载频概念推广到空域中，提出了“斜参考光法”，即离轴全息术。

这种方法不像盖伯全息图那样以物体直接透射光作为参考光，而是单独引入分离的倾斜照射的参考光波。用这种方法采用氦氖激光器成功拍摄了第一张三维物体的激光透射全息图。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相互分离的衍射分量，其中一个复制出原始物光。这样产生的全息图可以看到清晰的三维像。产生孪生像的衍射波在方向上分离，不再互相干扰。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。

**1962**年苏联科学家丹尼苏克(**U. Denisyuk**)提出了反射全息图的方法，第一次用普通的白炽灯照明全息图观察全息像。由于脉冲红宝石激光器可辐射持续时间很短(短到几个纳秒)的强脉冲激光，这样，人们开始用激光脉冲全息记录运动的物体，如飞行子弹、喷射微粒、飞虫等，该方法后来开创了激光脉冲全息人物肖像的应用。**1965**年，鲍威尔(**R. L. Powell**)、斯泰特森(**K. A. Stetson**)提出全息干涉术，物体施加应力前后经两次全息曝光，再现的全息像上的等高线显示物体变形的状况，这在材料的无损检测、流场分析等方面得到应用。**1968**年，本顿(**S. A. Benton**)发了彩虹全息术，这一发明可用白光观察全息图，看到记录物体的彩虹图，这是全息术的重要进展。

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白光再现的全息图，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。目前第四代全息图已开始取得进展。

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，利思和乌帕特尼克斯的离轴全息概念就是来自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，而盖伯等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。

## 8.1.2 全息照相的基本特点

### 1. 全息照相最突出的特点为由它所形成的三维形象

一张全息图看上去很像一扇窗子，当通过它观看时，物体的三维形象在眼前，让人感觉到形象就要破窗而出。如果观察者的头部上下、左右移动时，就可以看到物体的不同侧面。所看到的整个景像是那样的逼真，完全没有普通照片给予人们的隔膜感。

### 2. 全息图具有弥漫性

一张具有激光重现的透射式全息图，即使被打碎成若干小碎片，用其中任何一个小碎片仍可重现所拍摄物体的完整的形象，但碎片越小，重现景像的亮度和分辨率也就越低。这就好比通过一个小窗口观看物体时所出现的情况。

全息底片上的每一点都受到被拍摄物体各部位发出的光的作用，所以其上每一点都记录了整个物体的全部信息。

### 3. 全息图可进行多重记录

对于一张全息相片，记录时的物光和参考光以及重现时的重现光，三者应该是一一对应的。这里包含两层意思：一是指记录时用什么物，则重现时也就得到它的像；二是指重现光与原参考光应相同。如果重现光与原参考光有区别(如波长、波面或入射角不同)，就得不到与原物体完全相同的像。当入射角不同时，像的亮度和清晰度会大大降低，入射角改变稍大时，像将完全消失。利用这一特点，就可同一张全息底片上对不同的物体记录多个全息图像，只需每记录一次后改变一下参考光相对于全息底片的入射角即可。如果使重现光与原参考光的波长不同，重现像的尺寸就会改变，得到放大或缩小的像。如果重现光波面形状相对于原参考光发生了变化，则有可能获得畸变的像，就像在哈哈镜里看到的像那样。

## 4. 全息图可同时得到虚像和实像

另外，全息图本身就起着成像元件的作用，全息图的成像虽无透镜成像带来的像差，但由于背景噪声的存在，成像也不会是完美的。

## 5. 信息在存储量大，且光学信息可交换

由于可以立体利用感光材料，因而在小的空间可存储巨量的信息。记录全息图所用的感光材料乳剂有一定的厚度，因此能记录更多的信息，还能够进行全息图的复制与转印。如果用某些物体信息对参考光进行调制，再现时，物光含有的信息和参考光的信息可相互交换，由此可实现全息加密。

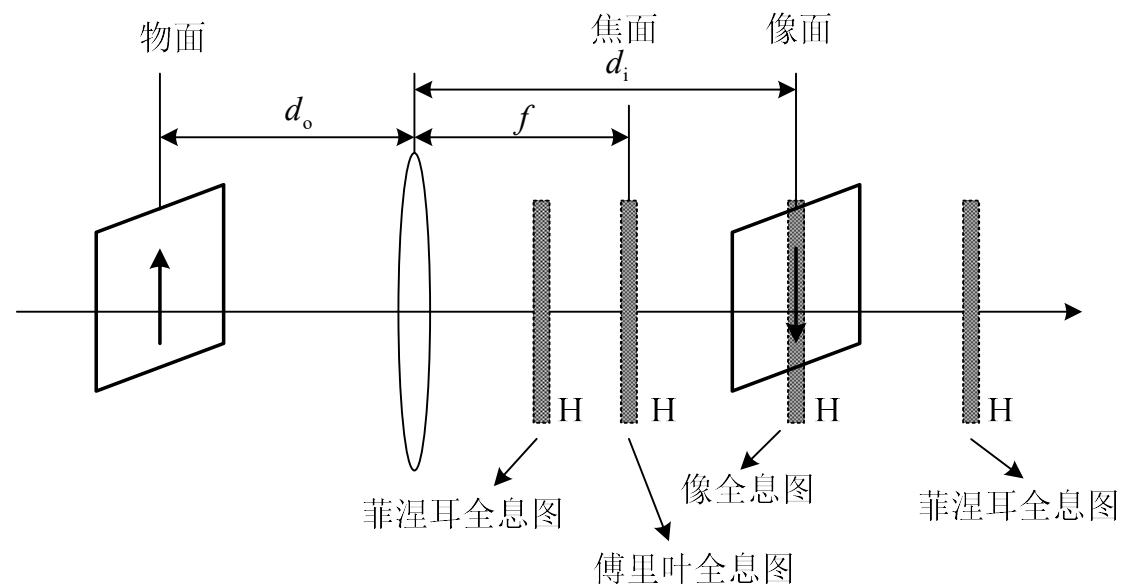
## 6. 全息图可以用作光学信息处理技术中的空间滤波器。

7. 不论底片的反差特性如何，再现像与原物光强弱情况总是非常接近，尽管使用高反差的底片，但再现像色调仍不受损失，这在普通照相技术中是不可能达到的。

全息相片是一种全新的照片。全息照相术从根本上改进了传统的照相术，已经成为当代一些科学家、艺术家获得完整自然信息的重要手段，并显示出巨大的应用潜力。但全息照相技术的实现需要一些特别的装置，而且条件也比较严格。如通常需采用相干性好的光源，如激光；需要使用高分辨率的全息干板，一般要求在**1000 lin/mm ~ 3500 lin/mm**以上。另外，全息相照会产生散斑噪声，从而使像质变差；而且除体全息外，通常全息衍射的效率较低。

### 8.1.3 全息图的类型

1. 按参考光波与物光波主光线是否同轴分类--可分为同轴全息图与离轴全息图
2. 按全息图的结构与观察方式分类--可分为透射全息图与反射全息图
3. 按全息图的复振幅透过率分类--可分为振幅型全息图和相位型全息图
4. 按全息底片与物的远近关系分类--可分为菲涅耳全息图(Fresnel hologram)、像面全息图(image plane hologram)和傅里叶变换全息图(Fourier transform hologram, FTH)



- 5. 按所用重现光源分类，可分为激光重现与白光重现两类。
- 6. 按记录介质乳胶的厚度分类--可分为平面全息图(planar hologram)和体积全息图(volume hologram)。

### 8.1.4 全息图的应用

全息术经过几十年的发展到今天，已在许多领域获得了广泛的应用。全息照相的应用可归结为下面几个方面：

- ① 全息显示(holographic display)；
- ② 全息干涉计量学(holographic interferometry)；
- ③ 全息光学元件(holographic optical element, HOE)；
- ④ 全息信息存储 (holographic information storage)；
- ⑤ 全息信息处理 (holographic information processing)；
- ⑥ 全息显微术 (holographic microscopy)。

## 8.1.5 基本术语

为了描述记录介质的特性，先引入一些术语定义。

### 1. 光强度

在单位时间内通过垂直于波的传播方向上单位载面积的能量，即波的能量密度称为光强度。在国际单位中光强度单位为坎德拉，简称坎(**cd**)，坎德拉是在**10<sup>13</sup>25**帕斯卡压力下，处于铂凝固温度的黑体，在**1 / 600 000 m<sup>2</sup>**表面垂直方向上的光强度；但在照相技术中，通常用光功率单位表更为方便。

### 2. 曝光量

曝光量表示在记录介质表面上单位面积所接受的光能多少。它等于光强度与曝光时间的乘积

$$E_v = I \tau_E$$

曝光量的通常是单位是 **$\mu\text{J}/\text{cm}^2$** 或 **$\text{mJ}/\text{cm}^2$** 。



### 3. 振幅透射率

对于全息图或透明照片来说，透射光的复振幅与入射光的复振幅之比，称为复振幅透射系数。复振幅透射系数一般是复数，即

$$t(x, y) = t_0(x, y)e^{i\phi(x, y)}$$

 是复振幅透射系数的振幅，为透射光振幅与入射光振幅之比

### 4. 强度透射率

透射光强度与入射光强度之比称为透射率

$$t_1(x, y) = \left\langle \frac{I'_0(x, y)}{I_0(x, y)} \right\rangle$$

在线性吸收的条件下，吸收定律为  $I' = I_0 e^{-2\alpha L}$

 吸收系数

 吸收材料的厚度

显然，底片吸收越厉害，厚度越大，透射率就越低。

## 5. 光密度

光密度也称为黑度，等于透射率的倒数的对数，即

$$D = \lg \frac{1}{t_1}$$

在线性吸收条件下  $D = 2\alpha L \lg e \approx 0.869\alpha L$

光密度的测量通常采用平行光束，分别测出入射光强和透射光强，相除后取对数即可得光密度之值。

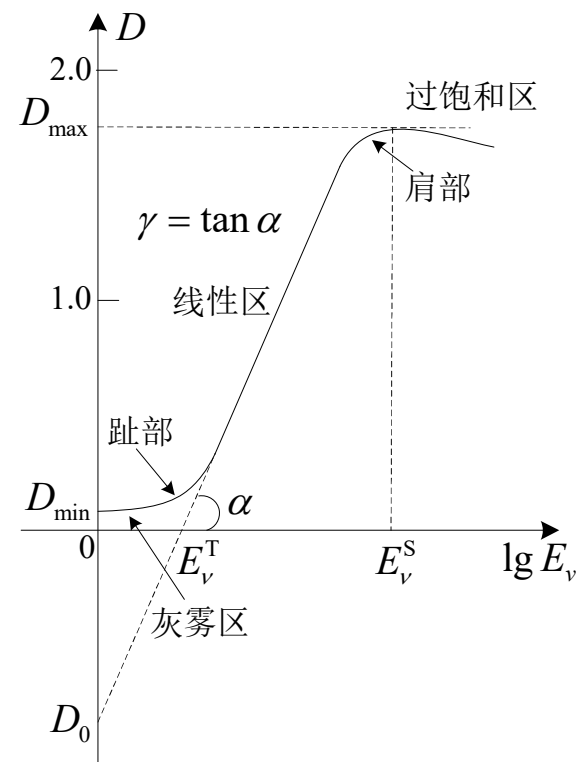
## 6. $H-D$ 曲线

通常用  $E_v \sim D$  曲线描述照片光密度与曝光量对数之间的关系曲线来表示其曝光特性，称为  $H-D$  曲线。下图所示的是负片的典型曲线，显然它是非线性的，在线性区，密度与曝光量的关系可以表示为

$$D = \gamma \lg E_v - D_0$$

直线区段延长线与D轴交点的密度值

$H-D$  曲线的线性区域是照相术中常用的部分， $H-D$  曲线在肩部达到饱和，这里随着曝光量的增加，密度不再变化了。 $\gamma$ 值大的胶片称为高反差胶片，反之称为低反差胶片。乳胶、显影剂的类型以及显影时间等都会影响 $\gamma$ 的大小。



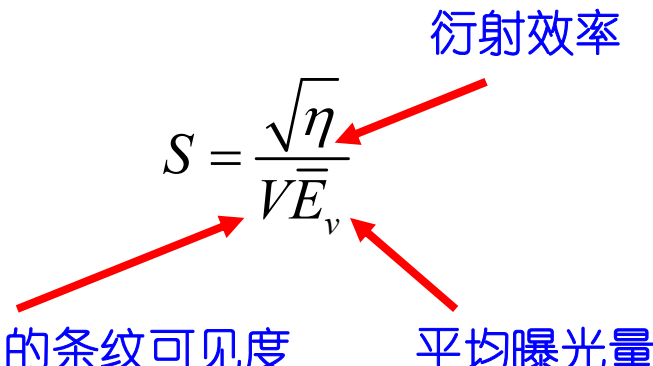
## 7. 灵敏度和光谱灵敏度

不同记录材料在曝光后经过正常化学处理达到同样的振幅透过率(或光密度)所需要地曝光量是不同的, 反映了不同的记录材料对光辐射的灵敏程度。为了描述记录材料的感光灵敏程度, 引入灵敏度(**sensitivity**)这个物理。灵敏度是指记录介质在接受光的作用后, 其响应的灵敏程度。定义为感光材料曝光后经过正常化学处理下达到一定透过率(或光密度)所需要的曝光量, 即单位面积所需要的光能量。为了便于比较, 常以曝光后乳胶在正常化学处理下达到振幅透率率 $|t|=0.5$ 或 $D=0.6$ 所需的曝光量作为衡量乳胶灵敏度的参照标准。

因为记录过程是一种光化学作用过程, 光子的能量与波长有关, 波长愈长光子的能量愈小。通常每一种记录介质都有一波长的红限, 波长大于红限的光不能起光化学作用。另外每一种记录介质都有它的吸收带, 在吸收带内的波长才能起光化学作用, 这就是光谱灵敏度(**spectral sensitivity**)或色灵敏度(**color sensitivity**)。

普通照相胶片的灵敏度用感光度表示, 我国暂行的标准制(**GB制**)用度作单位, 与德国工业标准制(**DIN制**)相同, 与美国标准制(**ASA**)不同。**GB制**和**DIN制**都是每差三个数, 感光度相差1倍。

在全息术中，要使记录介质感光必须满足波长低于 $\lambda_0$ 或频率大于 $\nu_0$ ，且波长必须在记录介质吸收带内，还必须达到一定的曝光量。记录介质的灵敏度用下式表示：

$$S = \frac{\sqrt{\eta}}{V\overline{E_v}}$$


衍射效率

曝光强度的条纹可见度

平均曝光量

## 8. 分辨率

记录介质的分辨率是指它所能记录的光强空间调制的最小周期，其单位是 $\text{lin} / \text{mm}$ 。这对普通照像来说要求并不高；对于全息记录介质来说，因为记录物光和参考光的干涉条纹，所以对分辨率要求较高。全息材料的分辨率与两束记录光束之间的夹角有关，一般来说，要求记录反射型全息材料的分辨率比透射型高。使用的记录光波的波长越短，对记录材料分辨率的要求也就越高。

## 8.2 全息照相的基本原理

### 8.2.1 全息照相的基本过程

### 8.2.2 波前记录

### 8.2.3 记录过程的线性条件

### 8.2.4 波前再现

### 8.2.5 同轴全息图

### 8.2.6 离轴全息图

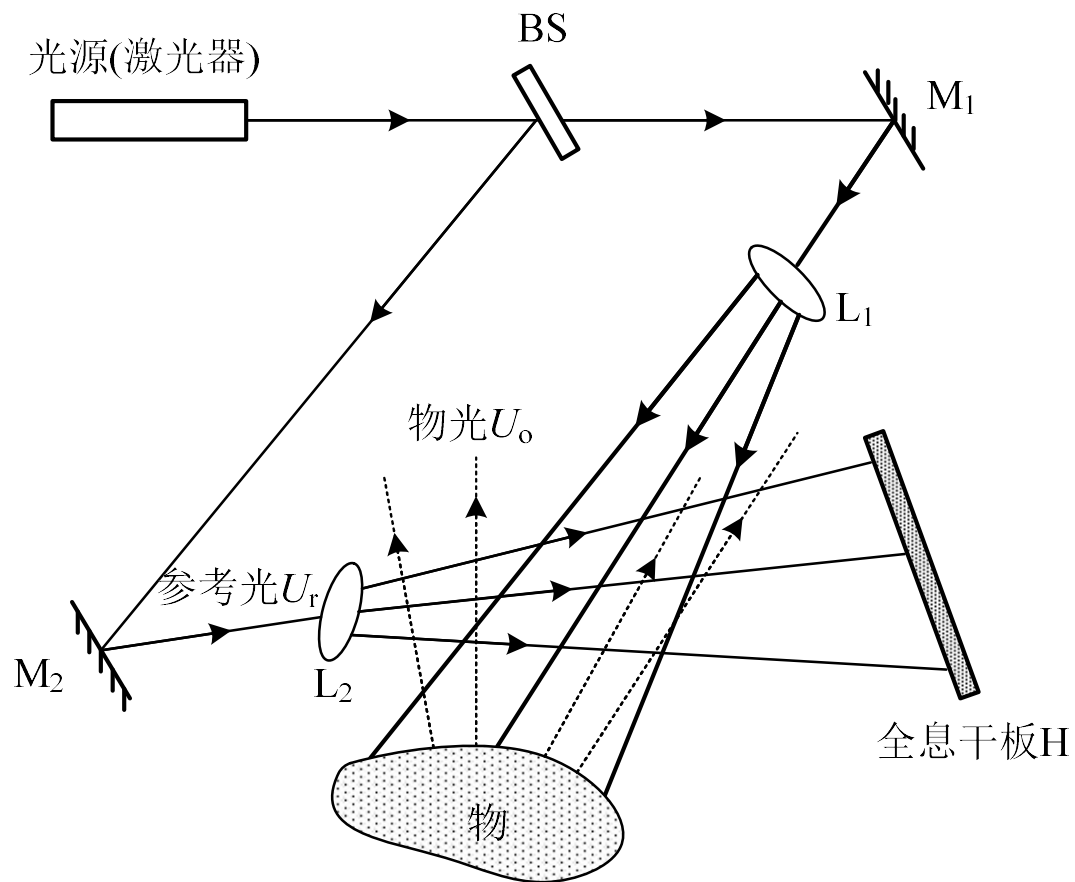
用干涉方法得到的像平面上光波的全部信息(振幅和相位)，存在于物像之间光波经过的任一平面上。如果在这些平面上能记录携带物体全部信息的波前，并在一定条件下再现(亦称重现)物光波的波前，那么，从效果上看，相当于在记录时被“冻结”在记录介质上的波前从全息图上“释放”出来，然后继续向前传播，以产生一个可观察的三维像。如果不考虑记录过程和再现过程在时间上的间隔和空间上存在的差异，再现光波与原始光波是没有区别的。因此，由光波传递信息而构成物体的过程被分解为两步：波前记录与波前再现，这是全息术的核心。

## 8.2.1 全息照相的基本过程

下图所示的是常见的记录全息图光路布置。由激光器发出的光经过分束镜BS分成两束：一束光经过反射镜M<sub>1</sub>反射、扩束镜L<sub>1</sub>扩束后，用来照明待记录的物体，称为物光束；另一束光经反射镜M<sub>2</sub>反射、扩束镜L<sub>2</sub>扩束后，直接照射全息干板(又称为全息底片)，这束光称为参考光束。当参考光与来自物体表面的散射光照射到全息干板上时，产生相干叠加而得到精细的干涉条纹被记录在全息干板上，从而形成一张全息图底片。

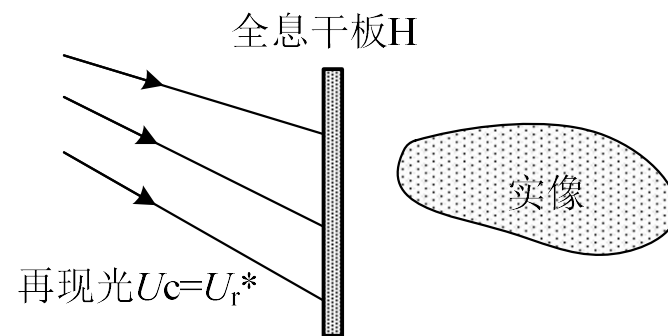
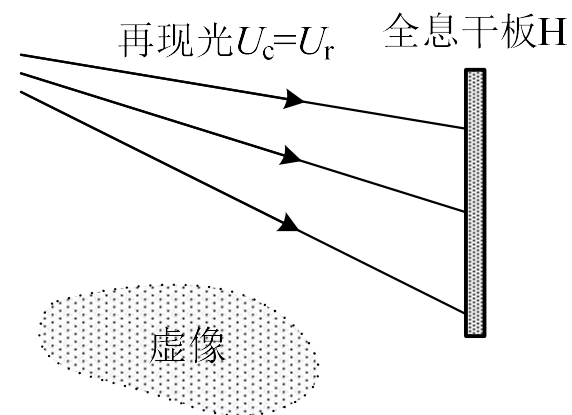
全息图底片经过显影、定影处理后，当用原参考光照明时，光通过全息图后产生衍射，衍射光之间的干涉形成与物体光波完全相同的光波，从而得到原物的清晰的像。这是就全息图的再现(hologram reconstruction)。即使把原来的物体取走，再现时仍可形成原来物体的像。再现波前被观察者的眼睛截取，则其效果就和观察原始物体的真实三维像一样。当观察者改变其观察方位时，景像的配置便发生变化，视差效应是非常明显的。同时，当观察点由景像中的较近处改变到较远处时，观察者的眼睛必须重新调焦。如果全息图的记录和再现都是用同一单色光源来完成的，那么，不存在任何视觉标准能够用以区别真实的物体和再现的像。





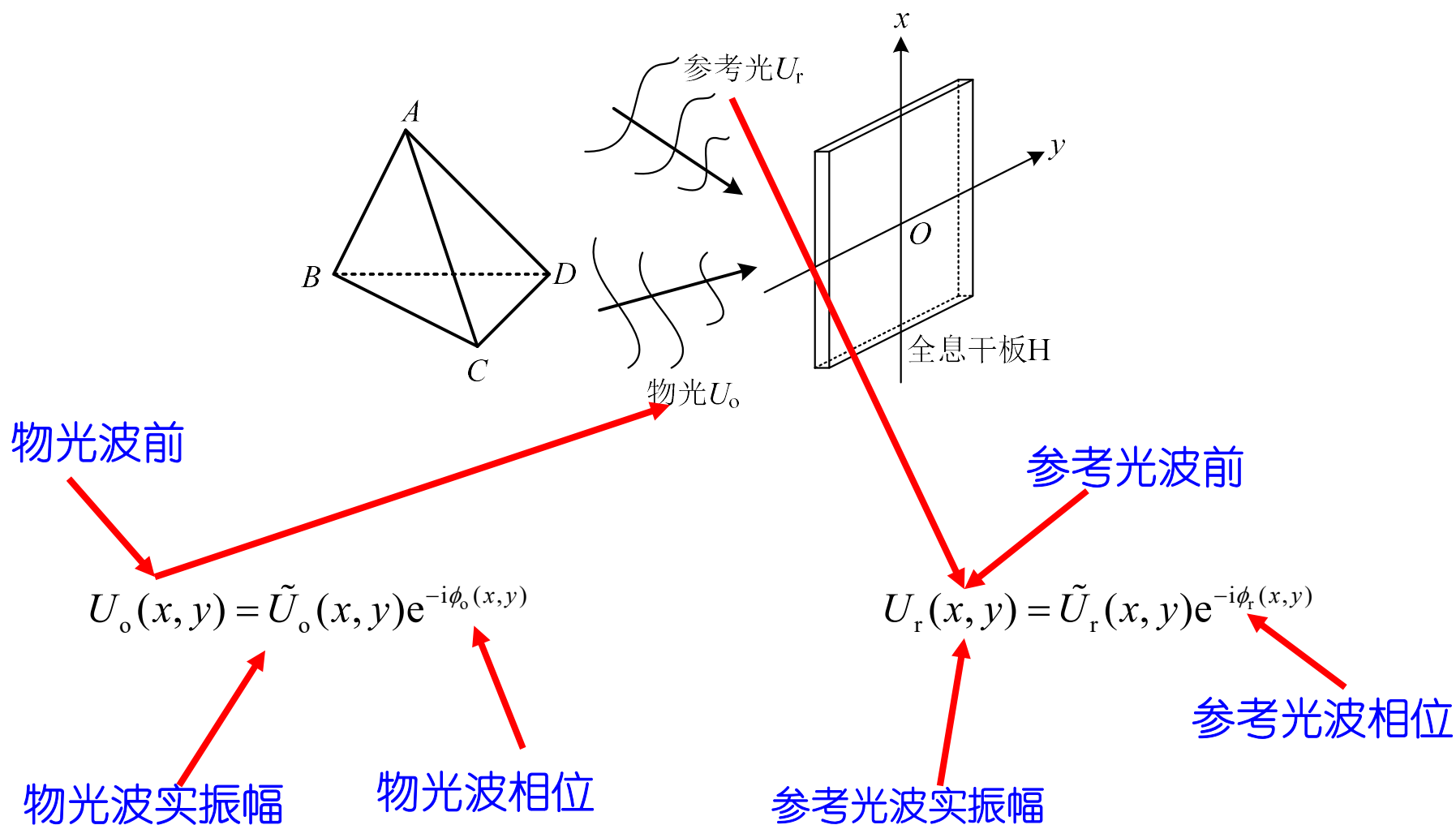
全息图记录

全息图的再现



## 8.2.2 波前记录

物光波波前信息包括光波的振幅和相位，然而现有的所有记录介质仅对光强产生响应，因此，必须设法把相位信息转换成强度的变化才能记录下来。干涉法是将空间相位调制转换为空间强度调制的标准方法。波前记录过程如下图所示：



全息干板H面上光场的复振幅为：

$$U(x, y) = U_r(x, y) + U_o(x, y)$$

则被记录的总光强即相干光场的光强度：

$$\begin{aligned} I(x, y) &= |U(x, y)|^2 = U(x, y) \cdot U^*(x, y) = |U_r(x, y) + U_o(x, y)|^2 \\ &= |U_r(x, y)|^2 + |U_o(x, y)|^2 + U_r(x, y)U_o^*(x, y) + U_r^*(x, y)U_o(x, y) \end{aligned}$$



$$I(x, y) = |U_r(x, y)|^2 + |U_o(x, y)|^2 + 2\tilde{U}_o(x, y)\tilde{U}_r(x, y)\cos[\phi_r(x, y) - \phi_o(x, y)]$$

式中：第一项是参考光波在记录平面上产生的光强分布，一般都选用比较简单的平面波或球面波，为常数或近似于常数，这一项构成记录平面上的亮背景。

第二项是物光波的自相干项，它是不均匀的，一般都让它比参考光波弱得多，当物为一点时，它在记录平面上近似为一常数。这两项基本上是常数，作为偏置项。

第三项称为相干项，与物光和参考光的相对相位差有关，它描述了物光经参考光调制后，在记录平面上所产生的干涉条纹的光强度的分布情况，包含有物光波的振幅和相位信息。参考光波作为一种高频载波，其振幅和相位都受到物光波的调制(调幅和调相)。参考光波的作用是使物光波波前的相位分布转换成干涉条纹的强度分布。

可见，总光强 $I$ 包含了物光 $U_o$ 的振幅的相位信息。

## 8.2.3 记录过程的线性条件

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。

胶片用于非相干光学系统时，由于非相干系统是以强度作为传递基本量的，因而要求将胶片曝光时的入射光强线性变换为显影后透明片的光强透过率。但是由于负片的强度透过率与曝光强度之间的关系总是非线性的，为了得到线性关系，需要通过接触翻印，得到一张正片。即用第一张负片紧贴在另一张未曝光的胶片上，然后用一非相干光照射，这样在特定情况下，可以使正片的强度透过率与光强成正比，把它放入非相干系统中，就实现了强度的线性变换。

在相干光学系统中，复振幅是系统传递的基本量。这就要求将曝光光强线性变换为显影后透明片中的振幅透过率。在全息术，再现的是物光波，即物光波的复振幅，因而直接用振幅透射率对曝光量(用线性标尺)的关系曲线来表示底片的曝光特性较为方便，如图8.1.2所示。当光通过全息干版不同区域所引起的相位延迟差别很小时，振幅透射率可以表示为：

$$t(x, y) = \sqrt{\tau_E(x, y)}$$

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。全息干板的作用相当于一个线性变换器，在记录全息图时，通常总是参考光光强比物光的光强大得多，物光可以看做是加在参考光这个偏置上的调制项，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，为此曝光量变化范围需要控制在全息干板曲线的线性区域的中心附近。此外，全息干板还需具有足够高的分辨率，以便能记录全部入射光的空间结构。控制曝光时间，使曝光量的动态范围处于底片曲线的线性区段，这样，显影后底片(即全息图)的振幅透过率与曝光光强分布成正比，可表示为：

$$t(x, y) = t_0 + \beta E_v = t_0 + \beta [\tau_E I(x, y)] = t_0 + \beta' I(x, y)$$

常数

曲线直线部分的斜率

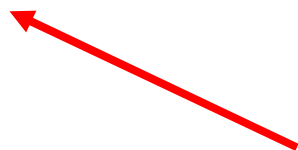
对于负片和正片分别为正值和负值

假定参考光的强度在整个记录表面是均匀的

$$\begin{aligned} t(x, y) &= t_0 + \beta' [|U_r(x, y)|^2 + |U_o(x, y)|^2 + U_r^*(x, y)U_o(x, y) + U_r(x, y)U_o^*(x, y)] \\ &= t_b + \beta' |U_o(x, y)|^2 + \beta' U_r^*(x, y)U_o(x, y) + \beta' U_r(x, y)U_o^*(x, y) \end{aligned}$$



$$t_b = t_0 + \beta' |U_r(x, y)|^2 = t_0 + \beta' I_r(x, y)$$



表示由不变的参考光产生均匀偏置透过率。如果全息图的记录未能满足上面指出的线性记录的条件，将影响再现光波的质量。

## 8.2.4 波前再现

波前再现是使记录时被“冻结”在全息干板上物光波前在一定条件下重现，构成与原物波前完全相同的新的波前继续传播，形成三维立体像的过程。波前的再现是以全息图对再现光场的衍射为基础的，为了从总光强中恢复或重构物光的信息，需用一束已知确定性质的光照射全息图，称之为再现光波，其在全息图所在平面上的复振幅分布为：

$$U_c(x, y) = \tilde{U}_c(x, y) e^{i\phi_c(x, y)}$$

这样，透过全息图的光场为：

$$\begin{aligned} U(x, y) &= U_c(x, y) \cdot t(x, y) \\ &= t_b U_c(x, y) + \beta' |U_o|^2 U_c(x, y) + \beta' (U_r^* U_o) U_c(x, y) + \beta' (U_r U_o^*) U_c(x, y) \\ &= U_1(x, y) + U_2(x, y) + U_3(x, y) + U_4(x, y) \end{aligned}$$



全息照相的基本方程

$U_c, U_o, U_o^*$  看做波前函数，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做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相位因子，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相位因子又含有线性相位因子，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，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。

在全息图出射面上的衍射光波波前是由四个分波场组成。下面分别加以说明。



(1)  $U_1 = t_b \cdot U_c$  由于参考波通常采用简单的球面波或平面波，故可近似为常数，这个分波场，就是振幅被衰减了的再现光波的波前，显然它的传播方向与再现光波相同。

(2)  $U_2 = \beta' |U_o|^2 U_c$  是物光波单独存在时在底片上造成的强度分布，通常是不均匀的，故 $U_2$ 代表振幅受到调制的再现光的波前，这实际上是再现光波 $U_c$ 被物光波自相干图样所衍射，它的波前传播方向相对照射光波还将产生弥散，但因为物光波自相干图样的空间频率很低，弥散角一般很小，这使照明波多少有些离散而出现杂光，是一种“噪声”信息。这是一个需要处理的项，在实验上可以想些办法，如适当调整照明度。

$U_1$ 和 $U_2$ 基本上保留了再现光波的特性，代表与再现光波相同的透射光场，称为全息图衍射场中的零级衍射，也称为晕轮光波场。

$$(3) \quad U_3 = \beta' U_r^* U_o U_c$$

$$U_c = U_r$$

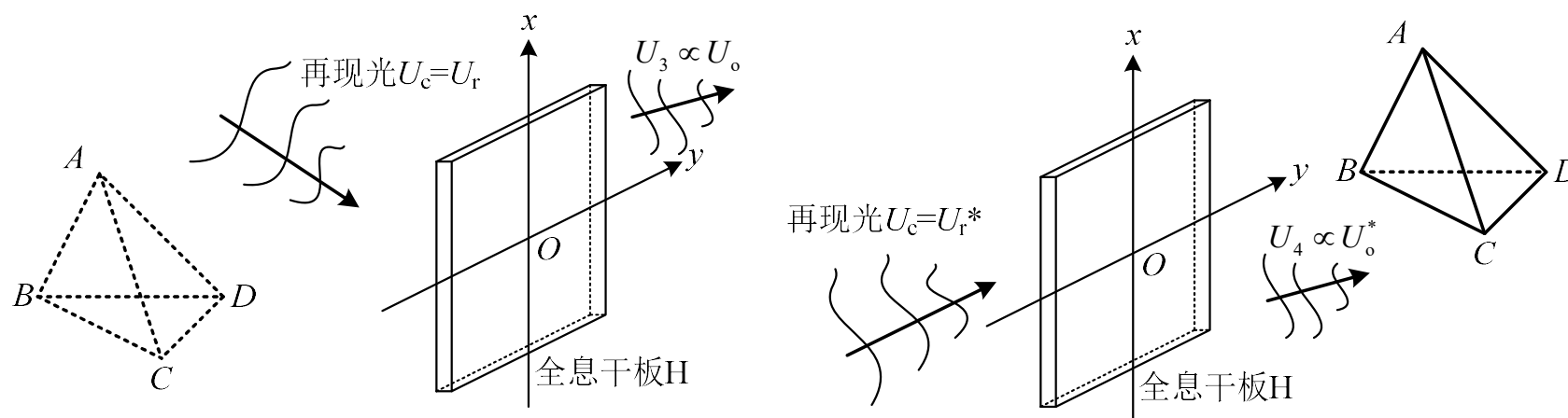
$$U_3 = \beta' |U_r|^2 U_o$$

$$U_c = U_r^*$$

$$U_3 = \beta' U_r^{*2} U_o$$

是原来物光波波前的准确再现，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，观察者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 8.2.3 (a) 所示。这一项称为全息图衍射场中的+1级衍射。

$U_3$ 也再现了物光波波前，给出原始物体的一个虚像，但由于受 $U_r^{*2}$ 的调制，虚像会产生变形。



$$(4) \quad U_4 = \beta' U_r U_o^* U_c$$

$$U_c = U_r$$

$$U_4 = \beta' U_r^2 \cdot U_o^*$$

$$U_c = U_r^*$$

$$U_4 = \beta' |U_r|^2 U_o^*$$

$U_r^2$ 中的相位因子一般无法消除。如果两者都是平面波，则其相位因子是一个线性相位因子，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，则因左中有二次相位因子使 $U_o^*$ 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。所以，称 $U_4$ 这一项为全息图衍射场中的-1级衍射。

$U_4$ 再现了物光波波前的共扼波，给出原始物体的一个实像，如图8.2.3(b)所示。

波前记录是物光波波前与参考波前的干涉记录，它使振幅和相位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相位信息，再现了物光波波前。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。

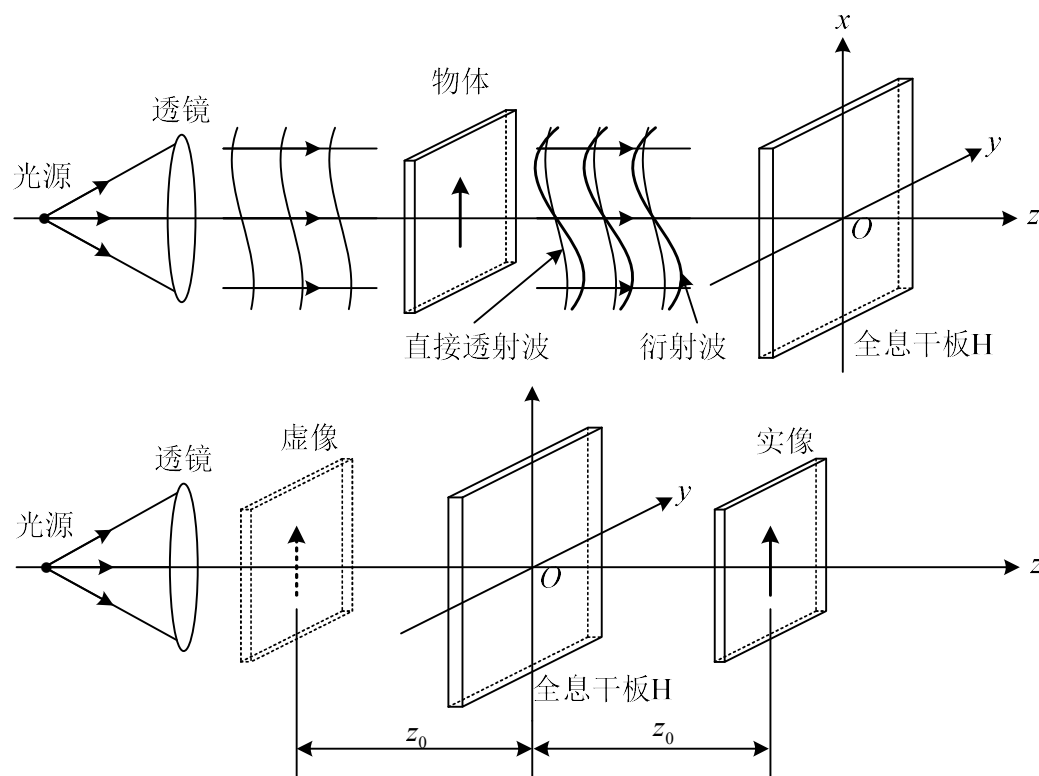
无论选择那种再现方式，除了我们感兴趣的那个特定场分量。

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，如果把记录时的物光波波前作为输入，再现时的透射场的单项分量 $U_3$ 或 $U_4$ 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。

从前面的讨论可知，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。

## 8.2.5 同轴全息图

伽伯最初所提出和实现的全息图就是一种同轴全息图，所以，有时把同轴全息图也称为伽伯全息图。伽伯记录和再现全息图的光学示意图如下图所示。



当物体被如上图所示的准直平面波相干照明时，对一个高度透明的物体，透射光由两个分量组成：

围绕平均值的变化，相当于波前记录时的物光波

$$t(x, y) = t_0 + \Delta t(x, y) \quad |\Delta t| \ll t_0$$

平均透射率，相当于波前记录时的参考波

在线性记录条件下，显影后所得到的全息图的振幅透过率可由(8.2.12)式得到，如果用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：

$$U(x, y) = \tilde{U}_c t(x, y) = \tilde{U}_c t_b + \beta' \tilde{C} |U_o(x, y)|^2 \\ + \beta' \tilde{U}_c U_r^* U_o(x, y) + \beta' \tilde{U}_c U_r U_o^*(x, y)$$

第一项是透过全息图的受到均匀衰减而未受到散射的平面波；

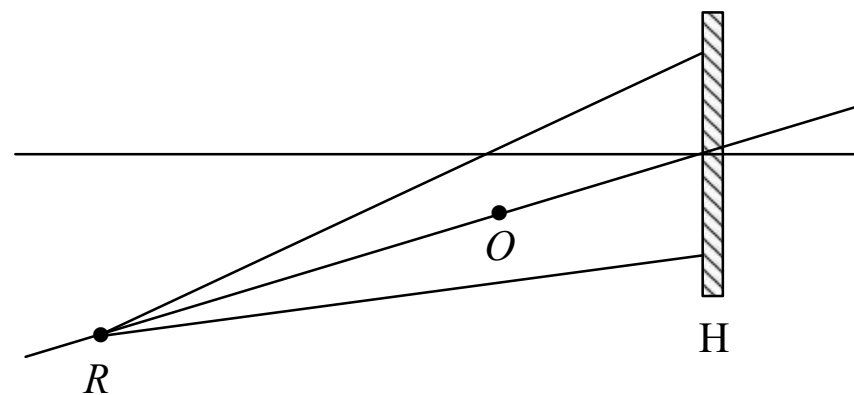
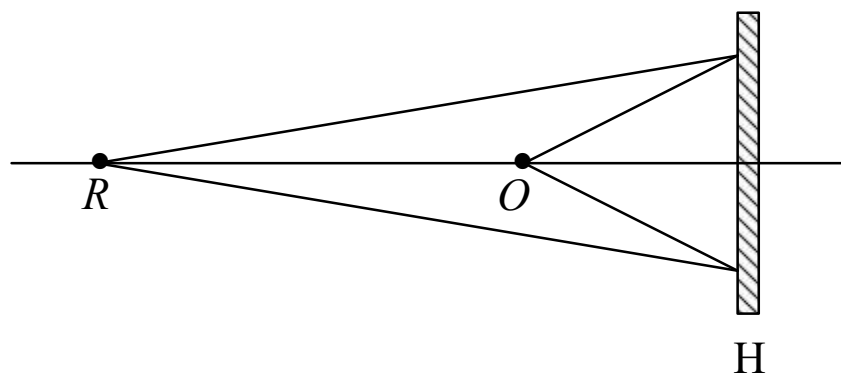
第二项正比于弱的散射光的光强，可以忽略不计；

第三项正比于原始散射波  $U_0$ 。第三项正比于原始散射波。再现了原始物光波波前，产生原始物体的一个虚像；

第四项正比  $U_0^*$ 。将在全息图另一侧与虚像对称位置产生物体的实像，位于透明底片的和虚像相反的另一面。

对一个具有恒定相位的物，正的全息图透明片会产生一个正像，负的全息图透明片会产生一个负像。

只要物体光束、参考光束和全息底板的中心都位于同一条连线上，且两束相干光沿同一个方向传播，并记录下干涉图样，这样得到的全息图都可以称为共轴全息图。如下图所示，以球面波为例，物光和参考光均为点光源，它们与全息图中心都位于同一根轴线上，若这根轴线与全息图正交，则全息图上的干涉条纹为一组同心圆环。若这根轴线与全息图不正交，则全息图上的干涉条纹为一组同心椭圆环。当然，参考光也可以是平行光束，若平行光的传播方向与物体中心和全息图中心两点的连线相平行，也形成同轴全息图。





伽伯的同轴全息图显然存在明显的不足：

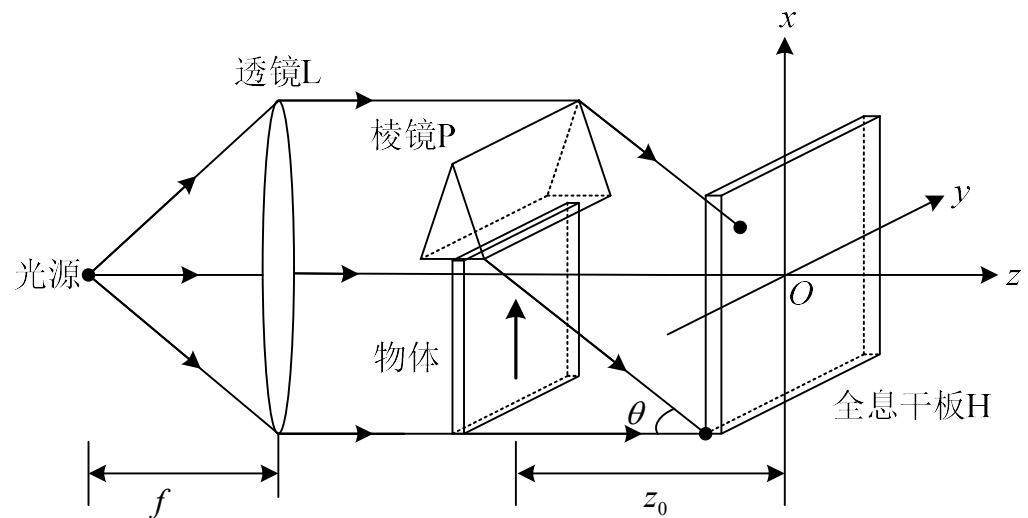
一、由于假设了物体是高透明的，如果这个假设不用，则全息图还会多一个分量，即 $U_2$ 。也就是说，当物体不是高透明的，其平均透射率很低，则这个分量会成为透射项中最大的透射项，从而可能使较弱的像完全湮没。因此，同轴全息图只能对透明背景上的不透明部分的物体成像，而对不透明背景上的透明部分的物体却不能成像。这显然限制了同轴全息图的应用。

二、是由它产生重叠的孪生像，而不是一个像，而且这两个像是不可分离的。当对实像聚焦时，总是伴随着一个离焦的虚像；同样，观察者对虚像聚焦的同时也看到由实像引起的一个离焦像。因此，即使对于高透明物体，其像的质量也将由于这个孪生像的存在而降低。为了解决这一问题，曾提出过很多方法，其中以离轴全息图最为成功。

## 8.2.6 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尼克斯提出了离轴全息图(也叫做倾斜参考光全息图)。这种方法与盖伯同轴全息图之间的主要差别是：不把物体直接透射光当做参考光，而是专门引入一个单独的不同的参考光，并且，这束参考光成倾斜角射入，而不是与物体-胶轴共线。

记录离轴全息图的光路如右图所示，准直光束一部分直接照射振幅透射率为  $t_0$  的物体，另一部分经体之上的棱镜P偏折，以一定的倾角投射到全息干板上。



全息干板上的表面上记录到的是两束相干光之和，即物体的透射光和倾斜参考光(平面波)叠加的结果。这样，入射到记录平面的振幅为：

$$U(x, y) = \tilde{U}_r e^{-i2\pi\eta_r y} + U_o(x, y)$$


$$\eta_r = \sin \theta / \lambda \quad \text{参考波的空间频率}$$

底片上的强度分布为：

$$I(x, y) = \tilde{U}_r^2 + |U_o(x, y)|^2 + \tilde{U}_r U_o(x, y) e^{i2\pi\eta_r y} + \tilde{U}_r U_o^*(x, y) e^{-i2\pi\eta_r y}$$



$$I(x, y) = \tilde{U}_r^2 + \tilde{U}_o^2(x, y) + \tilde{O}(x, y)^2 + 2\tilde{U}_r \tilde{U}_o(x, y) \cos[2\pi\eta_r y - \phi_o(x, y)]$$

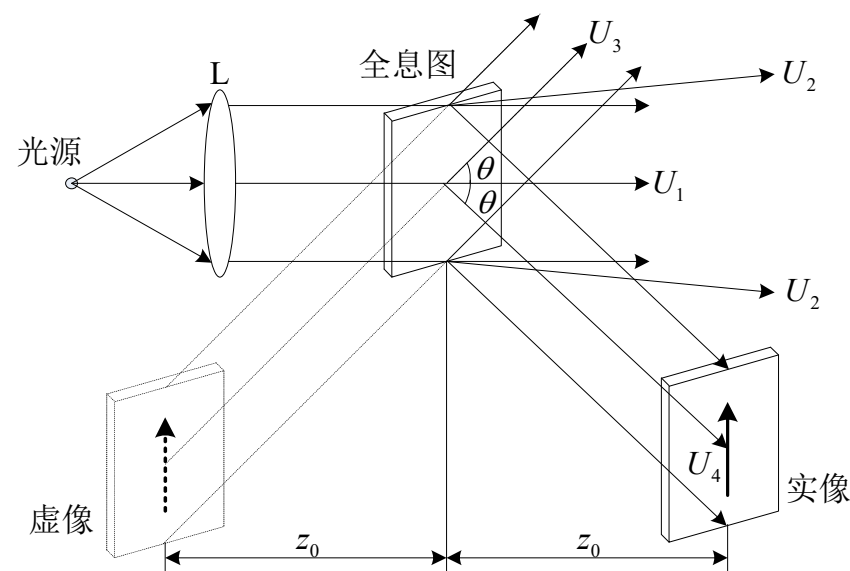
上式表明，物光波波前的振幅信息和相位信息分别作为一个频率为  $\eta_r$  的空间载波的振幅调制和相位调制而被记录下来。如果载波频率足够高，由这幅干涉图就可以完全恢复原来物光的振幅和相位。

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

$$\begin{aligned} t(x, y) &= t_b + \beta' |U_o|^2 + \beta' \tilde{U}_r U_o e^{i2\pi\eta_r y} + \beta' \tilde{U}_r U_o^* e^{-i2\pi\eta_r y} \\ &= t_1 + t_2 + t_3 + t_4 \end{aligned}$$

假定再现光路如下图所示，全息图由一束垂直入射、振幅为C的均匀平面波照明，透射光场写成下列四个场分量之和：

$$\begin{aligned} U(x, y) &= \tilde{U}_c t(x, y) = t_b \tilde{U}_c + \beta' \tilde{U}_c |U_o|^2 \\ &+ \beta' \tilde{U}_c \tilde{U}_r U_o e^{i2\pi\eta_r y} + \beta' \tilde{U}_c \tilde{U}_r U_o^* e^{-i2\pi\eta_r y} \\ &= U_1 + U_2 + U_3 + U_4 \end{aligned}$$



$U_1$ 是经过急减的照明光波，代表沿底片轴线传播的平面波；

$U_2$ 是一个透射光锥，主要能量方向靠近底片轴线，形成晕轮光，光锥的扩展程度取决于  $U_0$  的带宽；

$U_3$ 分量正比于原始物光波波前  $U_0$  与一平面波相位因子即线性指数因子乘积，正比于就意味着该项将在透明片左侧相距  $z_0$  处形成物体的一个虚像，线性指数因子表示原始物光波将以向上倾斜的平面波为载波，即这个虚像偏离光轴一个角度  $\theta$ ；

$U_4$ 分量正比于共轭波  $U_0^*$ ，线性指数因子表示实像偏离光轴一个角度  $-\theta$ ，即物波的共轭波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。

参考光和全息图之间的夹角 $\theta$ 越大，分量  $U_3$ 和 $U_4$ 也就与 $U_1$ 和 $U_2$ 分的越开。由此可见，在离轴全息图的重构过程中仍然会生成孪生像，但它们在方向上是相互分离的，并且孪生像和分量波 $U_1$ 和 $U_2$ 也是分开的。这种分离就是因为采用了具有一个倾斜角的参考光，当然，要将孪生像明显地分开，就要使物光与参考波之间的夹角大于某一个值，该值称为最小参考角，当参考光的倾斜角大于这一角度时，孪生像就不再相互干扰。

也可以从全息图所具有的宽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解释。果要使孪生像彼此分开并和光轴近傍的透射光分开，那么参考光相对于物光的倾斜角  $\theta$ ，必须大于某一最小角。

透射率 $t_3$ 和 $t_4$ ，即全息图透射的虚像项和实像项的空间频谱不相互重叠，并且与 $t_1$ 和 $t_2$ 的空间频谱也不相互重叠的最低载波频率为 $\alpha$ 时，由 $\eta_R$ 可以确定出最小参考角。如果频谱不重叠，原则上可以用一个正透镜对全息图振幅透射率进行傅里叶变换，在焦面上用适当的光阑消除不需要的频谱分量，然后进行第二次傅里叶变换，以得到所需要的那一部分透射光导至生成孪生像。当然，实际上，很少用空间滤波操作来分离孪生像，但使用空间滤波器的论据对寻求两个像分离所需的充分条件提供了一个概念明晰而又简单的方法。

四个透射率的空间频为：

$$T_1(\xi, \eta) = F\{t_1(x, y)\} = t_b \delta(\xi, \eta)$$

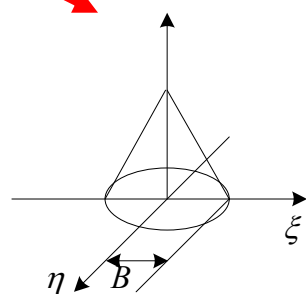
$$T_2(\xi, \eta) = F\{t_2(x, y)\} = \beta' G_o(\xi, \eta) \star G_o(\xi, \eta)$$

$$T_3(\xi, \eta) = F\{t_3(x, y)\} = \beta' \tilde{A} G_o(\xi, \eta - \eta_r)$$

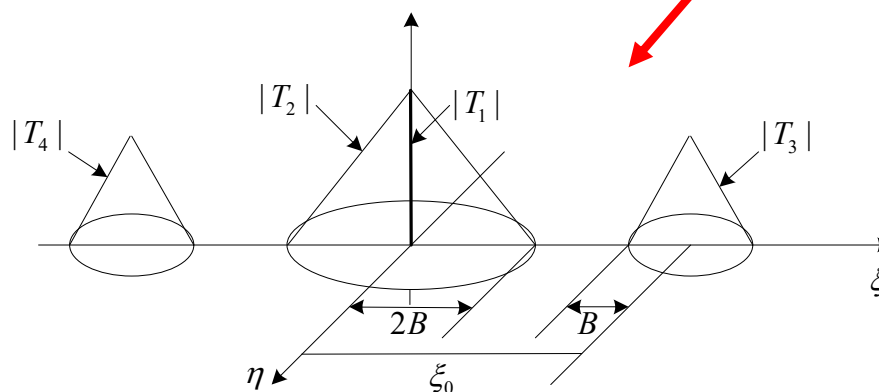
$$T_4(\xi, \eta) = F\{t_4(x, y)\} = \beta' \tilde{A} G_o^*(-\xi, -\eta - \eta_r)$$

$$G_o(\xi, \eta) = F\{\tilde{U}_o(x, y)\}$$

物的频谱



全息图的频谱



$$\alpha \geq \frac{2B + 4B}{2} = 3B$$

物的最高空间频率

$$\theta_{\min} = \arcsin(3B\lambda)$$

当  $\theta$  超过最小参考角时，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，透明底片无论是正片或负片，都可以得到和原物衬度相同的像。



当参考光比物光强得多时，这个要求可以放松一些。这时最小参考角为：

$$\theta_{\min} = \arcsin(B\lambda)$$

这里选用了垂直入射的平面波作为再现光波，它既不是原始参考光波，也不是它的复共轭，但仍然同时得到一个实像和虚像。实际上，重构照明所需的条件并不要求那么严格。但考虑乳胶厚度对重构的波前的影响时，选用任意方向的平面波照明全息图，只有当记录介质的厚度与全息图上干涉图样的横向结构尺寸差不多时，对再现光波的性质才有严格要求。

离轴全息图所给出的再现像由于不受其他各项的干扰，像的衬度好，像上没有叠加背景光，无论负片或正片都能得到和原物衬度正反相同的像。记录物体也不必是高度透明的。

由于激光技术的发展，利思等用时间和空间相干性都极好的光成功地将全息推广到了三维成像，得到了三维景物的全息图。

## 8.3 基本全息图

### 8.3.1 基元全息图

### 8.3.2 平面全息图

### 8.3.3 点源全息图

### 8.3.4 菲涅耳全息图和夫琅禾费全息图

### 8.3.5 傅里叶变换全息图

## 8.4.1 基元全息图

有一定大小的物体可看成由无数个点物所构成的。照射物体的光波被物点散射，投射到记录平面上的物光波就是点物散射子波在记录平面上的复振幅叠加的结果，即：

$$U_o(x, y) = \sum_m U_{om}(x, y)$$

这样，物体光波的自相干光强度可表示为：

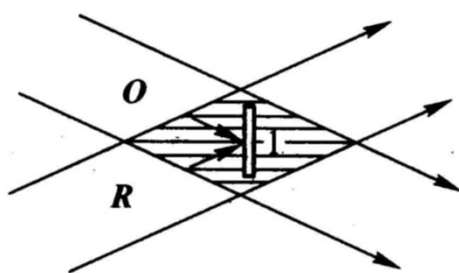
$$I_o(x, y) = U_o(x, y)U_o^*(x, y) = \sum_m |U_{om}|^2 + 2 \sum_{m \neq n} U_{om}U_{on}^*$$

式中的第一项是各点物在记录平面上产生的非相干光强之和，这是构成记录平面背景光强的又一来源；式中第二项为子波的互相干项。通常，可以认为各物点对照射光波的散射是无规律的，因而各散射子波的相位分布是统计相关的，子波之间的相干光强遵从统计规律，它们互相干的结果在记录平面上形成空间频率很低的干涉图样，它直接叠加在物光与参考光干涉所产生的条纹上。

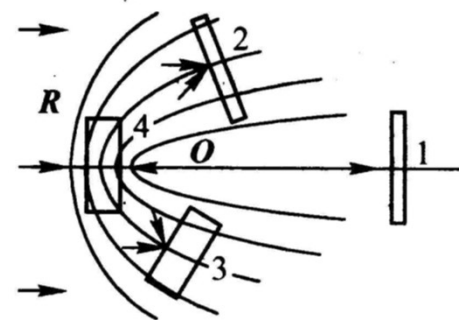
全息图记录到一些形状复杂的干涉条纹。为了研究这些干涉条纹图的特性与规律，需要先了解基元全息图的条纹结构，其他复杂的结构则可看成这些简单结构的组合。在拍摄全息图时，所用的参考光波总是可以人为地简化为平面波或球面波，而物体的形状却很复杂，所以全息图的干涉花样一般是复杂的，但也是有规律的。它不外乎是平面波与平面波、平面波与球面波、球面波与球面波三种干涉中的一种。

所谓基元全息图，是指由单一物点发出的光波与参考光波干涉所构成的全息图。于是，任何一种全息图均可以看做许多基元全息图的线性组合。了解基元全息图的结构和作用，可以深入理解整个全息图的记录和再现的机理。

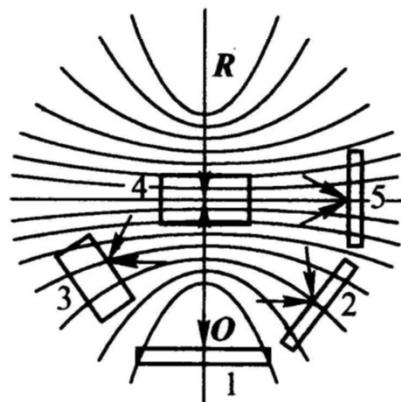
从空域的观点来看，物体可以看成一些相干点源的集合，物光波波前是所有点源发出的球面波与参考光波相干涉，所形成的基元全息图称为基元波带片；从频域的观点来看，物光波可以看成许多不同方向传播的平面波(即角谱)的线性叠加，每一平面波分量与参考平面波干涉而形成的基元全息图是一些平行直条纹，称为基元光栅。当然，正是由于前一节中所指出的系统的线性性质，才能用叠加原理来进行讨论。



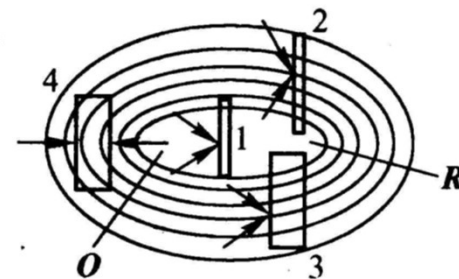
(a)



(b)



(c)



(d)

(a) 是参考光波和物光波均为平面波的情形，条纹的峰值强度面是平行的等间距平面，面间距 $d$ 与光束的夹角有关；

(b) 是参考光波为平面光波、物光波为发散球面波的情形，峰值强度面是一族旋转抛物面；

(c) 是参考光波和物光波均为发散球面波的情形，峰值强度面是旋转双曲面，转轴为两个点光源的连线；

(d) 是一个发散的球面波和一个会聚的球面波相干涉的情形，峰值强度面是一族旋转椭圆面，两个点源的位置是旋转椭圆面的焦点。

在图8.3.1中用实线表示记录物体的位置，位置不同，基元全息图的结构也不同。图8.3.1中，(a) 是傅里叶变换全息图的结构。在(b)~(d)中，在位置1是同轴全息图，条纹是中心疏、边缘密的同心圆环；在位置2是离轴全息图；在位置3是透射体积全息图；在位置4是反射体积全息图。参考光波与物光波自两边入射在记录介质上。图8.3.1(c)中的位置5是无透镜傅里叶变换全息图

## 8.3.2 平面波全息图

### 1. 干涉条纹的记录

在全息干板记录发自同一光源平面波的干涉条纹所得到的全息图称为全息光栅(**holographic grating**), 如果干涉条纹为余弦或正弦函数分布时, 也常称为余弦光栅或正弦光栅。这是最简单的一类全息图, 但在光学信息处理中却有着广泛的应用。

两束平面光的干涉, 当在记录平面的中心处程差为零, 记录平面距离中心最远处小于激光器的相干长度时, 干涉条纹的可见度为:

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |\gamma(\Delta S)| \approx \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |\gamma(0)| = \frac{2\sqrt{B}}{1 + B}$$

为光束强度比

$$|\gamma(\Delta S)| \approx |\gamma(0)| = 1$$

为了清晰地记录下干涉条纹，除了对条纹的可见度有所要求外，还必须根据条纹的空间频率来选择合适的记录材料。由基础光学可知，干涉条纹的空间频率为

$$\Delta k = |\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1|$$

$$\xi = \frac{\Delta k}{2\pi} = \frac{1}{d} = \frac{2 \sin \theta}{\lambda}$$

两束光的夹角

条纹间距

两束平面波的波长

实际上，不可能将干涉条纹的强度信息**100%**转移到记录介质中。通常用调制传递函数**MTF**来描述记录介质对光强信息的转移程度，其定义为

$$M(\xi) = M_H(\xi) / V$$

与V处于相同位置的全息图振幅调制度



## 2. 全息光栅的原理

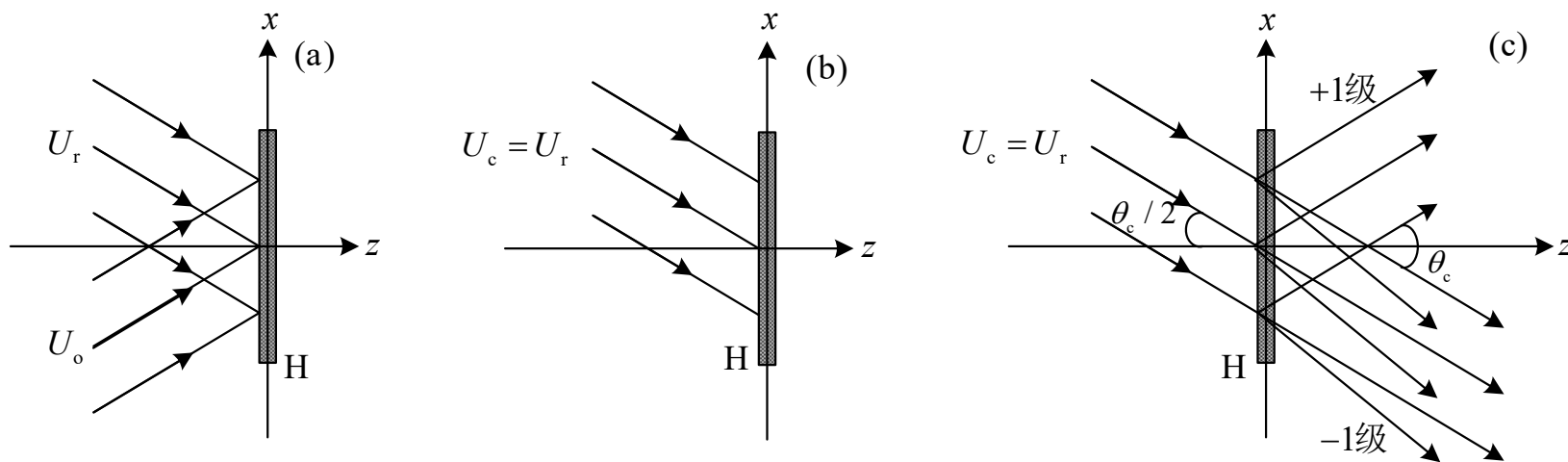
两个平面波在底片上产生的复振幅为：

$$U(y) = U_o + U_r = \tilde{U}_o e^{ikx \sin \theta_o} + \tilde{U}_r e^{ikx \sin \theta_r}$$

全息干板上记录的光强度为

$$\begin{aligned} I(y) &= |U_o + U_r|^2 = \tilde{U}_o^2 + \tilde{U}_r^2 + \tilde{U}_r \tilde{U}_o e^{ikx(\sin \theta_o - \sin \theta_r)} + \tilde{U}_r \tilde{U}_o e^{-ikx(\sin \theta_o - \sin \theta_r)} \\ &= \tilde{U}_o^2 + \tilde{U}_r^2 + 2\tilde{U}_r \tilde{U}_o \cos[kx(\sin \theta_o - \sin \theta_r)] \end{aligned}$$

全息光栅的记录和再现



显然干涉条纹的形式是余弦型的，条纹峰值由

$$\frac{2\pi}{\lambda} x(\sin \theta_o - \sin \theta_r) = 2m\pi$$

决定，它是一组与x轴垂直的平行直线，条纹间距为：

$$\Delta X = \frac{\lambda}{\sin \theta_o - \sin \theta_r}$$

当两束光的夹角越大时，干涉条纹越密。这样的基元全息图的结构可以看做余弦振幅光栅，光栅的空间频率为的倒数：

$$\xi = \left| \frac{\sin \theta_o - \sin \theta_r}{\lambda} \right| = \left| \frac{\sin \theta_o}{\lambda} - \frac{\sin \theta_r}{\lambda} \right| = |\xi_o - \xi_r|$$

两个平面波的空间频率

全息记录底片，经显影、定影等线性处理后，负片的复振幅透射率正比于曝光量，即

$$t = t_b + \beta' \tilde{U}_o^2 + \beta' \tilde{U}_r \tilde{U}_o e^{iky(\sin \theta_o - \sin \theta_r)} + \beta' \tilde{U}_r \tilde{U}_o e^{-iky(\sin \theta_o - \sin \theta_r)}$$

$$U_c = \tilde{U}_c e^{iky \sin \theta_c}$$

$$U = U_c t = (t_b + \beta' \tilde{U}_o^2) \tilde{U}_c e^{iky \sin \theta_c} + \beta' \tilde{U}_r \tilde{U}_o \tilde{U}_c e^{iky(\sin \theta_o - \sin \theta_r + \sin \theta_c)} + \beta' \tilde{U}_r \tilde{U}_o \tilde{U}_c e^{-iky(\sin \theta_o - \sin \theta_r + \sin \theta_c)} = U_0 + U_{+1} + U_{-1}$$

$$\theta_c = \theta_r$$

透射的三个光向不同方向传播，其中第一项是零级衍射波，表示照明光照直前进的透射平面波，当然，振幅有所下降；第二项是+1衍射波，是原始物光平面波分量的准确复现；第三项是-1级衍射波，是方向进一步向下偏转的物光波的共轭波。

$$U = U_c t = (t_b + \beta' \tilde{U}_o^2) \tilde{U}_c e^{ikys \sin \theta_c} + \beta' \tilde{U}_r \tilde{U}_o \tilde{U}_c e^{ikys \sin \theta_o} + \beta' \tilde{U}_r \tilde{U}_o \tilde{U}_c e^{-iky(\sin \theta_o - 2 \sin \theta_r)}$$

$$\theta_c = \theta_r = 0$$

$$U = U_c t = (t_b + \beta' \tilde{U}_o^2) \tilde{U}_c + \beta' \tilde{U}_r \tilde{U}_o \tilde{U}_c e^{ikys \sin \theta_o} + \beta' \tilde{U}_r \tilde{U}_o \tilde{U}_c e^{-ikys \sin \theta_o}$$

则正、负一级衍射光分别是物光波平面波分量及其共轭波，在零级光波两侧向  $\pm \theta_o$  方向传播。

物光波所包含的各个平面波分量都可以和参考平面干涉产生各自的基元光栅，整个全息图是许多不同频率、条纹取向不同的基元光栅的线性组合。用原参考光照明全息图，每个基元光栅可在正、负1级衍射光方向再现其相应的物光波平面波分量及其共轭，这些平面波分量再线性叠加起来，就恢复了原始物光波前及其共轭波前，以产生虚像或实像。

全息记录时，如果要不丢失信息，就要求能记录下物光所有的空间频率成分。对记录介质分辨率的要求是

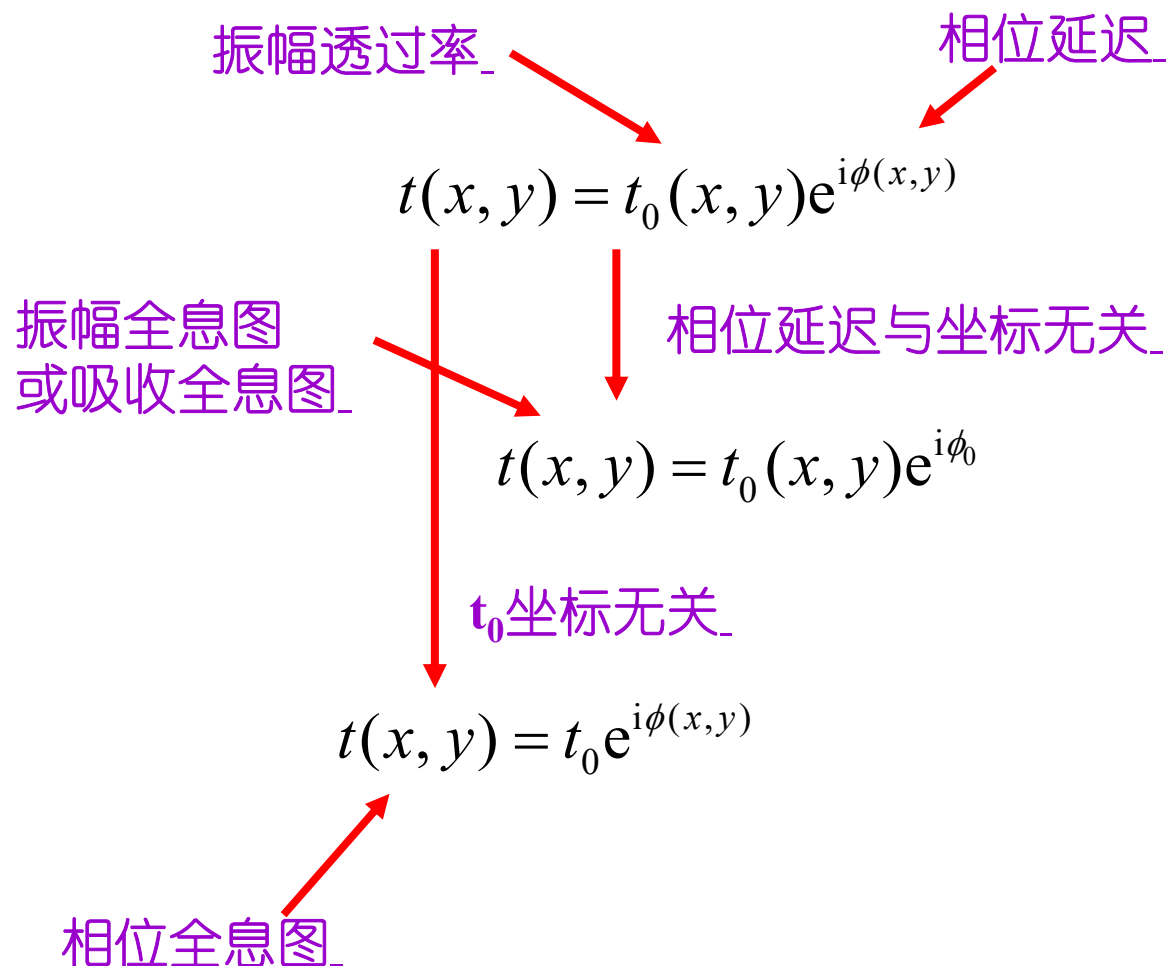
$$\xi \geq |\xi_o - \xi_r|_{\max}$$

通常记录的是很密的条纹，如果采用卤化银乳胶，其分辨率一般在**3000/mm**以上。

对于点源的记录和再现过程所形成的点源全息图，由于全息图能产生二次相位变换，这一性质很像波带片，所以可以通过分析所谓的基元波带片来分析整个全息图。由于其处理要用到菲涅耳近似。

### 3. 相位全息图

平面全息图的复振幅透过率一般是复数，它描述光波通过全息图传播对振幅和相位所受到的调制，可表示为：



照明光波通过全息图时，受到均匀吸收，仅仅是相位被调制，可称之为相位全息图。

相位全息图可以用多种记录介质拍照，最简单的制取方法是将被用银盐干版制成的振幅全息图经过漂白工艺而成。相位全息图有两种类型：一种是记录介质的厚度改变，折射率不变，称为表面浮雕型；另一种是记录物质的厚度不变，折射率改变，称为折射率型。

例如，将银盐干版制成的振幅全息图放在鞣化漂白槽中，可将曝光部分的金属银除去，并使银粒周围的明胶因鞣化而膨胀，其膨胀的程度由银粒子的多少而定。这样在干燥以后，曝光部分的明胶较未曝光部分为厚，成为浮雕型的相位全息图。

另一种漂白工艺是用氧化剂将金属银氧化为透明的银盐，其折射率与明胶不同，成为折射率型的相位全息图。常用的氧化剂有铁氰化钾、氯化汞、氯化铁、重铬酸铵及溴化铜等。近来有用溴蒸汽漂白的，也可以得到良好的效果。

为了理解相位全息图的性质，下面我们分析物光和参考光都是平面波的情形，这两束平面波相干涉产生基元光栅，由式(8.4.2)可得到曝光强度为：

$$\begin{aligned} I(x) &= |U_r|^2 + |U_o|^2 + 2\tilde{U}_r\tilde{U}_o \cos[kx(\cos\theta_o - \cos\theta_r)] \\ &= |U_r|^2 + |U_o|^2 + 2\tilde{U}_r\tilde{U}_o \cos(2\pi\bar{\xi}x) \end{aligned}$$

干涉条纹的频率  $\bar{\xi} = \left| \frac{\sin\theta_o}{\lambda} - \frac{\sin\theta_r}{\lambda} \right| = |\xi_o - \xi_r|$

在线性记录条件下，相位变化与曝光光强成正比。

$$\phi(x) \propto |U_r|^2 + |U_o|^2 + 2\tilde{U}_r\tilde{U}_o \cos(2\pi\bar{\xi}x) = \phi_0 + \phi_1 \cos(2\pi\bar{\xi}x)$$

在忽略吸收并略去常数相位的情况下，相位全息图的复振幅透过率可表示为：

$$t(x) = e^{i\phi_1 \cos(2\pi\bar{\xi}x)}$$

这是一个余弦型相位光栅。应用第一类贝塞函数的积分公式，上式可以表示为傅里叶级形式：

$$t(x) = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} i^n J_n(\phi_1) e^{i2\pi n\bar{\xi}x}$$



$$U(x) = \tilde{U}_c t(x) = \tilde{U}_c \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} i^n J_n(\phi_1) e^{i2\pi n\bar{\xi}x}$$



## 4. 平面全息图的衍射效率

全息图的衍射效率直接关系到全息再现像的亮度，其定义通常为全息图的一级衍射成像光通量与照明全息图的总光通量之比。

### (1) 振幅全息图的衍射效率

当物光波和参考光波都是平面波时，记录的是正弦型振幅全息图，其振幅透过率可表示为：

$$t(x) = t_0 + t_1 \cos 2\pi \xi x = t_0 + \frac{1}{2} t_1 (e^{i2\pi \xi x} + e^{-i2\pi \xi x})$$

平均透射系数      调制幅度      空间频率

$t_0 = \frac{1}{2}, t_1 = \frac{1}{2}$  时，能达到这一最大变化范围

$$t(x) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 2\pi \xi x = \frac{1}{2} + \frac{1}{4} (e^{i2\pi \xi x} + e^{-i2\pi \xi x})$$

假定用平面波垂直照明全息图，则透射光场为：

$$U(x) = \tilde{U}_c t(x) = \frac{1}{2} \tilde{U}_c + \frac{1}{4} \tilde{U}_c (e^{i2\pi\xi x} + e^{-i2\pi\xi x})$$

对于与再现像有关的正、负一级衍射光，它们的强度为  $(\tilde{U}_c / 4)^2$  。  
因此，衍射效率为：

$$\eta = \frac{(\tilde{U}_c / 4)^2 S_H}{\tilde{U}_c^2 S_H} = \frac{1}{16} = 6.25\%$$



全息图上照明光的照明面积

并不存在一种记录介质能使 $t$ 从**0**到**1**之间变化的整个曝光量范围都是线性的。因而，在线性记录条件下正弦型振幅全息图的衍射效率比**6.25%**还要小，所以**6.25%**是最大衍射效率。

如果全息图不是正弦型的，而透过率 $t(x)$ 的变化作为  $x$ 的矩形函数，透和不透各占一半，周期为  $x_0$ 若坐标原点选在不透明部分的中心处，则透过率函数的傅里叶级数展开为：

$$t(x) = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \cos 6\pi\xi x - \frac{2}{\pi} \sin 6\pi\xi x + \dots$$

矩形函数的零级、正、负1级为：

$$t(x) = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \cos 2\pi\xi x = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} (e^{i2\pi\xi x} + e^{-i2\pi\xi x})$$

$$U(x) = \tilde{U}_c t(x) = \frac{1}{2} \tilde{U}_c + \frac{1}{\pi} \tilde{U}_c (e^{i2\pi\xi x} + e^{-i2\pi\xi x})$$

其正、负一级衍射效率为：

$$\eta = \frac{(\tilde{U}_c / \pi)^2 S_H}{\tilde{U}_c^2 S_H} = \frac{1}{\pi^2} = 10.13\%$$

由此可见，矩形函数全息图一级像的衍射效率较正弦型全息图的为高。但矩形光栅具有较高级次的衍射波。计算机产生的全息图就可能是矩形光栅型全息图。这样，我们看到通过

改变透射函数的波型，就可适当提高衍射效率。例如，用非线性显影就可以提高一级像的衍射效率。

## (2) 相位全息图的衍射效率

两束平面波干涉而产生的正弦型相位光栅全息图的透过率可表示为：

$$t(x) = e^{i\varphi_1 \cos(2\pi\xi x)}$$



$$e^{i\varphi_1 \cos(2\pi\xi x)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n J_n(\varphi_1) e^{-i2\pi n\xi x}$$

假定用平面波垂直照明全息图，则透射光场为：

$$U(x) = \tilde{U}_c t(x) = \tilde{U}_c \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n J_n(\varphi_1) e^{-i2\pi n \xi x}$$

第n级的衍射效率为\_

$$\eta = \frac{\tilde{U}_c^2 |J_n(\varphi_1)|^2 S_H}{\tilde{U}_c^2 S_H} = |J_n(\varphi_1)|^2 \sqrt{b^2 - 4ac}$$

$$\varphi_1 = 1.85 \longrightarrow J_1(1.85) = 0.582$$

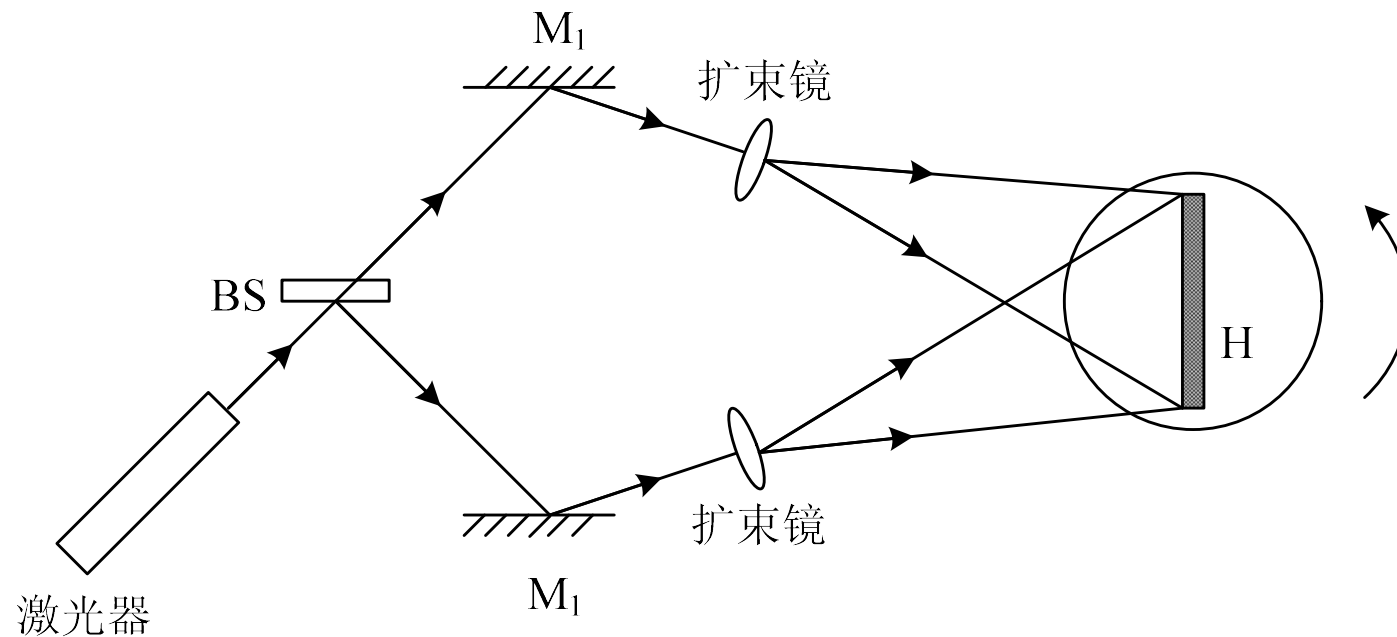
由此可计算出一级衍射像的最大衍射效率为**33.9%**，这时零级和其他衍射级的衍射效率均小于正、负一级。由于相位全息图的衍射效率比振幅全息图高得多，能够产生更明亮的全息再现像，从而使人们对相位全息图产生了浓厚的兴趣。

矩形光栅形式的相位全息图的衍射效率，其正、负一级的最大衍射效率为： $\eta_1 = (2/\pi)^2 = 40.4\%$

总之，不管是振幅全息图还是相位全息图，矩形函数形式的衍射效率都比正弦型的高，用计算机制作的全息图大多是矩形波函数形式的。

## 4. 复合全息光栅的制作

复合光栅是指两套取向一致，但空间频率有微小差异的一维正弦光栅用全息方法叠合在同一张底片上制成的光栅。

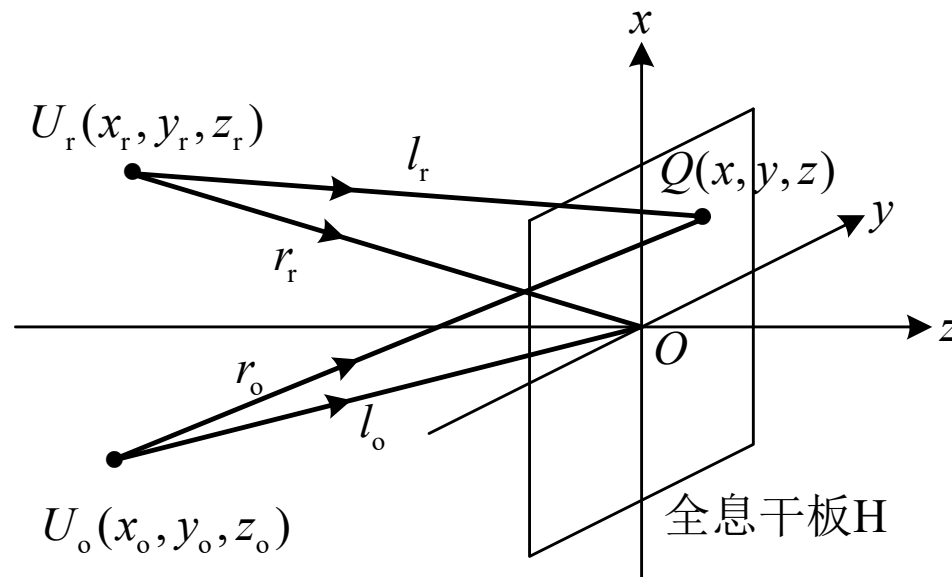


### 8.3.3 点源全息图

对于点源的记录和再现过程所形成的点源全息图，由于全息图能产生二次相位变换，这一性质很像波带片，所以可以通过分析所谓的基元波带片来分析整个全息图。

#### 1. 点源全息图

两相干单色点光源所产生的干涉图实质上就是一个点源全息图(**point source holograms**)，即波带片型基元全息图。记录光路如下图所示。



设到达记录平面的相位以坐标原点**O**为参考点来计算，在全息图平面上物光、参考光和再现光的复振分别为：

$$U_o(x, y) = \tilde{U}_o(x, y)e^{i\phi_o(x, y)}$$

$$U_r(x, y) = \tilde{U}_r(x, y)e^{i\phi_r(x, y)}$$

$$U_c(x, y) = \tilde{U}_c(x, y)e^{i\phi_c(x, y)}$$

如果差值为正，则表示该点相位滞后于原点；如果差值为负，则表示该点相位超前于原点。则全息干板**H**所在的像平面上任意一点**Q**有：


$$\phi_o(x, y) = -\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_o - \mathbf{l}_o)$$

$$\phi_r(x, y) = -\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_r - \mathbf{l}_r)$$




原点处物光的相位为：

$$\phi_o(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda_o} \left( \sqrt{(x-x_o)^2 + (y-y_o)^2 + z_o^2} - \sqrt{x_o^2 + y_o^2 + z_o^2} \right)$$


$$x_o^2 + y_o^2 + z_o^2 = l_o^2$$

$$\phi_o(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda_o} \left\{ l_o \left[ 1 + \frac{(x^2 + y^2) - 2(xx_o + yy_o)}{l_o^2} \right]^{1/2} - l_o \right\}$$


$$\frac{\pi}{4\lambda_o l_o^3} [(x^2 + y^2) - 4(x^2 + y^2)(xx_o + yy_o) + 4(xx_o + yy_o)^2]_{\max} \leq 1\text{rad}$$

$$\phi_o(x, y) = \frac{\pi}{\lambda_o l_o} [x^2 + y^2 - 2(xx_o + yy_o)]$$



菲涅耳近似

类似地，参考光与再现光的相位函数可写成

$$\phi_r(x, y) = \frac{\pi}{\lambda_r l_r} [x^2 + y^2 - 2(xx_r + yy_r)]$$

$$\phi_c(x, y) = \frac{\pi}{\lambda_c l_c} [x^2 + y^2 - 2(xx_c + yy_c)]$$

在傍轴近似条件下，即假定  $x^2 + y^2 \ll z_o^2 (z_r^2, z_c^2)$

于是：

$$\phi_o(x, y) = \frac{\pi}{\lambda_o z_o} [x^2 + y^2 - 2(xx_o + yy_o)]$$

$$\phi_r(x, y) = \frac{\pi}{\lambda_o z_r} [x^2 + y^2 - 2(xx_r + yy_r)]$$

$$\phi_c(x, y) = \frac{\pi}{\lambda_c z_c} [x^2 + y^2 - 2(xx_c + yy_c)]$$

于是，记录平面上的物光波可写成：

$$U_o(x, y) = \tilde{U}_o e^{\frac{i\pi}{\lambda_0 z_o}(x^2 + y^2 - 2xx_o - 2yy_o)}$$

同理，记录平面上的参考光波再现光可写成：

$$U_r(x, y) = \tilde{U}_r e^{\frac{i\pi}{\lambda_0 z_r}(x^2 + y^2 - 2xx_r - 2yy_r)}$$

$$U_c(x, y) = \tilde{U}_c e^{\frac{i\pi}{\lambda_c z_c}(x^2 + y^2 - 2xx_c - 2yy_c)}$$

在上假定物光波和参考光的波长相同

$$\lambda_o = \lambda_r = \lambda_0$$

## 2. 点源全息图的条纹特性

### (1) 离轴全息图

记录平面任何一点处的光程差为：—

$$\Delta S = (x^2 + y^2) \left( \frac{1}{2z_o} - \frac{1}{2z_r} \right) - x \left( \frac{x_o}{z_o} - \frac{x_r}{z_r} \right) - y \left( \frac{y_o}{z_o} - \frac{y_r}{z_r} \right)$$



$$\Delta S = n\lambda_0 (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

$$(x^2 + y^2) - 2x \frac{z_r x_o - z_o x_r}{z_r - z_o} - 2y \frac{z_r y_o - z_o y_r}{z_r - z_o} - \frac{2n\lambda_0 z_o z_r}{z_r - z_o} = 0$$

可见干涉条纹是一族同心圆，将上式化成圆的标准方程，可其圆心的坐标和曲率半径分别为

$$x_0 = \frac{z_r x_o - z_o x_r}{z_r - z_o} \quad y_0 = \frac{z_r y_o - z_o y_r}{z_r - z_o}$$

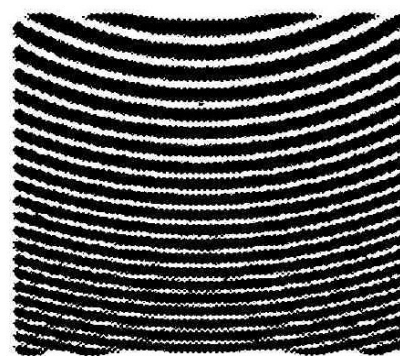
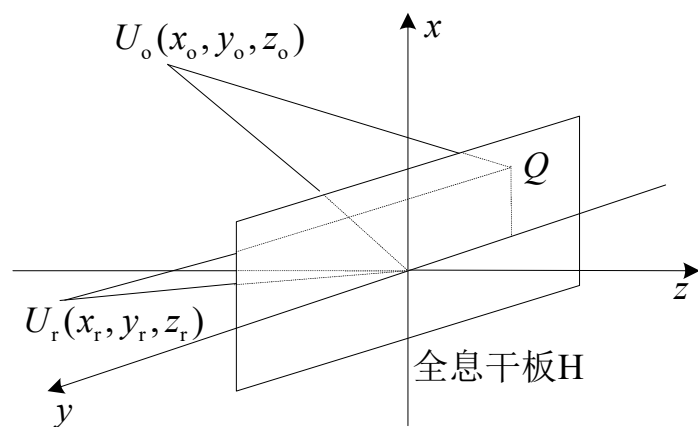
$$R_0 = \sqrt{\left(\frac{z_r x_o - z_o x_r}{z_r - z_o}\right)^2 + \left(\frac{z_r y_o - z_o y_r}{z_r - z_o}\right)^2 + \frac{2n\lambda_0 z_o z_r}{z_r - z_o}}$$

说明条纹的圆心不在原点，所以全息图所记录的干涉条纹是圆弧的一部分。这是一般离轴全息图的情况。

由空间频率的定义可知，条纹的空间频率是单位距离内光程差改变的波长数。

$$\xi = \frac{1}{\lambda_0} \frac{\partial \Delta S}{\partial x} = \frac{1}{\lambda_0} \left[ x \left( \frac{1}{z_o} - \frac{1}{z_r} \right) - \left( \frac{x_o}{z_o} - \frac{x_r}{z_r} \right) \right]$$

$$\eta = \frac{1}{\lambda_0} \frac{\partial \Delta S}{\partial y} = \frac{1}{\lambda_0} \left[ y \left( \frac{1}{z_o} - \frac{1}{z_r} \right) - \left( \frac{y_o}{z_o} - \frac{y_r}{z_r} \right) \right]$$



## (2) 同轴全息图

光程差为\_ 
$$\Delta S = (x^2 + y^2) \left( \frac{1}{2z_o} - \frac{1}{2z_r} \right)$$

$$x^2 + y^2 - \frac{\Delta S 2z_o z_r}{z_o - z_r} = 0$$

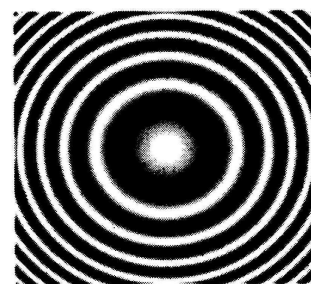
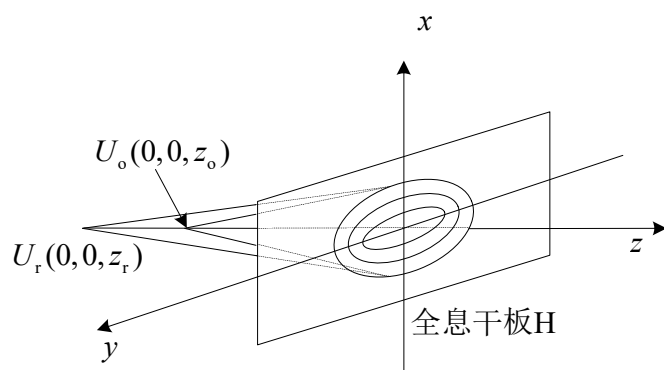
上式是圆心在记录平面坐标原点上的圆的方程，其半径为

$$R_0 = \sqrt{\frac{\Delta S 2z_o z_r}{z_o - z_r}} \xrightarrow{\Delta S = n\lambda_0} R_0 = \sqrt{\frac{2n\lambda_0 z_o z_r}{z_o - z_r}}$$

得到干涉条纹为亮条纹，是一族同心圆，圆心在原点，如图8.3.6所示。条纹的空间频率为

$$\xi = \frac{R_0}{\lambda_0} \left( \frac{1}{z_o} - \frac{1}{z_r} \right)$$

空间频率是与半径成正比的，这意味着半径越大，空间频率也越大，因而条纹与越密集。这里，要注意记录介质的最大分辨率。



### (3) 点源无透镜傅里叶变换全息图

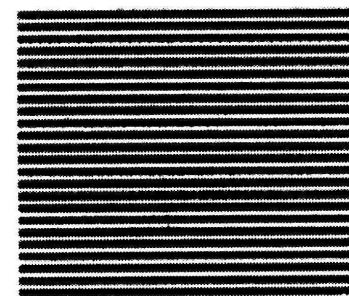
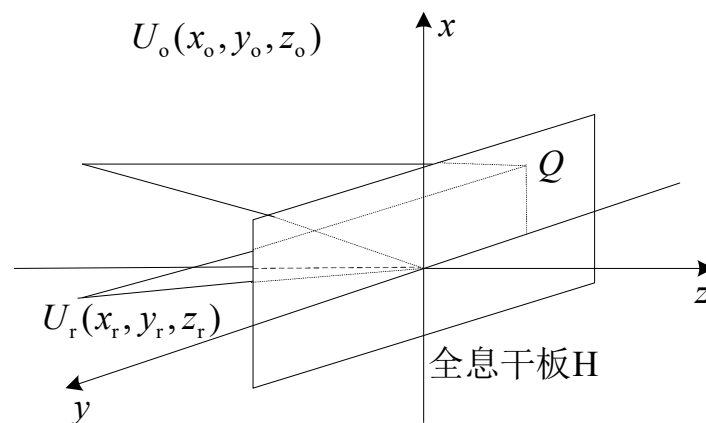
当物光和参考光两个点光源处于同一平面时，可得光程差为

$$x \frac{x_o - x_r}{z_0} + y \frac{y_o - y_r}{z_0} + n\lambda_0 = 0$$

上式是直线方程，可见干涉条纹是一族平行等间距的直线，这样得到的干涉条纹图样称为傅里叶变换全息图。干涉条纹的空间频率分别为

$$\xi = \frac{x_r - x_o}{\lambda_0 z_0}$$

$$\eta = \frac{y_r - y_o}{\lambda_0 z_0}$$





### 3. 点源全息图的物像关系和再现

#### (1) 像点和物点的坐标关系

记录平面上光场的复振幅为：

$$U(x, y) = U_o(x, y) = \tilde{U}_o e^{\frac{i\pi}{\lambda_0 z_o}(x^2 + y^2 - 2xx_o - 2yy_o)} + \tilde{U}_r e^{\frac{i\pi}{\lambda_0 z_r}(x^2 + y^2 - 2xx_r - 2yy_r)}$$

这样，记录平面上的光强分布为：

$$I(x, y) = |U(x, y)|^2 = |U_r|^2 + |U_o|^2 + \tilde{U}_r \tilde{U}_o^* e^{-\frac{i\pi}{\lambda_0 z_o}(x^2 + y^2 - 2xx_o - 2yy_o) + \frac{i\pi}{\lambda_0 z_r}(x^2 + y^2 - 2xx_r - 2yy_r)} \\ + \tilde{U}_r^* \tilde{U}_o e^{\frac{i\pi}{\lambda_0 z_o}(x^2 + y^2 - 2xx_o - 2yy_o) - \frac{i\pi}{\lambda_0 z_r}(x^2 + y^2 - 2xx_r - 2yy_r)}$$

通常需保持记录过程的线性条件，即显影、定影后底片的振幅透射率正比于曝光量，这样有：

$$t(x, y) = t_b + \beta' |U_o|^2 + \beta' \tilde{U}_r \tilde{U}_o^* e^{-\frac{i\pi}{\lambda_0 z_o}(x^2 + y^2 - 2xx_o - 2yy_o) + \frac{i\pi}{\lambda_0 z_r}(x^2 + y^2 - 2xx_r - 2yy_r)} \\ + \beta' \tilde{U}_r^* \tilde{U}_o e^{\frac{i\pi}{\lambda_0 z_o}(x^2 + y^2 - 2xx_o - 2yy_o) - \frac{i\pi}{\lambda_0 z_r}(x^2 + y^2 - 2xx_r - 2yy_r)} = t_1 + t_2 + t_3 + t_4$$

最重要是后两项

在全息透射图中，我们感兴趣的波前是：

$$U_3(x, y) = t_3(x, y)U_c(x, y) = \beta' \tilde{U}_r \tilde{U}_o^* \tilde{U}_c e^{i\pi \left( \frac{1}{\lambda_0 z_r} - \frac{1}{\lambda_0 z_o} + \frac{1}{\lambda_c z_c} \right) (x^2 + y^2)} \\ \times e^{-i2\pi \left[ \left( \frac{x_r}{\lambda_0 z_r} - \frac{x_o}{\lambda_0 z_o} + \frac{x_c}{\lambda_c z_c} \right) x + \left( \frac{y_r}{\lambda_0 z_r} - \frac{y_o}{\lambda_0 z_o} + \frac{y_c}{\lambda_c z_c} \right) y \right]},$$

$$U_4(x, y) = t_4(x, y)U_c(x, y) = \beta' U_r \tilde{U}_o^* \tilde{U}_c e^{i\pi \left( \frac{1}{\lambda_0 z_r} - \frac{1}{\lambda_0 z_o} + \frac{1}{\lambda_c z_c} \right) (x^2 + y^2)} \\ \times e^{-i2\pi \left[ \left( \frac{x_r}{\lambda_0 z_r} - \frac{x_o}{\lambda_0 z_o} + \frac{x_c}{\lambda_c z_c} \right) x + \left( \frac{y_R}{\lambda_0 z_R} - \frac{y_o}{\lambda_0 z_o} + \frac{y_c}{\lambda_c z_c} \right) y \right]}$$

这些球面波在**x-y**平面上的光场傍轴近似具有下列标准形式： \_

$$e^{\frac{i\pi}{\lambda_c z_i} (x^2 + y^2 - 2xx_i - 2yy_i)}$$

采用比较系数可求出物像关系：

$$\frac{x_i}{z_i} = \frac{x_c}{z_c} \pm \mu \left( \frac{x_o}{z_o} - \frac{x_r}{z_r} \right) \quad \frac{y_i}{z_i} = \frac{y_c}{z_c} \pm \mu \left( \frac{y_o}{z_o} - \frac{y_r}{z_r} \right)$$

$$\frac{1}{z_i} = \frac{1}{z_c} \pm \mu \left( \frac{1}{z_o} - \frac{1}{z_r} \right) \quad \mu = \frac{\lambda_c}{\lambda_o}$$

由此，可以确定像点坐标为：

$$x_i = \frac{z_i}{z_c} x_c \pm \mu \left( \frac{z_i}{z_o} x_o - \frac{z_i}{z_r} x_r \right) = \frac{x_c z_o z_r \pm \mu (x_o z_r - x_r z_o)}{z_o z_r \pm \mu (z_r - z_o)}$$

$$y_i = \frac{y_i}{z_c} y_c \pm \mu \left( \frac{z_i}{z_o} y_o - \frac{z_i}{z_r} y_r \right) = \frac{y_c z_o z_r \pm \mu (y_o z_r - y_r z_o)}{z_o z_r \pm \mu (z_r - z_o)}$$

$$z_i = \left[ \frac{1}{z_c} \pm \mu \left( \frac{1}{z_r} - \frac{1}{z_o} \right) \right]^{-1} = \frac{z_c z_o z_r}{z_o z_r \pm \mu (z_r - z_o)}$$

波前再现过程产生的像的横向放大率为：

$$M_t = \left| \frac{dx_i}{dx_o} \right| = \left| \frac{dy_i}{dy_o} \right| = \mu \left| \frac{z_i}{z_o} \right| = \frac{1}{1 - \frac{z_o}{z_r} \pm \frac{z_o}{\mu z_c}}$$

像的纵向放大率为：

$$M_l = \frac{M_t^2}{\mu}$$

把普通透镜的物像关系与上式相比较，可得：

$$\frac{1}{f_H} = \pm \mu \left( \frac{1}{z_o} - \frac{1}{z_r} \right)$$

全息图的像方焦距

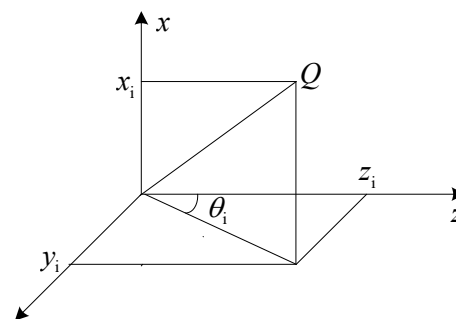
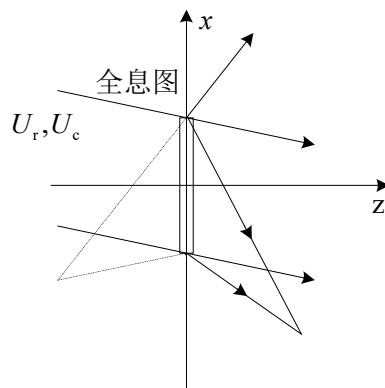
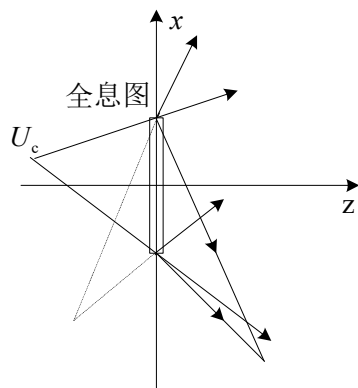
正、负号分别对应原始像和共轭像。由此可见，菲涅耳全息图除记录了物体的信息外，还兼有正、负透镜或成像的作用，故重现过程无需加透镜即能自行成像。

## (2) 离轴全息图的再现

可以多种不同的方法实现离轴全息图的再现，一般的形式如图8.3.8(a)所示。如果参考光和照明光均为平行光的情况时，如图8.3.8(b)所示，这时， $z_r, z_c \rightarrow \infty$ ，所以像的位置不能由式(8.3.80)求出。

如果将式中的  $\frac{x_o}{z_o}, \frac{x_r}{z_r}, \frac{x_c}{z_c}, \frac{x_i}{z_i}$  等都用三角函数表示。如图8.3.9所示的几何关系。

$$z_i = OQ \longleftarrow \text{近轴条件.}$$



对参考光和物光也有与上式相同的关系，由于由式(8.3.67)得到这种情况下的物像关系为

$$\sin \theta_i = \sin \theta_c \pm \mu(\sin \theta_o - \sin \theta_r)$$

$$\sin \varphi_i = \sin \varphi_c \pm \mu(\sin \varphi_o - \sin \varphi_r)$$

$$z_i = \frac{z_c z_o z_r}{z_o z_r \pm \mu(z_r - z_o)}$$

$z_c, z_r \rightarrow \infty$   $z_o$  为有限值

$$\sin \theta_i = x_o \pm \frac{z_o}{\mu} (\sin \theta_c \mp \sin \theta_r)$$

$$y_i = y_o \pm \frac{z_o}{\mu} (\sin \theta_c \mp \sin \theta_r)$$

$$z_i = \pm \frac{z_o}{\mu}$$

当参考光波和再现光波都是沿 $z$ 轴传播的完全一样的平面波时

$$\theta_r = \theta_c = \varphi_r = \varphi_c = 0 \implies x_r = x_c = 0, y_r = y_c = 0, z_r = z_c = \infty, \lambda_0 = \lambda_c$$

$$z_i = \mp z_o, \quad x_i = x_o, \quad y_i = y_o, \quad M_t = 1$$

可见，此时得到的两个像点位于全息图两侧对称位置，一个是原始像(实像)，一个是共轭像(虚像)，并且与 $z$ 轴的距离相等，放大率为1。

### (3) 同轴全息图的再现

如果物点和参考点位于 $z$ 轴上，即  $x_o = x_r = y_o = y_r = 0$

这时，在线性记录的全息图中式(8.3.75)后两项为：

$$t_3 = \beta' \tilde{U}_r \tilde{U}_o^* e^{\frac{i\pi}{\lambda_0} \left( \frac{1}{z_r} - \frac{1}{z_o} \right) (x^2 + y^2)} \quad t_4 = \beta' \tilde{U}_r \tilde{U}_o^* e^{-\frac{i\pi}{\lambda_0} \left( \frac{1}{z_r} - \frac{1}{z_o} \right) (x^2 + y^2)}$$

这时透过率的峰值出现在其相位为 $2\pi$ 整数倍的地方，由上两式得： \_

$$\pm \frac{\pi}{\lambda_0} (x^2 + y^2) \left( \frac{1}{z_r} - \frac{1}{z_o} \right) = 2m\pi$$



$$\rho^2 = x^2 + y^2 = 2m\lambda_0 \frac{z_o z_r}{z_o - z_r}$$

可见，此时所形成的干涉条纹是一族同心圆，圆心位于原点，为同轴全息图，其半径

$$\rho = \sqrt{2m\lambda_0 \frac{z_o z_r}{z_o - z_r}}$$



这种情形下的同轴全息图的再现又可以分为如下两种情况。

其一：同轴全息图的情形时，当采用与参考光波完全再现光波时一样时，即

$$x_c = x_r \quad y_c = y_r \quad z_c = z_r \quad \lambda_0 = \lambda_c$$

这样， $\mathbf{U}_3$ 和 $\mathbf{U}_4$ 分量所对应的两个像点为：

$$x_{i1} = x_o, y_{i1} = y_o, z_{i1} = z_o, M = 1$$

$$x_{i2} = \frac{x_o z_r - 2x_r z_o}{z_r - 2z_o}, y_{i2} = \frac{y_o z_r - 2y_r z_o}{z_r - 2z_o}, z_{i2} = \frac{z_r z_o}{2z_o - z_r}, M = \left| 1 - \frac{2z_o}{z_r} \right|^{-1}$$

上式表明，分量波 $\mathbf{U}_3$ 产生物点的一个虚像，像点的空间位置与物点重合，横向放大率为1，它是原物点准确的再现。分量波 $\mathbf{U}_4$ 可以产生物点的实像或虚像，它取决于 $z_{i1}$ 的正负。

$$z_r < 2z_o \rightarrow z_{i1} > 0 \rightarrow \text{产生虚像}$$

$$z_r > 2z_o \rightarrow z_{i1} < 0 \rightarrow \text{产生实像}$$

在通常情况下，此像的横向放大率不等于1。

其二：当再现光波是参考光波共轭时，即

$$x_c = x_r \quad y_c = y_r \quad z_c = -z_r \quad \lambda_0 = \lambda_c$$

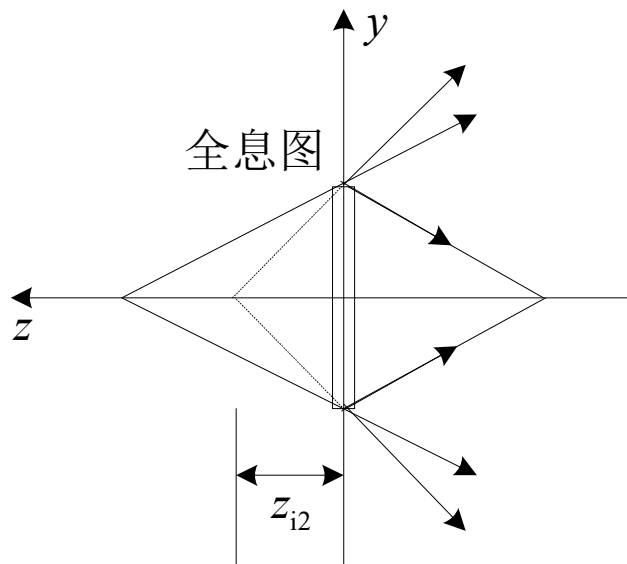
这样， $\mathbf{U}_3$ 和 $\mathbf{U}_4$ 分量所对应的两个像点为：

$$x_{i1} = \frac{2z_o x_r - z_r x_o}{2z_o - z_r}, y_{i1} = \frac{2z_o y_r - z_r y_o}{2z_o - z_r}, z_{i1} = \frac{z_r z_o}{z_r - 2z_o}$$

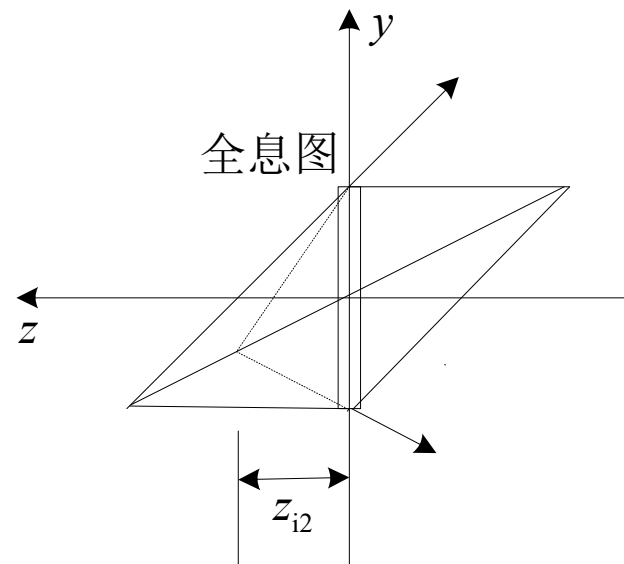
$$x_{i2} = x_o, y_{i2} = y_o, z_{i2} = -z_o$$

上式表明，分量波 $\mathbf{U}_3$ 产生物点的一个实像，像点与物点的空间位置相对于全息图镜面对称。因此，观察者看到的是一个与原物形状相同，但凸凹互易的赝视实像。分量波 $\mathbf{U}_4$ 可以产生物点的虚像，也可以产生物点的实像，这取决于 $z_{i1}$ 的正负。

这表明，即使用轴外照明光源再现，同轴全息图产生的各分量衍射波仍然沿同一方向传播，观察时相互干扰。图8.3.10给出了点源同轴全息图再现的情况。



轴上照明



轴外照明

### 8.3.4 菲涅耳全息图和夫琅禾费全息图

当全息干板位于物体衍射光场的菲涅耳衍射区时(近场)，记录平面上物光分布为物体的菲涅耳衍射，得到的全息图就称为菲涅耳全息图。上节所讨论的基元全息图(基元波带片)适用于菲涅耳全息图。菲涅耳全息图适合记录三维的漫反射物体。全息记录时，激发器发出的激发分成两束：扩束后一束直接照射照相干板，作为参考光；另一束照射物体，产生的漫反射光照射置于近场的照相干板，作为物光与参考光干涉，显影处理后得到菲涅耳全息图，可以再现物体的三维像。

菲涅耳全息图是将记录介质放在距离物体有限远处，从物体反射或透射的光传到记录介质处与参考光产生而形成全息图。实际全息图制作中大部分属于菲涅耳全息图，它是用满足菲涅耳条件的衍射光制作的全息图，再现时也按菲涅耳条件。其干涉条纹前面已经讨论。

全息记录时，使全息干板位于物体衍射光场的夫琅和费衍射区(远场)，记录平面上物光分布为物体的夫琅禾费衍射，得到的全息图是夫琅禾费全息图。夫琅禾费全息图可把物体与全息干板的距离均视为无限远。如用一透镜放在物体与干板之间，物体位于透镜焦平面附近，这样物体就等效于放在无限远处，物体反射或透射的光传到记录介质处与参考光发生干涉，从而到全息图。上节所讨论的全息图的情况，既适用于菲涅耳全息图，也适用于夫琅禾费全息图。为了对菲涅耳全息图和夫琅禾费全息图有一个量级的概念，下面作一个简单的分析。

物光在菲涅耳衍射区到达全息记录平面的复振幅为：

$$U(x, y) = \frac{e^{i2\pi z_0/\lambda}}{i\lambda z_0} \iint_{-\infty}^{\infty} U_o(x_o, y_o) e^{i\pi[(x-x_o)^2 + (y-y_o)^2]/z_0\lambda} dx_o dy_o$$

在夫琅禾费衍射区， $z_0$ 与所拍摄的物体的线度要大许多，这样可以忽略上式中的二次项，这样物光在夫琅禾费衍射区的分布为

$$U(x, y) = \frac{e^{i2\pi z_0/\lambda} e^{i\pi(x^2+y^2)/z_0\lambda}}{i\lambda z_0} \iint_{\infty} U_o(x_o, y_o) e^{i2\pi(xx_o/z_0\lambda + yy_o/z_0\lambda)} dx_o dy_o$$

在物光的菲涅耳衍射区，物光衍射光场强度分布随距离变化很快，而到过夫琅禾费衍射区后，物光衍射光强度分布不再有大的变化。满足如下条件时

$$z_0 \gg \frac{1}{\lambda} (x_o^2 + y_o^2)$$

才能拍摄到夫琅禾费衍射图，由4.4.2的讨论可知。这个条件是比较苛刻的，通常在实验室条件下难以满足。所以，通常得到的都是菲涅耳全息图。如果使用透镜，可以将物光的夫琅禾费衍射区缩短到透镜焦距的量级。所以夫琅禾费全息图有用透镜和不用透镜两种。

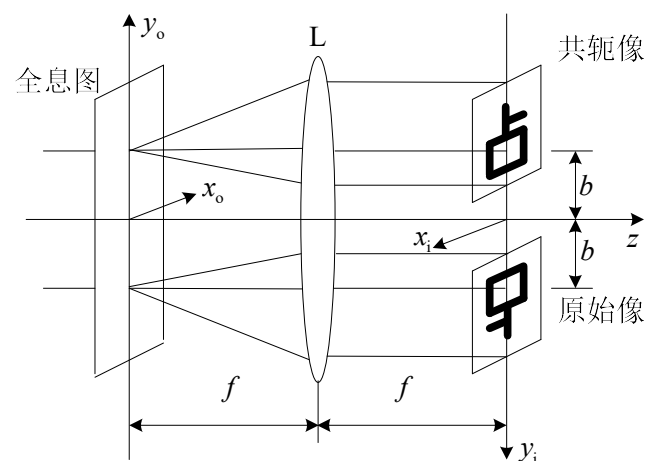
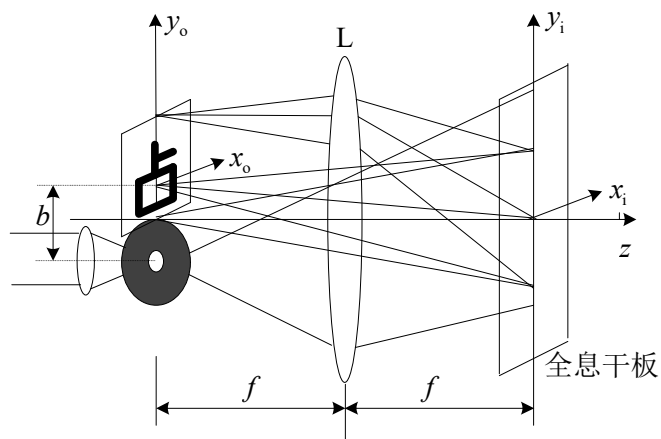
## 8.3.5 傅里叶变换全息图

物体的信息由物光波所携带，全息记录了物光波，也就记录下了物体所包含的信息。物体信号可以在空域中表示，也可以在领域中表示。也就是说，物体或图像的光信息既表现在它的物光波中，也蕴涵在它的空间频谱内。因此，用全息方法可以在空域中记录物光波，也可以在领域中记录物频谱。物体或图像频谱的全息记录称为傅里叶变换全息图。

### 1. 傅里叶变换全息图的原理

傅里叶变换全息图不是记录物体光波本身，而是记录物体光波的傅里叶频谱。利用透镜的傅里叶变换性质，将物体置于透镜的前焦面，在照明光源的共扼像面位置就得到物光波的傅里叶频谱，再引入参考光与之干涉，通过干涉条纹的振幅和相位调制，在干涉图样中就记录了物光波傅里叶变换光场的全部信息，包括傅里叶变换的振幅和相位。这种干涉图称为傅里叶变换全息图。

记录这种全息图可以采用平行光照明和点光源照明两种基本方式。这里我们以平行光照明方式为例进行分析，记录与再现光路见下图。



物光波的频谱为

物光分布

$$U_o(\xi_o, \eta_o) = \iint_{-\infty}^{\infty} U_o(x_o, y_o) e^{-i2\pi(\xi_o x_o + \eta_o y_o)} dx_o dy_o$$

$$\xi = x / \lambda f, \eta = y / \lambda f$$

后焦面

透镜焦距



平面参考光是由位于物平面上点(0,-b)处的点源产生的。点源的复振幅可用δ函数表示为：

$$U_r(x_o, y_o) = U_{r0} \delta(0, y_o + b)$$

它在后焦面上形成的场分布为：

$$F\{U_r(x_o, y_o)\} = U_{r0} e^{i2\pi b\eta}$$

后焦面上总的光场分布为：

$$U(\xi, \eta) = U_o(\xi_o, \eta_o) + U_{r0} e^{i2\pi b\eta}$$

记录时的曝光强度为：

$$I(\xi, \eta) = U_{r0}^2 + |U_o|^2 + U_{r0} U_o e^{-i2\pi b\eta} + U_{r0} U_o^* e^{i2\pi b\eta}$$

在线性记录条件下，全息图的复振幅透过率为：

$$t(\xi, \eta) = t_b + \beta' |U_o|^2 + \beta' U_{r0} U_o e^{-i2\pi b\eta} + \beta' U_{r0} U_o^* e^{i2\pi b\eta}$$

假定用平面波垂直照射全息图，则透射光波的复振幅为：

$$U(\xi, \eta) = t_b \tilde{U}_c + \beta' \tilde{U}_c |U_o|^2 + \beta' \tilde{U}_c U_{r0} U_o e^{-i2\pi b\eta} + \beta' \tilde{U}_c U_{r0} U_o^* e^{i2\pi b\eta}$$

第三项是原始物的空间频谱；

第四项是共扼频谱。

这两个谱分布分别以两列平面波为载波，而向不同方向传播，这样就以离轴全息的方式再现了物光波的傅里叶变换。

为此，在全息图后方放置透镜，使全息图位于透镜前焦面上，在透镜后焦面上将得到物体的再现像(再现光路如图**(b)**所示)。由于透镜只能做正变换，所以这里取反演坐标，并假定再现和记录透镜的焦距相同，于是后焦面上的光场分布为：

$$U(x, y) = F \{ U'(\xi, \eta) \} = \int \int_{-\infty}^{\infty} U'(\xi, \eta) e^{-i2\pi(\xi x + \eta y)} d\xi d\eta$$



$$U_o(\xi_o, \eta_o) = \int \int_{-\infty}^{\infty} U_o(x_o, y_o) e^{-i2\pi(\xi_o x_o + \eta_o y_o)} dx_o dy_o$$

$$U(x, y) = F \{ U(\xi, \eta) \}$$

$$= \int \int_{-\infty}^{\infty} (t_b \tilde{U}_c + \beta' \tilde{U}_c |U_o|^2 + \beta' \tilde{U}_c U_{r0} U_o e^{-i2\pi b\eta} + \beta' \tilde{U}_c U_{r0} U_o^* e^{i2\pi b\eta}) e^{-i2\pi(\xi x + \eta y)} d\xi d\eta$$

$$U_1(x, y) = \int \int_{-\infty}^{\infty} t_b \tilde{U}_c e^{-i2\pi(\xi x + \eta y)} d\xi d\eta = t_b \tilde{U}_c \delta(x, y)$$

$$U_2(x, y) = \beta' \tilde{U}_c \int_{-\infty}^{\infty} U_o(x_o, y_o) U_o^*(x_o - x_1, y_o - y_1) dx_o dy_o$$

$$= \beta' \tilde{U}_c U_o(x_1, y_1) \star U_o(x_1, y_1)$$

$$U_3(x, y) = \int \int_{-\infty}^{\infty} \beta' \tilde{U}_c U_{r0} U_o e^{-i2\pi b\eta} e^{-i2\pi(\xi x + \eta y)} d\xi d\eta = \beta' \tilde{U}_c U_{r0} U_o(x_1, y_1 - b)$$

$$U_4(x, y) = \int \int_{-\infty}^{\infty} \beta' \tilde{U}_c U_{r0} U_o^* e^{i2\pi b\eta} e^{-i2\pi(\xi x + \eta y)} d\xi d\eta = \beta' \tilde{C} U_{r0} U_o^*(-x_1, -y_1 - b)$$

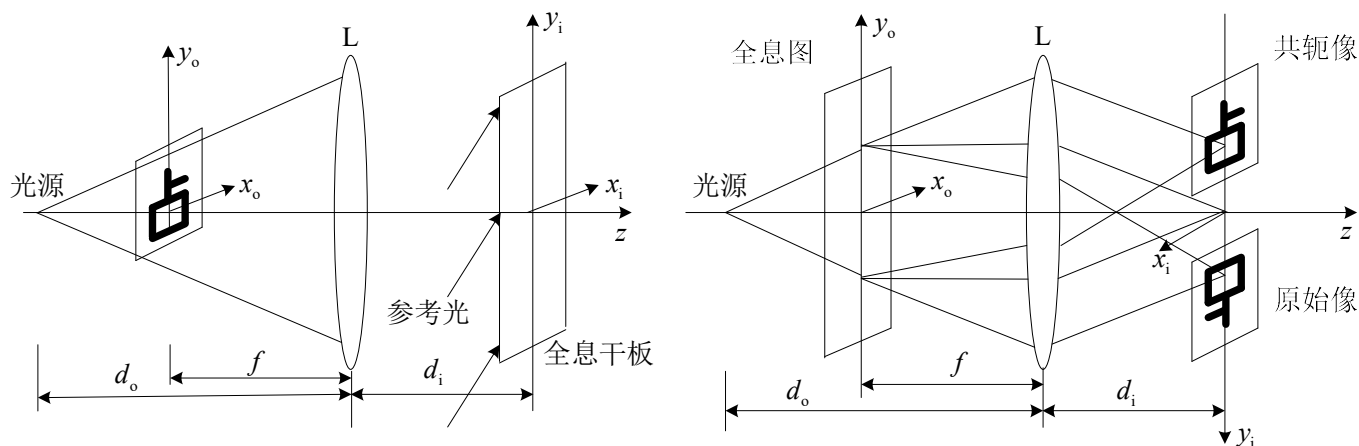
第一项是 $\delta$ 函数，表示直接透射光经透镜会聚在像面中心产生的亮点；

第二项是物分布的自相关函数，形成焦点附近的一种晕轮光；

第三项是原始像的复振幅，中心位于反射坐标系的 $(0, b)$ 处；

第四项是共扼像的复振幅，中心位于反射坐标系的 $(0, -b)$ 处。第三、四项都是实像。

实现傅里叶变换还可以采用球面波照明方式，使物体置于透镜的前焦面，在点源的共轭像面上得到物光分布的傅里叶变换。用倾斜入射的平面波作参考光，也能记录傅里叶变换全息图。重现时，也可以用球面波照明全息图，利用透镜进行逆傅里叶变换，在点源的共轭像面上实现傅里叶变换全息图的再现。



傅里叶变换全息图所记录的干涉条纹的排列是有序的，这一点特别适用于计算全息。两种记录和再现的方法是完全独立的，既可以采用平行光入射记录、球面波照明再现，也可以采用球面波入射记录、平行光照明再现。

此外，由于傅里叶变换全息图记录的是物谱图，而不是物本身，对于大部分低频物来说，其频谱都非常集中，直径仅1mm左右，记录时若用细光束作为参考光，可使全息图的面积小于2mm<sup>2</sup>，所以这种全息图特别适用于密度全息存储。

傅里叶变换全息图所记录的干涉条纹的排列是有序的，这一点特别适用于计算全息。

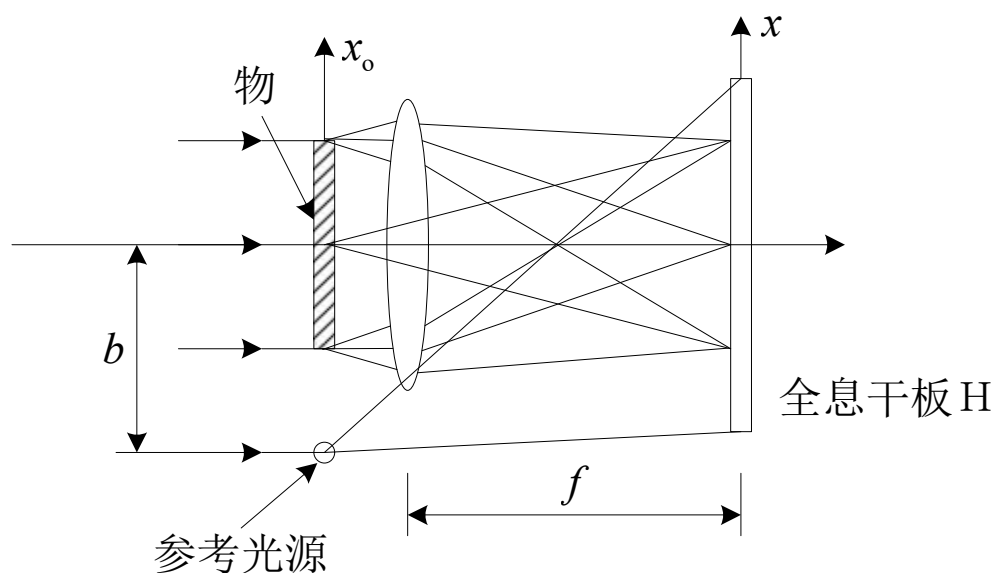
傅里叶变换全息图的光能集中在原点附件，为避免暴光不均匀，在调节光路时可使干板稍稍离焦，以便得到线性处理的全息图。

当物不是处于透镜的前焦面上时，后焦面上得到的不再是物光分布的傅里叶变换而是其夫琅禾费衍射，而者的区别只差一个相位因子。因而所有记录傅里叶变换全息图的系统只要改变其参考光的波面曲率，所记录的全息图就是夫琅禾费全息图。

## 2. 准傅里叶变换全息图

在下图所示的光路中，平行光垂直照射物体，透镜紧靠物体放置，参考点源与物体位于同一平面上，在透镜后焦面处放置记录介质。根据透镜的傅里叶变换性质，可以得到全息图的物光分布为：

$$U(x, y) = \tilde{C}' e^{ik \frac{x^2 + y^2}{2f}} \iint_{-\infty}^{\infty} U_o(x_o, y_o) e^{-i2\pi(\xi x_o + \eta y_o)} dx_o dy_o = C' e^{ik \frac{x^2 + y^2}{2f}} U_o(\xi, \eta)$$



由于上式出现了二次相位因子，使物体的频谱产生了一个相位弯曲，因而全息图平面上的物光并不是物体准确的傅里叶变换。设参考点位于(0,-b)处，参考点源为：

$$U_{r0}\delta(x_o, y_o + b)$$

这样，在全息图平面上的参考光分布为

$$U_r(x, y) = e^{ik\frac{x^2+y^2}{2f}} \iint_{-\infty}^{\infty} U_{r0}\delta(x_o, y_o + b)e^{-i2\pi(\xi x_o + \eta y_o)} dx_o dy_o = U_{r0}e^{ik\frac{x^2+y^2+2by}{2f}}$$

在线性记录条件下，全息图的复振幅透过率为

$$\begin{aligned} t &= t_b + \beta' |U_o|^2 + \beta' U_{r0} U_o e^{ik\frac{x^2+y^2}{2f}} e^{ik\frac{x^2+y^2+2by}{2f}} + \beta' U_{r0} U_o^* e^{ik\frac{x^2+y^2}{2f}} e^{ik\frac{x^2+y^2+2by}{2f}} \\ &= t_b + \beta' |U_o|^2 + \beta' U_{r0} U_o e^{-i2\pi b\eta} + \beta' U_{r0} U_o^* e^{i2\pi b\eta} \end{aligned}$$

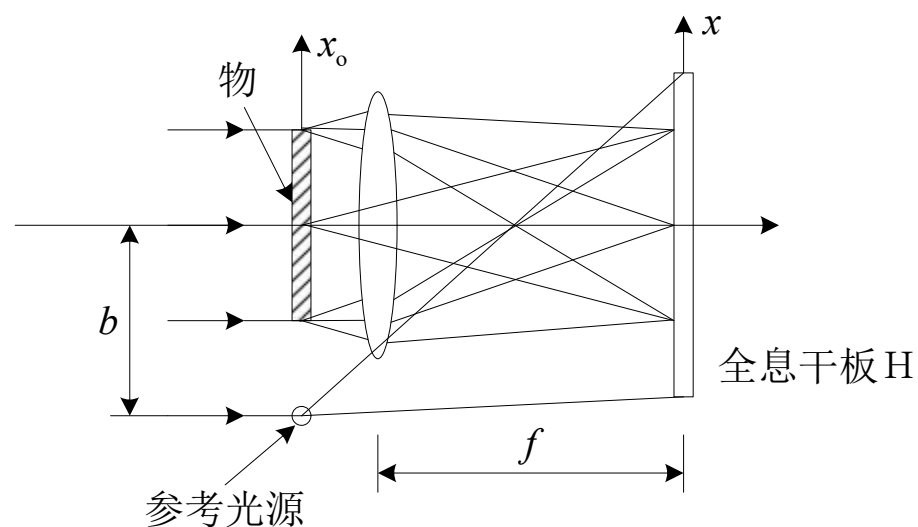
上式所表示的傅里叶变换全息图的透过率完全相同，并且球面参考波的二次相位因子抵消了物体频谱的相参位弯曲。因此，尽管到达全息图平面的物光场不是物体准确的傅里叶变换，但由于参考光波的相位被补偿，我们仍然能得到物体的傅里叶变换全息图，故称为准傅里叶变换全息图。如果不考虑记录过程的光路安排，则准傅里叶变换全息图与傅里叶变换全息图具有相同的透过率函数，因此再现方式也完全相同。

由此可见，上面为我们在使用参考光波的形式时，提供了一种额外的灵活性方式，我们甚至可以采用空间调制的参考光来记录一个全息图。全息术的某些应用，如信息的保密存储、文字翻译等，就是根据这一原理。



### 3. 无透镜傅里叶变换全息图

如下图所示，参考光束是从和物体共面的一个点发出的一个球面波。用这种特殊光路所记录的全息图可称为无透镜傅里叶变换全息图。



这类全息图。成像过程仍然保持线性特性，但这里只考虑基元全息图，即考虑成像系统对单个物点响应，而不是对一个平面物光束的响应。

$$U_r(x, y) = \tilde{U}_r e^{i\frac{\pi}{\lambda z_o}(x^2 + y^2 - 2xx_r - 2yy_r)} \quad U_o(x, y) = \tilde{U}_o e^{i\frac{\pi}{\lambda z_o}(x^2 + y^2 - 2xx_o - 2yy_o)}$$

曝光时的入射光强为

$$\begin{aligned} I(x, y) &= |U_r|^2 + |U_o|^2 + U_r^* U_o e^{i\frac{\pi}{\lambda z_o}(x^2 + y^2 - 2xx_r - 2yy_r)} e^{i\frac{\pi}{\lambda z_o}(x^2 + y^2 - 2xx_o - 2yy_o)} \\ &\quad + U_r U_o^* e^{i\frac{\pi}{\lambda z_o}(x^2 + y^2 - 2xx_r - 2yy_r)} e^{-i\frac{\pi}{\lambda z_o}(x^2 + y^2 - 2xx_o - 2yy_o)} \\ &= |U_r|^2 + |U_o|^2 + \tilde{U}_r \tilde{U}_o \cos \left\{ 2\pi \left[ \frac{x_o - x_r}{\lambda z_o} x + \frac{y_o - y_r}{\lambda z_o} y \right] \right\} \end{aligned}$$

由上式可以理解无透镜傅里叶变换全息图的含义。由物点发出的光波与参考光干涉，形成一个正弦型条纹图样，其空间频率为：

$$\xi = \frac{x_o - x_r}{\lambda z_o} \quad \eta = \frac{y_o - y_r}{\lambda z_o}$$

因此，对于这些特殊记录光路，物点坐标和全息图上的空间频率之间具有一一对应关系，这样一种变换正是傅里叶变换运算的特征，但没有用变换透镜就完成了，所以称为无透镜傅里叶变换全息图。由上式可见，物点离参考点越远，空间频率越高。大致地，只有坐标满足条件

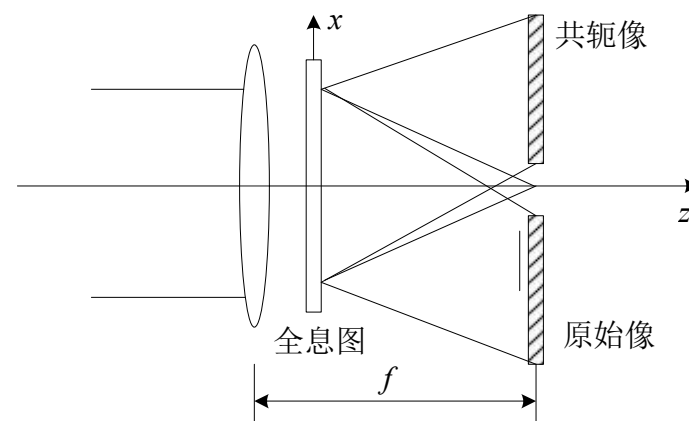
$$\sqrt{(x_o - x_r)^2 + (y_o - y_r)^2} \leq \lambda z \xi_{\max}$$

乳胶片的最高空间频率

为了从这个全息图得到像，可用相干照明底片，并在后面加一正透镜，如图所示。令：

$$z_c = \infty \quad z_o = z_r$$

全息图本身所形成的两孪生像都位于离底片无穷远处。正透镜使无穷远处的像在透镜的面焦面上。



## 8.4 其他几种类型的全息图

8.4.1 像全息图

8.4.2 彩虹全息

8.4.3 体积全息

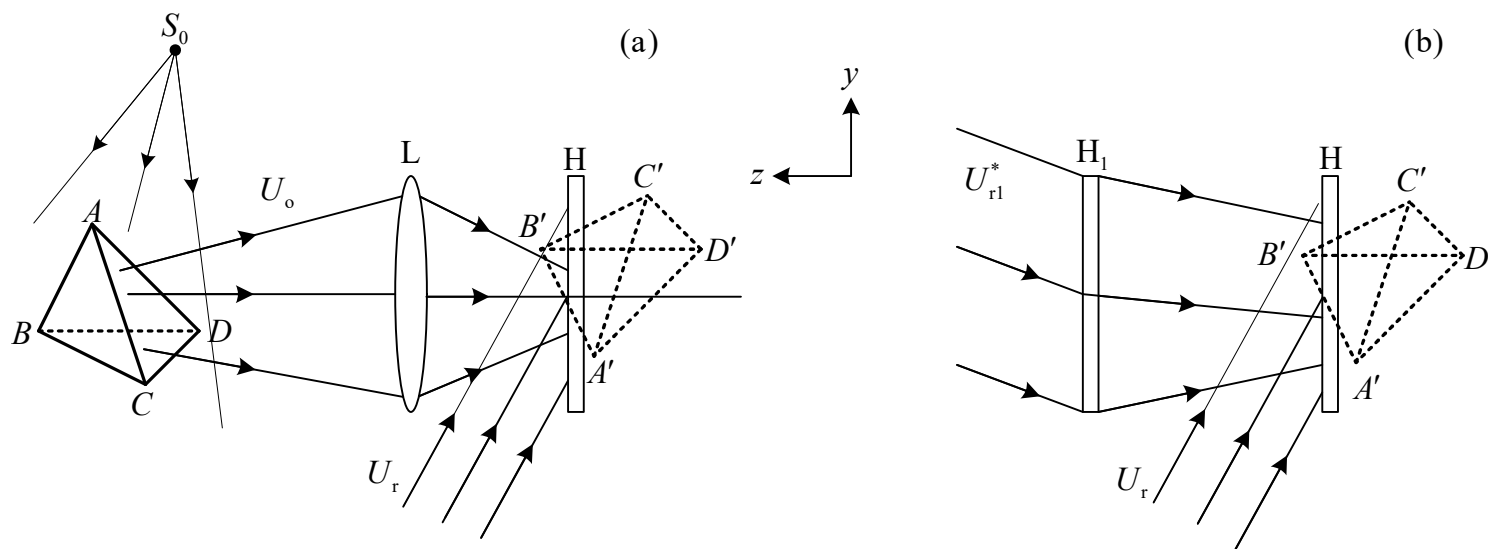
8.4.4 模压全息

## 1. 像全息图的制作

如果在透镜的成像平面上放置全息干板，参考光不经过透镜而直接入射到记录介质，这样拍摄到的全息图称为像全息图(**image hologram**)。物体靠近记录介质，或利用成像系统使物成像在记录介质附近，或者使一个全息图再现的实像靠近记录介质，都可以得到像全息图。

在记录像全息图时，如果物体靠近记录介质，则不便于引入参考光，因此，通常采用成像方式产生像光波。一种方式是透镜成像，如图**8.4.1 (a)**所示。

另一种方式是利用全息图的再现实像作为像光波。后者通常先对物体记录一张菲涅耳全息图，然后用参考光波的共轭光波照明全息图，再现物体的实像。实像的光波与制作像全息图时的参考光波叠加，得到像全息图。因此，这种方法包括两次全息记录和一次再现的过程，如图8.4.2(b)所示。



像全息图用原参考光照明时，它所再现的三维立体像，一部分是虚的，一部分是实的，并以全息片为分界面。像全息图的另一特点是，由于记录时物点与像点一一对应，虽经参考光波的调制仍不失此对应关系，因此记录介质的局部损坏将使存储在该部分上的信息丢失。

像全息图的主要特点是对照明光源的大小单色性要求低，可以用非单色光源再现。对于平面物体，可以用白光光源照明再现，再现像无色差。对于三维物体，在全息图像面上的再现像是消色差的，离开这一平面，点由于色散而产生弥散，色弥散斑的大小与像点到全息图的距离成比例，也就是从全息图平面起向外逐渐模糊。像全息图广泛用于图像的全息显示中。

## 2. 再现光源宽度的影响

任一全息图都可以是许多具有波带片结构的基元全息图的叠加，当用白光照明再现时，再现光的方向因波长而异，再现像点的位置也随波长而变化，其变化量取决于物体到全息图平面的位置。这是因为，用白光再现一张普通的离轴全息图时，由于记录的波带片是离轴部分的，条纹间距很小，有高的色散，从而使像模糊。像全息图记录的是波带片的中心部分，而波带片的这一部分条纹间距较大，色散大大减小。当物体严格位于全息图平面上，再现像也位于全息图平面上，表现为消色差，它不随照明波长而改变。当照明光源方向改变时，像的位置也不变，只是像的颜色有所变化。物体上远离全息图的那部分，其像也远离全息图，这些像点有色差并使像模糊。不过，如果物体到全息图的距离较小时，用白光再现仍能得到质量相当好的像。从基元全息图的结构，即基元波带片和基元光栅，不难理解全息图的色散效应。



### 3. 色模糊

对于像全息图，再现光源的光谱宽度对像清晰程度仍然是有影响的。因为实际上总不能使物上所有点均能满足 $|z_0|$ 为很小。这时一个物点不是对应一个像点，而是对应一个线段。这种由于波长的不同而产生的像的扩展叫做像的色模糊。即使 $z_0$ 足够小，当 $\Delta\lambda$ 相当大时，仍然会形成不可忽视的色模糊。当色模糊量大于观察系统(多数情况是人眼)的最小分辨距时，再现像变得完全模糊不清了。要想使再现像清楚，一方面要进一步减小 $|z_0|$ ，另一方面要限制再现光源的光谱带宽。

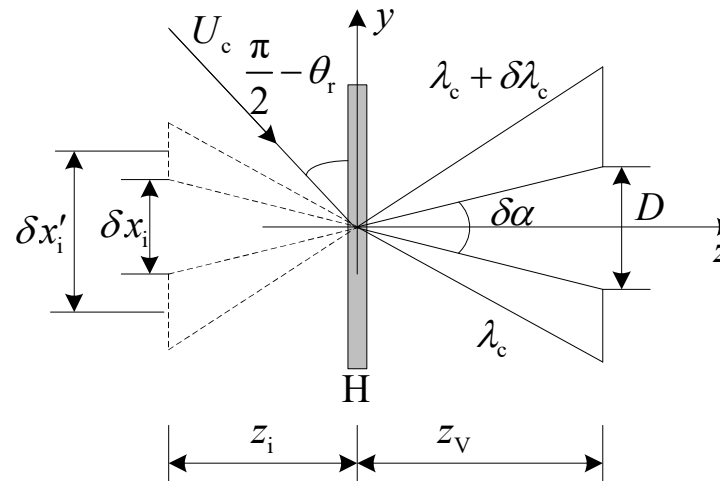
$$\delta x_i = z_i \delta \alpha = z_i \frac{D}{z_v}$$

↓

$$\delta \lambda_c = \frac{\lambda_c}{\sin \theta_o - \sin \theta_r} \cdot \frac{\delta x_i}{z_i}$$

↓

$$\delta \lambda_c = \frac{D}{z_v} \cdot \frac{\lambda_c}{\sin \theta_o - \sin \theta_r}$$



## 4. 再现光源大小的影响

通常，用点光源照明全息图时，点物的再现像也是点像，若照明光源的线度增加，像的线度也会增加。但是，当物体接近全息记录介质时，再现光源的线度可以增大，再现像的线度不变。如果来自点光源的一个球面波与一个平面波干涉，所形成的条纹图样为波带片干涉图。它由亮暗相间的同心圆环组成，中心条纹间距大，边缘条纹间距小。全息图相当于被记录物体上每一点源发出的光波与参考光波之间的干涉所产生的诸多波带片的总和。当物(或像)移近记录介质平面时，波带片的横向尺寸逐渐变小，直到物体上的点位于全息记录介质平面上时，波带片即变为物体本身。因为通常的离轴全息图所形成的波带片的界限被减小，参考光束的空间变化不会使波带片的形状有本质上的变化，所以参考光波的相位变动就不重要了，再现光的线度将不受限制。因此，在再现过程中，相位的变动不是很重要的，可将扩展光源用于再现。

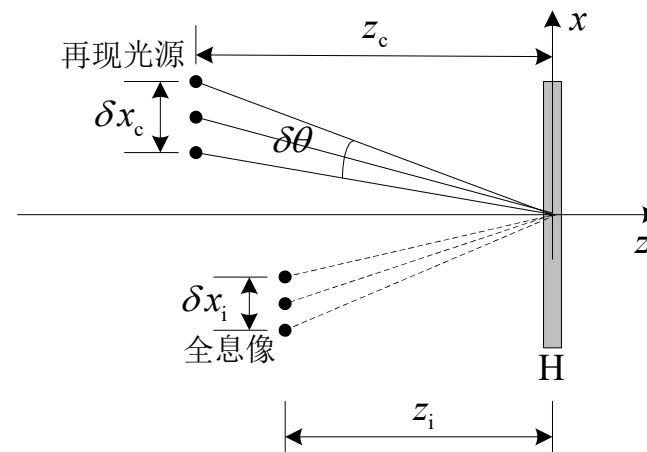
当采用扩展光源照明全息图，假定在 $x$ 方向上再现光源的宽度为 $\delta x_c$ ，  
则像在 $x$ 方向相应的增宽为：

$$\delta x_i = z_i \frac{\delta x_c}{z_c} \approx z_i \delta\theta$$

再现光源的角宽度

当  $\lambda_0 = \lambda_c$      $z_c = z_r$     有  $z_i = z_o$

当物距 $z_o$ 很小时，像距 $z_i$ 也很小，即靠近全息图。当物距 $z_o$ 趋于零时，像距 $z_i$ 也趋于零，于是 $\delta x_i$ 也趋于零。也就是说，这时光源的宽度不会影响再现像的质量。所以，再现光源的宽度不影响再现像的清晰度，也就是可以采用扩展光源照明。



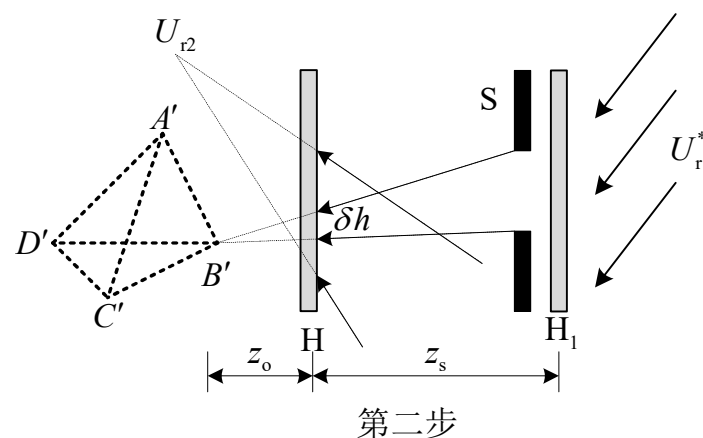
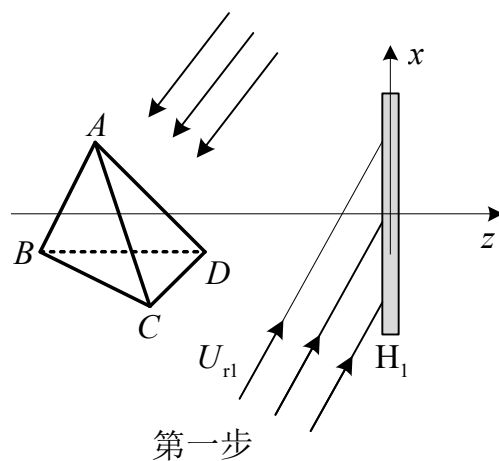
## 8.4.2 彩虹全息

彩虹全息和像全息一样，也可以用白光照明再现。不同的是，像全息的记录要求成像光束的像面与记录干板的距离非常小，而彩虹全息没有这种限制。彩虹全息是利用记录时在光路的适当位置加狭缝，再现时同时再现狭缝像，观察再现像时将受到狭缝再现像的限制。当用白光照明再现时，对不同颜色的光，狭缝和物体的再现像位置都不同，在不同位置将看到不同颜色的像，颜色的排列顺序与波长顺序相同，犹如彩虹一样，因此这种全息技术称为彩虹全息彩虹(rainbow hologram)。彩虹全息可以分为二步彩虹全息和一步彩虹全息。

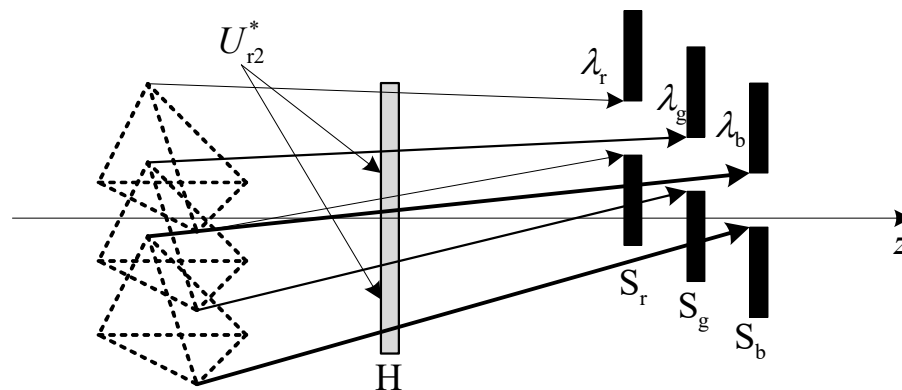
本顿(S. Benton)于1969年首先用二步法制成彩虹全息图。1978年美籍华裔学者陈选和杨正寰提出了一步彩虹全息术，使彩虹全息图制作程序大大简化，且降低了噪声，但视场和景深较小。以后，又有不少学者作了改进，提出了多种彩虹全息图技术，并使彩虹全息图获得日益广泛的应用。

## 1. 二步彩虹全息图

二次全息记录过程为：首先对要记录的物体摄制一张菲涅耳离轴全息图 $H_1$ ，称为主全息图，记录光路如下图所示；然后是用参考光的共轭光照明 $H_1$ ，产生物体的虚实像，在 $H_1$ 的后面置一水平狭缝，实像与狭缝面之间放置全息干板 $H$ ，用会聚的参考光记录第二张全息图 $H$ ，这张全息图就叫做彩虹全息图。如果用共轭参考光照射彩虹全息图 $H$ ，则产生第二次虚像，由于 $H$ 记录的是原物的虚实像，所以再现的第二次虚像对于原物来说是一个正常的像；与原物的再现像一起出现的是狭缝的再现像，它起一个光阑的作用。



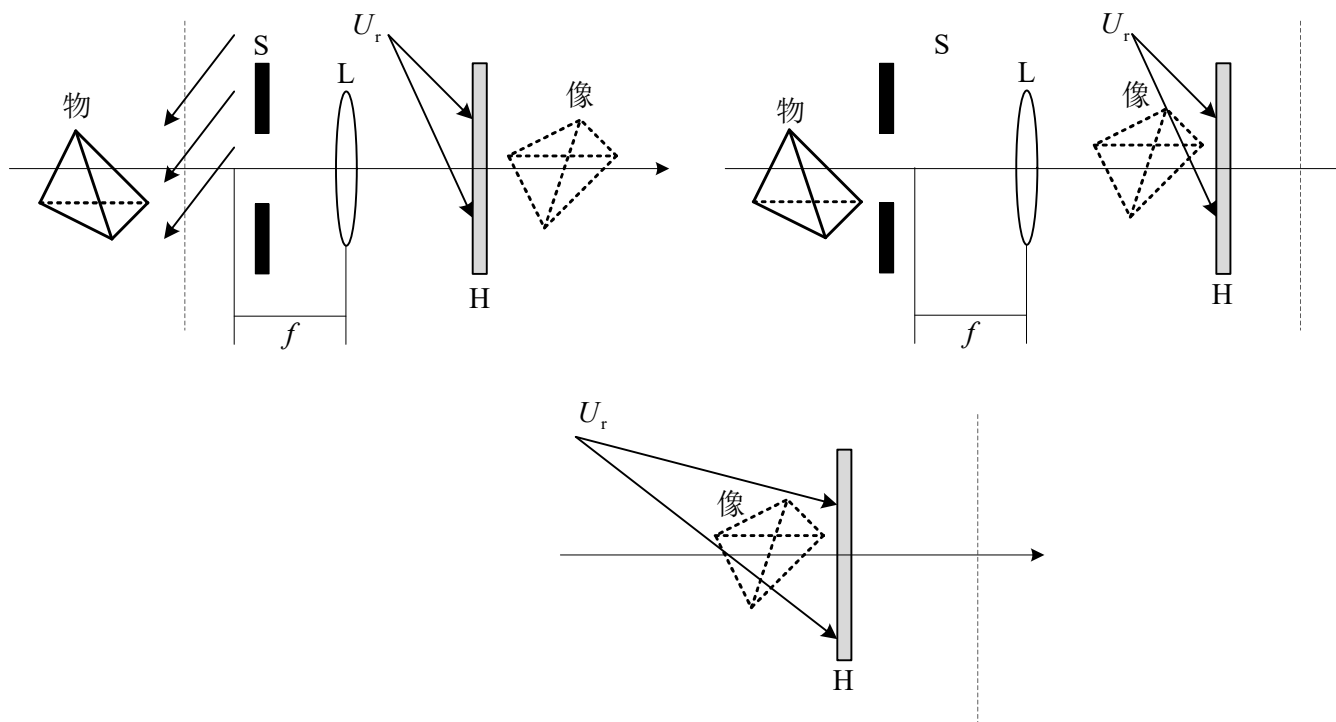
彩虹全息的重现光路如下图所示，如果眼睛位于狭缝的位置，就可以看到物体的再现虚像。眼睛位于其他位置时，则由于受到光阑的限制，不能观察到完整的像。如果用白光束照明彩虹全息图，则每一种波长的光都形成一组狭缝像和物体像。一般地说，狭缝像和物体像的位置随波长连续变化。若观察者的眼睛在狭缝像附近沿垂直于狭缝方向移动时，将看到颜色按波长顺序变化的再现像。如果观察者的眼睛位于狭缝后方适当位置时，由于狭缝对视场的限制，通过某一波长所对应的狭缝只能看到再现像的某一条带，其色彩与该波长对应。同波长相对应的狭缝在空间是连续的，因此，所看到的物体像就具有连续变化的颜色，像雨后天空中的彩虹一样。下图给出了相应于红、绿、蓝三种颜色的狭缝像位置和相应的再现像位置示意图。



## 2. 一步彩虹全息图

从二步彩虹的记录和再现过程可知，彩虹全息图的本质是要在观察者与物体再现像之间形成一个狭缝像，使观察者通过狭缝看物体，以实现白光再现。根据这一原理，我们可以用一个透镜使物体和狭缝分别成像，使全息干板位于两个像之间的适当位置。如下图**(a)**所示，狭缝位于透镜的焦点以内，在狭缝同侧得到其放大正立虚像。若物体在焦点以外，则物体的像在透镜另一侧，这时的光路结构本质上与二步彩虹全息中第二次记录时相同。再现时用参考光的共轭光照明，形成狭缝的实像和物体的虚像，眼睛位于狭缝像处可以观察到再现的物体虚像。再现光路如下图**(c)**所示。

在一步彩虹全息中，也可以把物体和狭缝放在透镜焦点以外，使它们在透镜另一侧成像，记录时仍将全息干板置于物体像和狭缝像之间，如图**8.4.6(b)**所示。



### 3. 彩虹全息の色模糊

彩虹全息图可以用白光再现出单色像，这种单色像与激光的再现单色像是不同的，它包含了一个小的波长范围 $\Delta\lambda$ 设在某一固定位置所观察到的单色像的波长是从 $\lambda$ 到 $\lambda+\Delta\lambda$ ，则 $\Delta\lambda/\lambda$ 称为像的单色性。另外，根据点源全息图理论知道，像点的位置与波长有关，在 $\Delta\lambda$ 的波段内，一个物点不是对应一个像点，而是对应一个线段 $\Delta L$ 。这种由波长不同而产生的像的扩展，叫做像の色模糊。



对于彩虹全息图，需要特别注意以下几点：

(1) 由于记录彩虹全息时用一个狭缝，使光能损失很大，因而狭缝的宽度应适当选择。缝太宽，重现时会产生“混频”现象，色彩不鲜艳；缝太窄，则通光量过小，影响效率。经验表明，狭缝宽度以5~8 mm为宜。

(2) 在记录彩虹全息图时，由于成像光束受到狭缝的限制，物体确定点的信息只记录在全息图沿缝方向上很狭小的区域，故彩虹全息图在垂直于缝的方向上失去立体感，其碎片已无法重现完整的物体像。

(3) 从记录光路中所示情况看，当物竖直放置、狭缝水平放置时，参考光必须从斜上方自上而下入射，这给实际的光路调节造成困难。因此，在记录时要将物体水平横卧，狭缝竖直放置，参考光平行于全息平面斜入射即可。观察重现时，全息图片要在面内旋转90度角。

### 8.4.3 体积全息图

物光波和参考光波发生干涉时，在全息图附近的空間形成三维干涉条纹。如果不考虑记录材料厚度的影响，而把全息图的记录完全作为一种二维平面图像来处理，这种类型的全息图称为平面全息图(plane hologram)，有时也称为薄全息图(thin hologram)。当考虑记录材料厚度影响时而处理三维干涉条纹时，就形成了体积全息图(volume hologram)，有时也称为厚全息图(thick hologram)。可见，体积全息图和平面全息图是按全息记录介质的厚度分类的。体积全息图又可分为透射式、反射式、振幅型和相位型等。体积全息图的衍射效率高，对波长及角度的布拉格效应强，可用白光再现等特性而得到广泛应用。体积全息图的特性与平面全息图有较大的不同，因而理论分析的方法也有所区别。

当波矢量  $k_r$  和  $k_o$  方向的夹角小于 **90度**，且记录介质厚度较薄时，为平面全息图；当波矢量  $k_r$  和  $k_o$  方向的夹角大于 **90度**，且记录介质厚度较厚时，为体积全息图；当波矢量  $k_r$  和  $k_o$  方向的夹角小于 **90度**，且记录介质又有一定厚度时，需要用克莱因(Klein)参量来区分，其定义为

$$Q = \frac{2\pi\lambda_0 h}{n_D d}$$

记录材料经显影、定影后的厚度

干涉条纹间距

记录材料经显影、定影后的折射率

$Q \geq 10$  全息图为体积全息图

$Q < 10$  全息图为平面全息图

一般的全息干板乳胶层厚度约为 $15\mu\text{m}$ 。干涉条纹的周期取决于物光波和参考波之间的夹角。可能是几个波长，也可能是半个波长。实际上，一张全息图常常包含不同间隔的条纹结构，它可能同时具有两种全息图的性质。

体积全息图对于照明光波的衍射作用如同三维光栅的衍射一样。按物光和参考光入射方向和再现方式的不同，体积全息图可分为两种：一种是当物光和参考光在记录介质的同一侧入射，得到透射全息图，再现时由照明光的透射光成像；另一种是物光和参考光从记录介质的两侧入射，得到反射体积全息图，再现时由照明光的反射光成像，用这种方法记录的全息图不仅可以再现单色像，也可用白光照射得到彩色像，并且此彩色像只在很小的角度范围或波长范围内才能被观察到。

薄全息图只有透射型再现方式，而厚全息图有透射型再现和反射型再现二种。把反射型再现的全息图称为反射全息图(**reflection hologram**)。

## 8.4.4 压模全息图

所谓模压全息图(embossed hologram)是表面载有浮雕全息图的坚硬金属模版压印在加热软化的塑料上形成的。将记录在光刻胶、光导热塑、未坚膜的重铬酸盐明胶等浮雕相位型材料上，通常是彩虹全息图或像全息图，然后用白光显示。用电铸的方法复制在一块金属模版上，再用这块金属模版压印在加热软化的塑料薄片或塑料薄膜上，这样就将浮雕全息图转印在塑料薄片或塑料薄膜上。印在透明塑料上则形成透射型全息图；若在浮雕表面上涂敷反光材料，便形成反射全息图。为了加强其反射光，在塑料薄片或塑料薄膜上事先通过真空镀铝，在其基底镀一层铝反射层，这就制成可以白光显示的反射型全息图。因为它用金属模版压印而成的，故称为模压全息图。它是20世纪70年代提出的用模压方法复制全息图的一项新技术，模压全息与凸版印刷术类似，所以又称之为全息印刷术。全息印刷术的发明，解决了全息图的复制问题，可以大规模生产，使全息图迅速商品化，使全息术走进社会，走进千家万户。模压全息术是建立在多种学科与技术综合基础上的高新的精细加工技术，涉及全息技术、计算机辅助成图技术、制版技术、表面物理、电化学、精密机械加工等，技术水平要求高，制作工艺复杂，制作设备也较为昂贵，因而模压全息图较难仿制，这样，可应用于制作防伪商标、银行卡等防伪标记。

全息图的模压复制技术始于上世纪70年代末，是由美国无线电公司(RCA)提出来的。其后，在美、欧、日各国获得了迅速发展。我国的模压全息从上世纪80年代开始起步，目前也得到了很大的发展和广泛的应用。

## 8.5 全息记录介质

### 8.5.1 记录介质的特征曲线

### 8.5.2 全息记录介质的分类

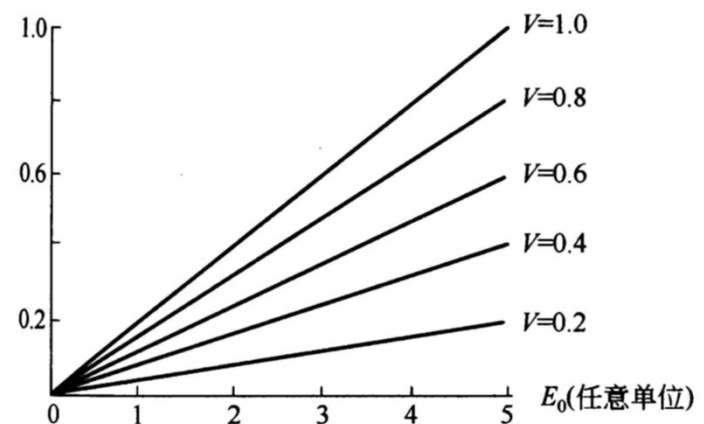
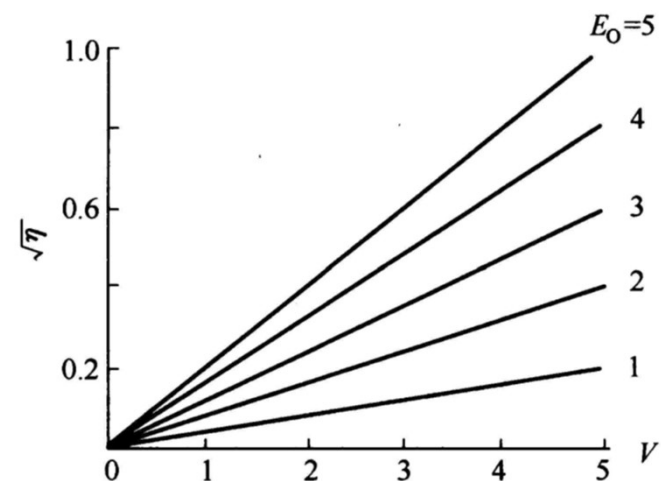
在全息图的制作过程中，除了对光的相干性有一定的要求外，其中另一个重要的问题是照相记录介质的有限动态范围。振幅透射率与曝光量之间的关系曲线只在曝光量的有限范围内是线性的。平均曝光量最好选在这个线性区域的中点。但是，如果有物体，如表面相当粗糙的透明片，那么全息图上就会有显著的区域曝光量远远超出线性区域而进入非线性区域，这种非线性显然是会造成重构像的像质下降的。因此，我们有必要先来讨论一下全息记录介质。

最早用的记录介质是与普通照像干版相似的超微粒卤化银乳胶，卤化银乳胶既可以制作振幅全息图，又可以通过漂白成为位相全息图，而且保存期长。但随着全息术的发展，新的记录介质不断出现。目前所用的全息记录介质除卤化银乳胶外，还有重铬酸盐明胶、光致抗蚀剂、光致聚合物、光导热塑料、光折变材料、液晶等。

## 8.5.1 记录介质的特征曲线

在全息术中衍射效率是一个很重要的问题，衍射效率与全息图曝光量和调制度都有关系。所以要研究记录介质在不同曝光量下衍射效率与调制度的关系。

胶片用于非相干光学系统时，由于非相干系统是以强度作为传递基本量的，因而要求将胶片曝光时的入射光强 $I$ 线性变换为显影后透明片的光强透过率。但是由于负片的强度透过率与曝光强度之间的关系总是非线性的，为了得到线性关系，需要通过接触翻印，得到一张正片。即用第一张负片紧贴在另一张未曝光的胶片上，然后用一非相干光照射，这样在特定情况下，可以使正片的强度透过率与光强成正比，把它放入非相干系统中，就实现了强度的线性变换。





具有线性记录特性的全息材料是理想的记录材料。严格地说，到目前为止还没有一种记录材料能很好地满足上述的所有要求。对实际的材料，以理想材料为标准而提出一些基本要求，这些基本要求通常有：

(1) 峰值衍射效率至少大于80%；(2) 在空间频率1000~6000周/mm的范围内，能够得到高对比度的干涉条纹；(3) 在较高温度和相对湿度条件下良好的稳定性；(4) 由于散射和吸收造成的光损耗小于5%；(5) 足够的光谱或者角带宽。

全息光学理想的记录材料通常的技术指标如下表.1所示。一般情况下，当然要求全息记录材料是线性响应的，也就是说，全息记录材料中干涉图形的光学特性与曝光量是成比例的。但实际上，任何一种全息记录材料都会存在着非线性效应，如果偏离线性的程度比较大，或者说，全息记录材料的线性程度较差，对衍射后图像的质量可能会产生严重影响。

性 能↵	技术指标↵	性 能↵	技术指标↵
折射率调制 $\Delta n$ ↵	$(\Delta n)t \geq \lambda / 2; (\Delta n)_{\max} = 0.1$ ↵	光灵敏度↵	$\geq 50\text{mJ} / \text{cm}^2$ ↵
厚度↵	$5 \sim 20\mu\text{m}$ ↵	寿命↵	$> 1000\text{h}$ ↵
散射和吸收损失↵	$< 5\%$ ↵	空间分辨率↵	$6000\text{cy} / \text{mm}$ ↵
孔径的大小↵	$500\text{mm} \times 500\text{mm}$ ↵	↵	↵

## 8.5.2 全息记录介质的分类

用于全息照相的记录介质，其性能指标越接近理想状态，其性能也就越优越，但从实用的角度来说，还需要考虑重复使用性、价格性能比高等因素。

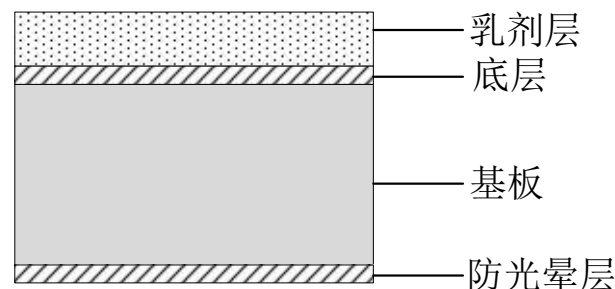
表 8.5.2 常用全息记录介质的种类

记录介质	记录过程的机制	处理方法	调制方式及全息图的类型	可否重复使用	保存时间
卤化银乳胶	吸收光子还原为金属银，形成潜像	湿，化学漂白	光密度改变 振幅型或相位型	不可	永久
重铬酸盐明胶	光致铈链反应	湿，化学	折射率改变 折射率相位型	不可	密封后永久
光致聚合物	光致聚合反应	不用，后曝光及后加热，湿	折射率改变 折射率相位型或表面浮雕型	不可	永久
光致抗蚀剂	形成有机酸、光致铈链、光致聚合、光致分解	湿，化学或热空气	表面浮雕型型	不可	永久
光导热塑料	产生热塑料变形，形成带电场的静电潜像	电晕放电及加热	表面浮雕型型	可	永久
光致各向异性材料	线偏振光诱导	湿，化学或不用	双折射率变化型	不可，可	永久，几个月或几分钟
光折变晶体	离子、电子俘获	不用	折射率改变 折射率变化型	可	几分钟或几个月

## 1. 卤化银乳胶

由伽伯发明的第一张全息图是用卤化银胶片制成的。卤化银一直是最常用的一种全息记录材料，它具有很高的感光灵敏度和分辨率，有宽的光谱灵敏区，通用性强。细微粒的卤化银材料能拍摄一般照片，超微粒的卤化银材料能记录各种类型的全息图。通过曝光和显影直接得到的是振幅型全息图，衍射效率很低，但经过漂白以后可获得高衍射效率的全息图。目前超微粒的卤化银已普遍用于全息术中，简称为全息干版。除了上述的优点外，全息干版使用期长，制成的全息图能长期保存；其缺点是不能擦除后重复使用，显影处理程序较繁琐。

成形的卤化银乳胶全  
息干板产品由乳剂层、底  
层、基板和防光晕层组成，  
俗称银盐干板。



乳胶层是全息干板的感光层，是将颗粒极细的卤化银颗粒混合弥散在明胶中，再加上适量防散染料剂和光敏剂，配制而成，其厚度通常为**6~15 $\mu\text{m}$** ；底层是胶把乳剂层与基底更牢固地粘附在一起，以防止乳剂层脱落；基板通常是厚度为**1~1.5mm**玻璃板或胶片；防光晕层涂在基板的背面，是为了防止曝光时背面反射光引起的光晕而造成影像不清或产生微弱附加的干涉条纹，但用于专门记录反射全息图的厚全息干板则不应用这一层。

卤化银乳胶的性质如下：

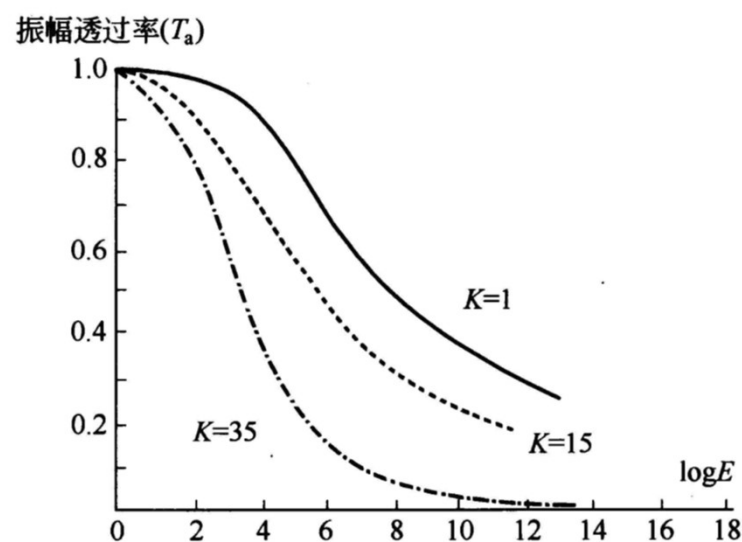
(1) 可以实现高灵敏度和高分辨率；但随着分辨率的增加，灵敏度会明显下降。因此，也需要更大的曝光量。

(2) 下图是Kodak 649F在不同曝光比( $K$ )条件下振幅透过率与曝光量的关系曲线。从图中可以看出，在最佳曝光量是 $70\mu\text{J}/\text{cm}^2$ 条件下，都可以保持线性纪录。

(3) 在正常显影条件下，卤化银乳胶的厚度大约会膨胀15%。厚度的这种变化会造成再现成像的漂移，并使分辨率下降。

(4) 通过漂白方法可以把卤化银乳胶的振幅全息元件转换为相位全息元件，这是卤化银乳胶材料的一个非常重要的性质。通过这种变换，可以使全息光学元件获得较高的衍射效率。

全息照相干板和普通照相胶片虽然都是由卤化银制成的，但全息照相干板的分辨率要高得多，通常大于 $2000\text{cy}/\text{mm}$ 。普通照相胶片的分辨率到 $200\text{cy}/\text{mm}$ 已是较高的了。



## 2. 重铬酸盐明胶

重铬酸盐明胶作为照相材料已有很长的历史。最早用于照相和印刷技术中是利用厚度的变化，同样的原理可以用于制作浮雕型全息图。将明胶溶液加入少量的重铬酸盐溶液就成为光敏的。曝光的部分变硬，较未曝光的部分难溶于水中。用水洗显影可以将未曝光的部分洗去，便形成浮雕型全息图。不过这样制成的全息图并没有很高的衍射效率。如果在重铬酸盐明胶中加入适当的硬化剂，明胶变硬难溶于水，这样在曝光以后通过用水显影就可以得到折射率型的全息图，具有很高的衍射效率。

重铬酸盐明胶因为具有高衍射效率和低噪声的特点，适合于制造全息光学元件和反射全息图。最简单的全息光学元件是衍射光栅，可以用两个平面光波相干涉的条纹来记录。较为复杂的元件是全息透镜，一般是用一个平面波和一个球面波或者两个球面波进行记录。多重记录是全息的一个特点，重铬酸盐明胶特别适合于多重全息元件。重铬酸盐明胶的缺点是灵敏低，而且灵敏波长在蓝光部分。因此可以先用银盐干版拍照全息图。然后用重铬酸盐明胶进行复制。近期DCG版的发展是研制红敏版和多色版，记录真彩色反射全息图和多波长全息元件。

重铬酸盐明胶是一种很好的相位型记录介质，将全息图记录在该介质上时，其光学特性接近理想状态。适当地记录和处理全息图可以它具有很小的吸收和散射。用重铬酸盐明胶片来记录体积全息图，其衍射效率可高达90%以上。



### 3. 光致聚合物

聚合作用是一种化学反应，在聚合过程中，小分子或单体结合成大分子或聚合物。感光性高分子全息记录材料大致分为光聚合型、光交联型和光分解型三大类。光聚合型以光致聚合物作为全息记录材料，具有高灵敏度、高分辨率、高衍射效率、高信噪比、光谱响应宽、加工简便、宽容度大、存储稳定等优点，是一种比较理想的记录材料。因此光致聚合物受到人们的极大重视，成为目前研究和开发的热门。

光聚合是用光化学方法产生自由基或离子引发单体发生聚合的反应。单体可以直接受光激发引起聚合，也可由光引发剂或光敏剂受光作用引发单体聚合，后者又称光敏引发聚合。激光全息记录材料一般均采用光敏引发聚合。光引发聚合是光引发剂首先吸收光子跃迁到激发态，在激发态发生光化学反应生成活性种子(自由基或离子)，这些活性种子引发单体聚合；光敏引发聚合是光敏剂首先吸收光子跃迁到激发态，在激发态的光敏剂与引发剂之间发生能量转移或电子转换，由引发剂产生活性种子，这种活性种子再引发单体聚合。这两种光聚合都有链锁反应的链增长过程，光反应的量子效率可通过链锁过程得到放大，一般可达到 $10^2 \sim 10^9$ ，因此可获得高灵敏度激光全息记录材料。

## 4. 光致抗蚀剂

光致抗蚀剂是另一类型的感光性高分子全息记录材料，也称为光刻胶，它是一种相位型记录介质。一般甩胶厚度较薄，可在其表面形成浮雕型面平全息图。光刻胶一般采用正性胶，显影液通常为浓度小于1%的氢氧化钠(NaOH)溶液，且常用稀释法显影。经光照射后，光致抗蚀剂涂层中发生化学变化，随着曝光量的不同产生不同的溶解力，用合适的溶剂显影可使未曝光或曝光区加速溶解。使曝光部分溶解的称为正性光致抗蚀剂，使未曝光部分溶解的称为负性光致抗蚀剂。在全息术中使用正性光致抗蚀剂，可以得到高质量浮雕全息图。若在其表面镀一层金属，便成了反射全息图，其再现与透射全息图的再现像成镜像关系。浮雕全息图可用做大批量模压复制全息图的母版，所以是一种很重要的全息记录材料。

目前光致抗蚀剂广泛应用于原版浮雕全息图的制作，这种相位型记录介质在光照射下通过显影后可形成表面带浮雕的图像。光刻胶可以用离心甩胶的方法制成微米量级的薄膜，如匀胶机转速达到4000r/min，则可制成1 $\mu$ m厚的薄胶，其收缩及变形很小，衍射效率较高，是制作平面全息图的良好介质。

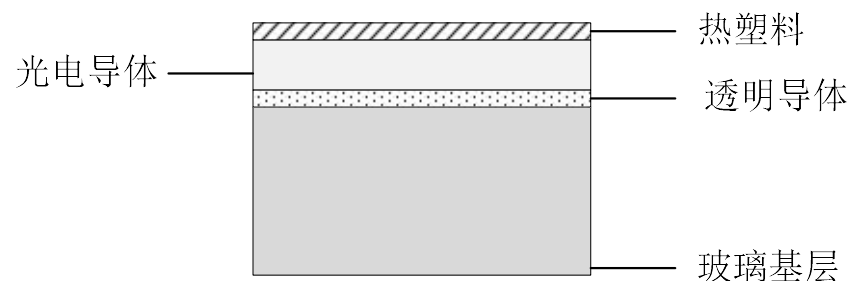
光致抗蚀剂可分为负性胶和正性胶两类。负性胶是曝光的部分由于吸收了光，变得不溶解，经显影后未曝光的部分被溶掉。正性胶是曝光的部分由于吸收了光，通过显影后，曝光的部分变成可溶性的而被溶解掉。

光致抗蚀剂平面全息图的衍射效率理论上可达34%~40%，但其极限分辨率较低，光刻胶的分辨率在1500lin/mm左右。



## 5. 光导热塑料

光导热塑料是一种浮雕型位相记录介质，其结构如右图所示，在玻璃片基底上涂一层透明的导体，例如氧化锡，其上是一层透明的光电导体，最上面一层是热塑料。



光电热塑料是一种新型的记录材料，它的记录过程形成带电的静电潜像，使热塑料产生变形，最终形成表面浮雕全息图。基本过程如下。(1) 敏化：在暗室中，用高压电网充电，在热塑料和透明导体之间建立上千伏的电势差；(2) 曝光：物光和参考光在其表面形成干涉条纹，曝光部分的光电导放电；(3) 再充电：光电导在光照下导通放电后，需再次充电；(4) 显影：加热使热塑料软化，受热软化以后的塑料在电场作用下变形；(5) 定影：即是冷却，最终便形成了浮雕型相位全息图。(6) 擦除：适当的加热，恢复到原来的情况后冷却，因而光导热塑料可以擦除后再重复使用。

光电热塑料对可见光敏感，可以干显影加热，衍射效率高，是比较理想的平面全息图。但它的分辨率低，一般小于 $2000\text{lin}/\text{min}$ ，空间频率在 $600\text{lin}/\text{min}\sim 1400\text{lin}/\text{min}$ 之间的衍射效率较高，但高质量的薄膜制造困难。

## 6. 光致变色材料

光致变色材料简称光色材料，它在曝光的时候能够发生可逆的颜色变化。大多数固体、液体、有机晶体和无机化合物都具有这种性质。用这种材料作全息记录介质不需要显影，而且可用热或光学的方法擦除后重复使用。但光色材料灵敏度要差一些。

光色材料具有无颗粒特征，分辨率仅受记录光波长的限制，并且，如果光功率足够强时，则不必采用干法或湿法显影，而只需光照就可在原位记录或擦除全息图。光色材料还具有较宽的动态范围，而且它比光折变晶体的最大折射率变化高出两个数量级。

## 7. 光折变材料

在光照射下使材料的折射率随光强的被空间分布而发生变化的效应称为光折变效应，具有这种特性的材料称为光折变材料。光折变效应是发生在光电材料内部的一种复杂光电过程。在光照射下，具有一定杂质或缺陷的电光晶体内部形成与辐照光强空间分布对应的空间电荷分布，并且由此产生和相应的空间电荷场。由于线性光电效应，最终在晶体内部形成折射率的空间调制，即在晶体内部写入折射率调制的相位光栅，同时，入射光受到自写入相位光栅的衍射作用被实时读出。由此可见，光折变晶体中的折射率相位光栅是动态光栅，使光折变材料适合于进行实时全息记录，并且光折变材料中的全息图还可以通过一系列技术加以固定。这种可写入、可读出、可擦除、可固定的优良性能，也使光折变材料成为全息存储的重要材料。光折变材料可分为光折变晶体和光折聚合物，前者为无机材料，后者为有机材料。下面主要就光折变晶体的特性加以简要的说明。

光折变晶体在光辐射作用下通过光生载流子的空间分布使折射率发生变化。当一束适当波长的光入射到晶体上，晶体中将产生电荷载流子(电子或空穴)。由于扩散、漂移、光生伏特等效应单独作用或综合作用，载流子将在晶体点阵中迁移，直到被陷阱俘获于新的位置。由于产生的空间电荷在晶体中引起了电场强度分布，该电场通过电光效应使晶体的折射率发生相应的改变。

光折变晶体的成像在非均匀的光场照射下，通常较为复杂的光电过程，最终形成一种折射率分布与原光场强度相对应的像。随后人们又发现，通过一定的均匀光照射或加热的方法，可以使晶体恢复原态。而光折变晶体的光擦除，是指晶体被其灵敏波长的均匀光照射后，陷阱中被俘获的电子再次被激发，并在晶体内重新分布，导致晶体内相位光栅的消失，从而使光折率晶体完全恢复常态。在某些情况下，可能擦除灵敏度比写入灵敏度要低得多，这就意味着写入与擦入时间常会不对称。

光折变晶体可分为三类。

(1) 铁电晶体：主要有铌酸锂( $\text{LiNbO}_3$ )、钽酸锂( $\text{LiTaO}_3$ )、钛酸钡( $\text{BaTiO}_3$ )、铌酸钾( $\text{KNbO}_3$ )、钽铌酸钾(KTN)、铌酸钡钠(BNN)、铌酸锶钡(SBN)和钾铌酸锶钡(KNSBN)等。这类晶体电光系数大，可提供高的衍射效率、自泵浦反射和两波耦合增益；但响应速率慢(50 ms~1 s)，而且不易得到大尺寸、高光学质量的晶体。

(2) 非铁电晶体：主要有硅酸铋(BSO,  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ )、锆酸铋(BGO,  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ )和钛酸铋(BTO,  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ )等。这类晶体容易得到大尺寸、光学高质量的晶体，响应速度快(10ms~100ms)，光折率灵敏度大，但电光系数较小。

上述两类晶体材料的能隙大，光谱响应区处于可见光的中段。

(3) 化合物半导体：如磷化铟(InP)、砷化镓(GaAs)、磷化镓(GaP)、碲化镉(CdTe)、硫化镉(CdS)、硒化镉(CdSe)和硫化锌(ZnS)等。这类材料载流子浓度高、响应快，但电光系数小。

光折变晶体的成像是由于在非均匀光场的照射下，通过复杂的光电过程，最终形成一种折射率分布与原光场强度相对应的像。虽然这种成像机制还没有完全弄清楚，但可采用一般光折变晶体内的杂质、空位或缺陷充当电荷的施主或受主。当晶体在光场照射下，光激发电荷进入邻近的能带。光生载流子在带中或因浓度梯度扩散，或在电场作用下漂移，或由光伏特效效应而运动，迁移的电荷可以被重新俘获，经过再激发，再迁移，再俘获，最终形成了与光场强度分布相对应的空间电荷分布。这些光致分离的空间电荷按照泊松(Poisson)方程产生相应的空间电荷场。如果晶体不存在对称中心，空间电荷场将通过线性电光效应在晶体内形成折射率在空间的非均匀分布，即所谓成像过程。如果用两束相干光干涉产生的调制光强照射光折变晶体，最终将形成一种折射率位相光栅。

## 8.6 计算全息

从用光学的方法来制作全息图需要用真实物体产生的物光与参考光干涉来实现。随着计算机和电子技术的发展，用计算机来制作全息图已成为全息术中一种重要方法，即先通过计算，然后在绘图、打印设备上绘图，最终可转化为透明片而得到全息图就称为计算全息图 (**computer-generated hologram, CGH**)。它不仅记录真实物体发出物光的振幅和相位，也可以记录现实世界不存在的物体。只要知道物光波的数学描述，就可以用计算机去制作全息图，并用光学手段再现出波前，产生物体的像。计算全息的灵活性不仅大大拓宽了全息术的应用范围，而且为光学信息处理中复数滤波器的制作开辟了新的途径。计算全息是先用计算机制作全息图，然后用光学方法再现。