

摘 要

关联成像, 又名符合成像或鬼成像, 是一种起源于量子理论的全新成像理论, 其所表现出来的奇特性质已经成为近年来量子光学领域研究前沿的热点问题之一。通常的关联成像是利用非相干光的空间关联而得以实现的成像方式, 把两束关联的光分别输入不同的线性光学系统, 称之为取样系统和参考系统, 待成像物体放置在取样系统中, 通过取样系统和参考系统的符合测量, 物体的空间分布以非定域的形式再现在参考系统中, 这种现象就是关联成像。最初, 关联成像曾被认为是量子纠缠所特有的属性, 人们认为量子纠缠是实现关联成像的必要条件。后来, 这种观点在理论上和实验上都受到了挑战。进一步的研究表明, 经典关联可以模仿量子纠缠的某些性质, 而热光或准热光存在这种经典关联, 因此可以用热光或准热光来实现关联成像。利用经典热光源实现关联成像, 使得我们可以将关联成像更广泛地应用于其它领域, 并为量子擦除、量子密码术、量子全息摄影术和无镜共轭成像等奠定下实验基础。

本文计算了热光关联成像中的分辨率和噪声, 获得了热光三阶关联成像分辨率的解析表达式, 发现三阶关联成像的分辨率可以表示为调制函数和二阶关联函数中的分辨率的乘积, 并且三阶关联成像的分辨率比二阶关联成像有了显著的提高。利用点扩展函数, 分析了热光三阶关联成像中的分辨率, 发现三阶关联成像中两个鬼像的分辨率可以相互调制。计算了热光关联成像中的噪声, 证明了三阶关联成像中的噪声幅度与二阶关联成像的噪声幅度是相同的, 并发现通过采用多次测量的方法, 可以降低噪声, 提高信噪比, 改善鬼像的质量。

本文共分为五章, 各章的具体结构和章节安排如下: 第一章简要

II

介绍关联成像的发展状况以及一些重要成果。第二章概要介绍关联成像的基本知识,包括线性光学传递系统及其脉冲响应函数和经典热光源。第三章介绍热光的二阶以及三阶关联成像。第四章介绍热光的二阶和三阶关联成像中的分辨率以及由于热光经典随机涨落而引起的噪声。第五章对本文的工作进行了简要的总结,并对这一领域的发展前景做了展望。

关键词: 关联成像, 热光源, 分辨率, 符合测量

ABSTRACT

Correlated imaging, which is also named coincidence imaging or ghost imaging, is a completely new theory of imaging deriving from quantum theory. The peculiar characters arising from correlated imaging have become one of the central topics in quantum optics in recent years. Usual correlated imaging is a technique which allows one to perform coherent imaging with incoherent light by exploiting the spatial correlation. Each of the correlated beams is sent through a distinct linear optical system, traditionally called the test system and the reference system. An object is placed in the test system and then the information about the object is recreated nonlocally from the spatial correlation function between the test and reference system in a nonlocal fashion by means of the second-order correlation measurement. Initially, the possibility of performing correlated imaging was ascribed to the presence of spatial entanglement between the two systems. It was claimed that quantum entanglement was a crucial prerequisite for achieving ghost imaging. Lately this view has been challenged from both theoretical and experimental aspects. It has been shown that classical correlation can play the same or similar role as quantum entanglement. A thermal or quasi-thermal source can exhibit such classical correlation. So we can realize correlated imaging with thermal or quasi-thermal light. Correlated imaging using classical thermal light provides us with an experimental basis for its application in other areas, such as quantum eraser, quantum cryptography, quantum holography, phase-conjugate mirror and so on.

In this thesis, the resolution and noise in correlated imaging with thermal light are studied in detail. We obtain the analytical expression of resolution in

IV

third-order correlated imaging with thermal light, and find that the resolution of third-order correlated imaging can be decomposed into the product of the resolution of second-order correlated imaging and a modulation function. It is found that the resolution of third-order correlated imaging is much better than that of second-order correlated imaging. Through the analysis of the point spread function which describes the resolution of third-order correlated imaging, we find that the resolution of two ghost images can be modulated each other. The noise in correlated imaging is calculated, and it is proved that the noise amplitude of third-order correlated imaging with thermal light is the same with that of second-order correlated imaging. It is indicated that the noise can be reduced by repeated measurements, the signal-noise rate can be enhanced, and the quality of the images can be improved.

The thesis consists of five chapters. The first chapter is aimed to briefly review the developing history and main achievements of correlated imaging. In the second chapter, we introduce the basic theories of correlated imaging, including linear optics transfer systems and its impulse response functions. In the third chapter, second-order and third-order correlated imaging with thermal light are introduced. In the fourth chapter, we investigate the resolution in second-order and third-order correlated imaging with thermal light, and discuss the noise caused by the classically random fluctuations of the thermal source. We shall conclude this thesis with conclusions and outlook in the last chapter.

Key words: correlated imaging, thermal light source, resolution, coincidence measurement

湖南师范大学学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

学位论文作者签名：泄, 津俊 2008 年 6 月 2 日

湖南师范大学学位论文授权使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。本人授权湖南师范大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编本学位论文。

本学位论文属于

- 1、保密 ，在 年解密后适用本授权书。
- 2、不保密 。

(请在以上相应方框内打“√”)

作者签名：泄, 津俊 日期：2008 年 6 月 2 日

导师签名：[Signature] 日期：2008 年 6 月 2 日

第一章 绪论

在人类的各项活动中,光起着极为重要的作用。光为我们带来热和光明,是人类赖以生存的重要条件;也正是光波携带着物体信息,传入人的眼睛,人们才能够对周围事物产生视觉印象。当光用于信息传递时,我们关心的是包含了信息的光场分布以及光在信息传递过程中所发生的变化。我们把传递光的系统称为光学系统,光学系统在一定的条件下具有线性和不变性,我们把这样的系统称为线性光学系统,并用空间脉冲响应和波矢脉冲函数来描述其对信息的传递。光学成像系统其实也是信息传递的系统,它把携带了物体信息的光从物平面传播到像平面,即在一条光路上放置一个待成像物体,经过光学成像系统,在同一光路得到该物体的像,这种成像方式称为经典光学成像。在经典光学中,成像是一个古老而且发展得比较成熟的内容,它对整个物理领域有着非常重要的作用。20世纪以来,量子力学得到了迅速发展。光作为研究和观测非经典现象的有力工具,和量子力学有着密不可分的关系。譬如量子密码术、量子隐形传态、量子光刻以及标准极限下的精确测量等都在实验上得到了充分的证实。特别是近年来关联成像的出现,让一度沉寂的光学又焕发了青春,为光学系统提取信息提供了一条崭新的途径。

量子纠缠是量子力学的核心问题之一,量子系统的纠缠态不能表示为各个子系统的直积,具有非局域关联特性,无论在空间上分离多远,彼此都有量子关联 [1, 2]。在自发参量下转换过程产生的双光子纠缠态 [3-7] 中,当满足能量和动量守恒定律时,两个光子的动量存在非经典关联。近十几年来,理论和实验研究都表明,自发参量下转换产生的纠缠双光子存在着奇妙的效应—关联成像。利用这种性质,将纠缠的光子对分别输入两个不同的线性光学系统,在其中一个光学系统(取样系统)放置一个待成像的物体,通过双光子符合测量,在另一个光学系统(参考系统)中再现物体的空间分布信息,这种现象就称为关联成像,也叫做鬼成像或符合成像 [8-16],其所表现出来的奇特性质已经成为近年来量子光学领域研究前沿的热点问题之一。与经典光学成像只能在同一光路得到该物体的像不同,关联成像可以在另一条并未放置物体的光路上再现该物体的空间分布信息。

随着研究的深入,人们开辟了纠缠双光子关联成像的几何光学

领域 [17,18], 更直观地解释了双光子成像原理。同时, 量子纠缠是否是关联成像的必要条件也成为人们讨论的焦点。量子纠缠曾一度被认为是实现关联成像效应的必要条件, 人们认为经典关联的光不能实现关联成像 [19-22]。然而, Bennink [23] 等人巧妙地设计了一个实验, 利用一个随机旋转的反射镜将普通经典光源 ($He-Ne$ 激光) 产生的相干光反射到光学分束器, 分成两束。在其中的一条光路上放置光学成像系统 (凸透镜) 和一个待成像物体, 而对另一个光路中不作任何限制, 通过测量两个光路的强度关联, 得到了和量子关联成像相类似的结果, 否认了量子纠缠是关联成像的必要条件。Gatti [24] 等人设计了近场的关联成像方案, 该方案利用了热光源 (准热光源) 和位置关联测量, 证明了经典关联能够实现纠缠双光子的一些奇特效应。经典光源的关联成像理论也被提出 [18,25-34], 探测平面的二阶关联函数包含两项, 其中一项为背景项, 降低了鬼像的可见度, 另一项则包含了待成像物体的空间分布信息, 由该项我们可以得到物体的鬼像。2005 年, Valenica [35] 等人也设计了一个实验得到经典热光源的关联成像, 第一次提出了经典关联成像的高斯薄透镜成像方程, 并作出其几何光路。程静 [36] 等人从理论上分析了利用高斯随机分布光源作关联成像, 并提出 X 光源的实现方案。Lugiato [24, 34, 37] 小组在实验上观察到了热光源的关联成像。朱诗尧等人 [38] 也从黑体辐射的角度出发, 分析了热光源和纠缠光源的异同点。张洁 [39] 等人研究了用热光的二阶关联成像观测莫尔效应。欧丽华 [40] 等人发展了利用高阶关联的热光源的关联成像方案, 探索了在不同空间位置产生多个鬼像的可能性。人们还研究了热光源和量子纠缠光源的另外一些奇特的效应, 如关联干涉、亚波长干涉效应 [42-50]。关联干涉可以观察到鬼干涉条纹; 而亚波长干涉可以突破瑞利衍射极限, 从而提高了光学刻录的精度。此外, 在关联成像的其它领域的应用方面, 美国的 Scarcelli [51] 等人提出利用关联成像实现随机延迟选择的量子擦除效应; 在另外一篇文章中, 他们又分别从理论和实验的角度论述了将热光源的关联成像应用于无镜共轭成像, 从而将关联成像跟实际应用进一步紧密结合。

分辨率是衡量一个成像系统的最重要因素之一。在经典光学成像理论中, 物平面和像平面上点的关系是“点-点”, 然而, 由于衍射以及其他因素的影响, 这种“点-点”的关系演变成了“点-斑”的关系。物平面上一个“点”在像平面上所成的“斑”的大小可以用

来度量成像的分辨率，我们把它称为点扩展函数。在这里，我们用点扩展函数来衡量热光关联成像中的分辨率。上海光机所的程静 [61] 等人探讨了热光的二阶关联成像中的分辨率和噪声问题。在其基础上，我们探讨了热光的三阶关联成像中的分辨率和噪声问题。

以上简要回顾了量子纠缠光源和经典光源的关联成像的发展历程和一些重要的研究成果。本文从理论上验证了热光的二阶关联成像以及三阶关联成像，详细地研究了热光的二阶关联成像以及三阶关联成像中的分辨率，并对热光的关联成像中，由于热光的经典随机涨落引起的噪声进行了讨论。

第二章 关联成像基本知识

量子纠缠不仅能够传送量子信息，而且能以特殊的方式传送经典信息。近十多年来，实验发现纠缠光源可以产生一些奇特的光学效应，例如关联成像（符合成像）、符合干涉和量子刻录等。将纠缠的信号光和闲置光分别输送到两个不同的光学线性传递系统，在其中一个光学系统中放置一待成像物体，通过双光子符合测量，就可以在另一个系统中再现该物体的空间分布信息。这种现象就是关联成像，又被称之为符合成像或鬼成像，这种现象曾被认为是量子纠缠所特有的，是区别于经典物理的特征现象之一。2002年，Bennink [24] 等人利用 He-Ne 激光实现了关联成像，从而在物理学界引发了一场关于“量子纠缠在关联成像中是否必要”问题的争论。随着研究的不断深入，人们在理论上和实验上都证明了经典关联的热光源在光场的关联形式与双光子纠缠光源存在相似性 [23-37]。利用经典的热光源通过线性光学成像系统也可以实现关联成像。本章概要介绍线性光学系统和经典热光源等关联成像基本知识。

§2.1 线性光学系统

如图 2.1 所示是一个光学成像系统示意图， Σ_0 和 Σ_i 分别表示物、像平面。设想把系统包括在一个黑盒子中，入瞳平面 Σ' 和出瞳平面 Σ 是黑盒子的两个端面。如果我们用某种方法（例如几何光学的线性追迹法），可以算出通过 Σ' 的任意光线在系统中的路径的话，这个系统就称为是给定的或确定的。我们将把注意力集中于从 Σ 出射的光波与射入 Σ' 的光波之间的光系。系统对输入信号 $g'(x', y')$ 的作用可以用算符 \hat{S} 表示，输出信号为 $g(x, y)$ ，则输入信号和输出信号之间的关系可表示为 [52]

$$g(x, y) = \hat{S}\{g'(x', y')\}. \quad (2.1)$$

如果对于任意两个输入信号 $g'(x', y')$ 和 $f'(x', y')$ ，以及任意复数常数 c 和 d ，有

$$\hat{S}\{cg'(x', y') + df'(x', y')\} = c\hat{S}\{g'(x', y')\} + d\hat{S}\{f'(x', y')\} \quad (2.2)$$

成立，则称该系统为线性系统，相应的算符用 \hat{L} 表示。线性系统的意义首先在于，当系统输入两个信号时，系统对他们的变换是相互

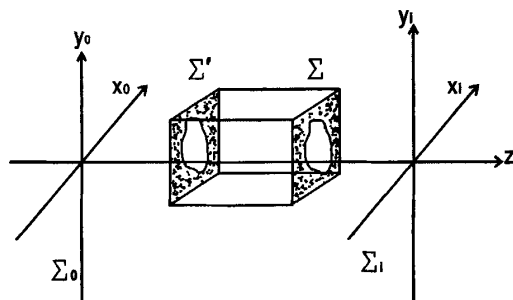


图 2.1: 光学成像系统示意图。其中 Σ_0 : 物平面, Σ_i : 像平面, Σ' : 入瞳面, Σ : 出瞳面。

独立, 互不干扰的。也就是说输入函数和输出函数具有相同的线性迭加关系, 物理上将这一性质称为迭加性。其次, 系统对于输入信号的变换作用不依赖于信号的幅度, 这一性质称为均一性。因此, 线性系统的复杂输入信号的响应可以用基元函数的响应来表示。为了实现这一点, 首先要把复杂的激励分解为一系列基元激励之和。对于线性光学系统的输入信号而言, 任意一个复杂的光源, 或任意一个复杂的输入图形, 都可以看成是大量的具有不同强度(在相干成像情况下要考虑具有不同位相)的点光源的集合。设在输入平面上 $x' = \xi, y' = \eta$ 处放置点光源, 表为 $\delta(x' - \xi, y' - \eta)$, 则系统对它的响应为

$$h(x, y; \xi, \eta) = \hat{L}\{\delta(x' - \xi, y' - \eta)\}. \quad (2.3)$$

上式表示输入平面上位于 (ξ, η) 处的点源在输出平面 (x, y) 处的响应, 即系统的脉冲响应。根据 δ 函数的定义, 可以用位移的 δ 函数把一个任意的输入信号 $g'(x', y')$ 表示为

$$g'(x', y') = \int \int_{-\infty}^{\infty} g'(\xi, \eta) \delta(x' - \xi, y' - \eta) d\xi d\eta. \quad (2.4)$$

上式的意义在于: 选择 δ 函数作为基元函数, 将输入信号 g' 用它们的线性组合展开。利用系统的线性, 用 L 作用于 (2.4) 式两边, 交换算符和积分次序, 可得

$$\begin{aligned} g(x, y) = \hat{L}\{g'(x', y')\} &= \int \int_{-\infty}^{\infty} g'(\xi, \eta) \hat{L}\{\delta(x' - \xi, y' - \eta)\} d\xi d\eta \\ &= \int \int_{-\infty}^{\infty} g'(\xi, \eta) h(x, y; \xi, \eta) d\xi d\eta. \end{aligned} \quad (2.5)$$

上式称为迭加积分。它表明对一个线性系统来讲，只要已知脉冲响应函数，则任意输入信号的响应就由迭加积分完全确定。例如描述一个光学系统，并不一定需要知道光学系统的具体结构，而只需要确定系统对输入平面上各处点光源的响应，就可以完备地描述整个光学系统的效应。这正是采用“系统”理论来处理光学系统的主要思想。

为了讨论问题的简便，我们假定光场的横向分布是一维的， x' 和 x 分别是传输系统输入输出平面上的横向坐标，则线性光学系统的脉冲响应函数可用 $h(x, x')$ 描述。 $a'(x')$ 和 $a(x)$ 分别是系统的输入端和输出端的横向光场湮没算符，它们之间的关系为

$$a(x) = \int h(x, x') a'(x') dx' \quad (2.6)$$

线性光学系统的脉冲响应函数具有级联性。如果光场依次经过两个串联的线性光学系统 $h_1(x'', x')$ 和 $h_2(x, x'')$ 时，反复运用公式(2.6)可得输出光场为

$$a(x) = \int \int h_2(x, x'') h_1(x'', x') a'(x') dx' dx'' \quad (2.7)$$

考虑两个线性光学传递系统的联合作用，定义一个新的脉冲响应函数描述两个系统的传输 [53, 55]

$$H(x, x') = \int h_2(x, x'') h_1(x'', x') dx'', \quad (2.8)$$

则光场的传输关系可以写成如下形式

$$a(x) = \int H(x, x') a'(x') dx' \quad (2.9)$$

依次类推，多个依次串联的光学系统也可以用一个脉冲响应函数来描述。

下面讨论几个典型光学系统的脉冲响应函数。为了讨论的方便，我们只考虑纵向一维、横向一维的二维空间线性光学系统的脉冲响应函数。

(1) 沿 z 轴自由传播

光场在空间的自由传播如图 2.2(a) 所示, 光场从孔径平面 Σ' 出发, 自由传播距离 z 后到达观察平面 Σ , 设 x' 和 x 分别是平面 Σ' 和 Σ 的横向位置坐标, 可得脉冲响应函数为 [56]

$$h(x, x') = \sqrt{\frac{k}{i2\pi r}} \exp(ikr), \quad (2.10)$$

其中 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $r = \sqrt{(x-x')^2 + z^2}$ 为光场的波矢。 Σ' 平面和 Σ 平面之间的距离 z 远远大于孔径的尺寸以及观察区域的最大线度, 即采用傍轴近似 $|x-x'| \ll z$ 。 这时上式分母中的 r 可以用 z 来近似, 但因 k 值很大, 为避免产生大的位相误差, 复指数中的 r 必须要有更精确的近似。

当 z 大于某一尺寸时, 计算 r 的根式的二项式展开式中二次方以上可以略去, 即由菲涅尔近似得到

$$r = \sqrt{z^2 + (x-x')^2} \approx z \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{x-x'}{z} \right)^2 \right], \quad (2.11)$$

于是脉冲响应函数表示为

$$h(x, x') = \sqrt{\frac{k}{i2\pi z}} \exp\left[ikz + i\frac{k}{2z}(x-x')^2 \right], \quad (2.12)$$

上式对变量 x' 的部分傅里叶变换为

$$\begin{aligned} \tilde{h}(x, q) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int h(x, x') \exp(iqx') dx' \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(ikz - iqx - i\frac{q^2 z}{2k} \right), \end{aligned} \quad (2.13)$$

上式中计算傅里叶变换积分时, 我们利用了积分公式

$$\int \exp[iax^2] dx = \sqrt{\frac{\pi}{2a}} (1+i). \quad (2.14)$$

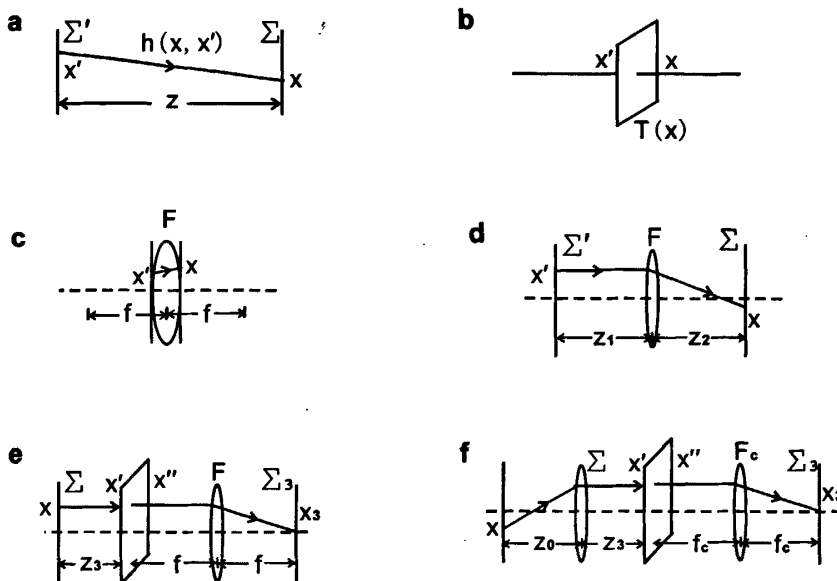


图 2.2: 六个线性光学系统示意图。

(2) 透明物

透明物用于调制光场的幅度，如照相负片，透明物对光场的传输如图 2.2(b) 所示，在透明物的厚度忽略不计时，其脉冲响应函数为

$$h(x, x') = T(x')\delta(x - x'), \tag{2.15}$$

其中 $T(x')$ 是描述透明物的透射分布函数。

(3) 薄凸透镜

薄凸透镜在忽略吸收后对光场具有位相延迟作用。如图 2.3(c) 所示，光场从透镜的前表面传输到透镜的后表面，透镜的脉冲响应函数为 [57]

$$h(x, x') = \exp\left(i\Delta_0 - i\frac{kx'^2}{2f}\right)\delta(x - x'), \tag{2.16}$$

其中 f 为透镜的焦距, x 和 x' 分别是透镜前后表面上的横向位置坐标, 常数因子 Δ_0 是透镜中心厚度所引起的相位差, 在薄透镜近似下可以忽略不计.

以上是三种较为常见的简单脉冲响应函数. 一个复杂的线性光学系统总是可以看作几个简单光学系统的组合, 按照线性光学系统级联性质 (2.8), 描述复杂线性光学系统的脉冲响应函数可以由几个简单光学系统的脉冲响应函数得到.

(4) 任意两个平面之间的薄凸透镜

置于任意两个平面之间的薄凸透镜系统由两次自由传播加上一个薄透镜共三部分组成, 如图 2.2(d) 所示. 根据线性光学系统的级联性质, 该系统的脉冲响应函数为

$$h(x, x') = \frac{1}{i2\pi\sqrt{z_1 z_2}} \int \exp \left[ik\sqrt{z_1^2 + (x_0 - x')^2} + ik\sqrt{z_2^2 + (x - x_0)^2} - ik\frac{x_0^2}{2f} \right] dx_0, \quad (2.17)$$

其中 z_1 和 z_2 分别是入射面到透镜前表面和透镜后表面到出射面的距离, 式中已经忽略透镜厚度所引起的常数位相差因子. 在非涅尔近似条件下改写为

$$h(x, x') = \frac{1}{i2\pi\sqrt{z_1 z_2}} \exp[ik(z_1 + z_2)] \int \exp \left[ik\frac{(x_0 - x')^2}{2z_1} + ik\frac{(x - x_0)^2}{2z_2} - ik\frac{x_0^2}{2f} \right] dx_0. \quad (2.18)$$

这表明当 z_1, z_2 和 f 满足

$$\frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} = \frac{1}{f} \quad (2.19)$$

时, 系统的脉冲响应函数 (2.18) 变为

$$\begin{aligned} h(x, x') &= \frac{1}{i2\pi\sqrt{z_1 z_2}} \exp[ik(z_1 + z_2)] \int \exp\left[ik\left(\frac{x_0^2}{2z_1} + \frac{x^2}{2z_2}\right) - ikx_0\left(\frac{x'}{z_1} + \frac{x}{z_2}\right)\right] dx_0 \\ &= -i\sqrt{\frac{z_1}{z_2}} \exp\left[ik\left(z_1 + z_2 + \frac{x'^2}{2z_1} + \frac{x^2}{2z_2}\right)\right] \delta\left(x' + \frac{z_1}{z_2}x\right) \end{aligned} \quad (2.20)$$

式中的 δ 函数意味着点对点成像。如果在入射平面放置一物体, 在出射平面上可以形成一个放大倍数为 $|\frac{z_2}{z_1}|$ 的像, 条件 (2.19) 正是几何光学中的高斯透镜成像公式, z_1 和 z_2 分别是物距和像距的绝对值。

当不满足 (2.19) 时, 公式 (2.18) 的结果为

$$h(x, x') = \sqrt{\frac{k}{i2\pi\Delta}} \exp\left[ik(z_1 + z_2) + \frac{ik}{\Delta}\left(\frac{f - z_2}{2f}x'^2 + \frac{f - z_1}{2f}x^2 - xx'\right)\right], \quad (2.21)$$

其中

$$\Delta = z_1 z_2 \left(\frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} - \frac{1}{f}\right). \quad (2.22)$$

如果系统的输入输出平面是透镜的两个焦平面, 即 $z_1 = z_2 = f$, $\Delta = f$, 则脉冲响应函数 (??) 成为一个傅里叶变换

$$h(x, x') = \sqrt{\frac{k}{i2\pi f}} \exp\left(i2kf - \frac{ik}{f}xx'\right). \quad (2.23)$$

(5) 一个透镜和一个透明物体组成的光学系统

假定输入平面 Σ 到透镜的距离为 z_3 , 物体和输出平面 Σ_3 位于透镜的两个焦平面, f_c 是透镜的焦距, 如图 2.2(e) 所示。根据公式 (2.12), 我们可得输入平面 Σ 到物体所在平面的脉冲响应函数

$$h(x', x) = \sqrt{\frac{k}{i2\pi z_3}} \exp\left[ikz_3 + i\frac{k}{2z_3}(x' - x)^2\right], \quad (2.24)$$

透明物体的脉冲响应函数为

$$h_2(x'', x') = T(x')\delta(x' - x''), \quad (2.25)$$

根据方程 (1.23) 由物体经透镜 F 到输出平面 Σ_3 的脉冲响应函数为

$$h_3(x_3, x'') = \sqrt{\frac{k}{i2\pi f_c}} \exp\left(i2kf_c - \frac{ik}{f_c}x_3x''\right). \quad (2.26)$$

根据方程 (2.8) 线性光学系统的级联性质, 最后可得整个系统的脉冲响应函数为

$$\begin{aligned} h(x_3, x) &= \sqrt{\frac{k^2}{4i^2\pi^2z_3f_c}} \exp\left(ikz_3 + i2kf_c + i\frac{k}{2z_3}x^2\right) \\ &\quad \times \int T(x') \exp\left[i\frac{k}{2z_3}x'^2 - ik\left(\frac{x}{z_3} + \frac{x_3}{f_c}\right)x'\right] dx'. \end{aligned} \quad (2.27)$$

上式对变量 x 的部分傅里叶变换为

$$\begin{aligned} \bar{h}(x_3, q) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int h(x_3, x) \exp(iqx) dx \\ &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{if_c}} \exp\left[ik(z_3 + 2f_c) - i\frac{z_3q^2}{2k}\right] \\ &\quad \times \int T(x') \exp\left[-i\left(\frac{kx_3}{f_c} + q\right)x'\right] dx'. \end{aligned} \quad (2.28)$$

(6) 两个透镜和一个透明物体组成的光学系统

假定输入平面 Σ 到第一个透镜的距离为 z_0 , 第一个透镜和物体之间的距离为 z_3 , 物体和输出平面 Σ_3 位于第二透镜的两个焦平面, f 和 f_c 是第一透镜和第二透镜的焦距, 如图 2.2(f) 所示。当 $\Delta' = z_0z_3(\frac{1}{z_0} + \frac{1}{z_3} - \frac{1}{f}) \neq 0$ 时, 利用方程 (2.23) 可得输入平面 Σ 经透镜 F 到物体所在平面的脉冲响应函数

$$h_1(x', x) = \sqrt{\frac{k}{i2\pi\Delta'}} \exp\left[ik(z_0 + z_3) + \frac{ik}{\Delta'}\left(\frac{f - z_3}{2f}x^2 + \frac{f - z_0}{2f}x'^2 - xx'\right)\right], \quad (2.29)$$

透明物体的脉冲响应函数为

$$h_2(x'', x') = T(x')\delta(x' - x''), \quad (2.30)$$

根据方程 (2.23) 由物体平面 x'' 经透镜 F_c 到输出平面 Σ_3 的脉冲响应函数为

$$h_3(x_3, x'') = \sqrt{\frac{k}{i2\pi f_c}} \exp\left(i2kf_c - \frac{ik}{f_c} x_3 x''\right). \quad (2.31)$$

根据线性光学系统的级联性质, 最后可得整个系统的脉冲响应函数为

$$\begin{aligned} h(x_3, x) &= \int \int h_3(x_3, x'') h_2(x'', x') h_1(x', x) dx' dx'' \\ &= \sqrt{\frac{k^2}{4\pi^2 \Delta' f_c}} \exp\left[ik\left(z_0 + z_3 + f_c + \frac{f - z_3}{2\Delta' f} x^2\right)\right] \\ &\quad \times \int T(x') \exp\left[ik\left(\frac{f - z_0}{2\Delta' f} x'^2 - \frac{xx'}{\Delta'} - \frac{x_3 x'}{f_c}\right)\right] dx'. \end{aligned} \quad (2.32)$$

上式对变量 x 的部分傅里叶变换为

$$\begin{aligned} \bar{h}(x_3, q) &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{kf}{i(f - z_3)f_c}} \exp\left[ik(z_0 + z_3 + 2f_c) - i\frac{q^2}{2k}\left(z_0 + \frac{z_3 f}{f - z_3}\right)\right] \int T(x') \\ &\quad \times \exp\left[i\frac{kx'^2}{2(z_3 - f)} - i\left(\frac{kx_3}{f_c} + \frac{qf}{f - z_3}\right)x'\right] dx', \quad (z_3 \neq f). \end{aligned} \quad (2.33)$$

§2.2 经典热光源

经典多模热光中的每一个模都含有大量的光子, 是一个宏观系统, 任意多模组成的热光场可以表示为

$$E(\mathbf{r}, t) = \sum E_{\mathbf{k}} \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega_{\mathbf{k}} t)], \quad (2.34)$$

其中 \mathbf{k} 和 $\omega_{\mathbf{k}}$ 分别为单模热光每一个模的波矢和频率. 多模热光一般要满足两条条件:

- (1) 不同模之间相互统计独立;
- (2) 每个模式的相位几率分布的均匀性

$$\langle E_{\mathbf{k}} \rangle = 0, \quad \langle E_{\mathbf{k}}^2 \rangle = 0. \quad (2.35)$$

为了研究光场的横向空间关联, 我们需要做三个假设: (1) 假设光场为单一频率, 忽略光场的时间相干问题; (2) 二维空间分布, 其中横向一维, 纵向一维; (3) 波矢量 \mathbf{k} 方向随机连续分布, 且近轴传播 $k_z = |\mathbf{k}|$ 。在这些假设下, 光场 (2.34) 可以改写为如下连续波矢分布形式

$$\begin{aligned} E(\mathbf{r}, t) &= E(x, z, t) \\ &= \int E_{\mathbf{k}} \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega_0 t)] d\mathbf{k} \\ &= \int E(\mathbf{q}) \exp[i(\mathbf{q} \cdot \mathbf{x} + k_z z - \omega_0 t)] d\mathbf{q} \\ &= A(x) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)], \end{aligned} \quad (2.36)$$

其中 $A(x) = \int E(\mathbf{q}) \exp[i(\mathbf{q} \cdot \mathbf{x})] d\mathbf{q}$ 是光场的慢变振幅, ω_0 是光场的频率, q 是一维随机横向波矢, 满足 $|\mathbf{q}|^2 + k_z^2 = k_0^2$ 且 $|\mathbf{q}| \ll k_0$ 因此该光场是单频多模热光场, $E(\mathbf{q})$ 是遵从高斯分布的随机变量, 具有不同横向波矢的光场之间相互统计独立。根据维纳 - 辛钦定理得到热光场的一阶关联函数 [59, 60]

$$\langle E^*(\mathbf{q})E(\mathbf{q}') \rangle = S(\mathbf{q})\delta(\mathbf{q} - \mathbf{q}'), \quad (2.37)$$

其中 $S(\mathbf{q})$ 表示光场的空间频谱分布。根据高斯矩定理, 满足高斯统计分布的光场高阶关联都可以用一阶关联来表示, 则热光场的二阶关联函数为 [59, 60]

$$\begin{aligned} &\langle E^*(\mathbf{q}_1)E^*(\mathbf{q}_2)E(\mathbf{q}'_1)E(\mathbf{q}'_2) \rangle \\ &= \langle E^*(\mathbf{q}_1)E(\mathbf{q}'_1) \rangle \langle E^*(\mathbf{q}_2)E(\mathbf{q}'_2) \rangle + \langle E^*(\mathbf{q}_1)E(\mathbf{q}'_2) \rangle \langle E^*(\mathbf{q}_2)E(\mathbf{q}'_1) \rangle \\ &= S(\mathbf{q}_1)S(\mathbf{q}_2)[\delta(\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}'_1)\delta(\mathbf{q}_2 - \mathbf{q}'_2) + \delta(\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}'_2)\delta(\mathbf{q}_2 - \mathbf{q}'_1)]. \end{aligned} \quad (2.38)$$

从上式可知: (1) 热光关联是发生在相同波矢之间的光场自关联; (2) 热光关联发生于正频和负频光场之间; (3) 热光二阶关联存在两项, 其中一项是背景项, 而另一项则包含了待成像物体的空间分布信息。为了研究三阶关联成像, 我们对热光光源平面的三阶关联函数进行了研究, 任何满足热光统计的光场, 高阶关联函数可以用一

阶关联函数形式来表示 [58] 其形式可表示为

$$\begin{aligned}
 & \langle E^*(\mathbf{q}_1)E^*(\mathbf{q}_2)E^*(\mathbf{q}_3)E(\mathbf{q}'_1)E(\mathbf{q}'_2)E(\mathbf{q}'_3) \rangle \\
 &= \langle E^*(\mathbf{q}_1)E(\mathbf{q}'_1) \rangle [\langle E^*(\mathbf{q}_2)E(\mathbf{q}'_2) \rangle \langle E^*(\mathbf{q}_3)E(\mathbf{q}'_3) \rangle + \langle E^*(\mathbf{q}_2)E(\mathbf{q}'_3) \rangle \\
 & \quad \times \langle E^*(\mathbf{q}_3)E(\mathbf{q}'_2) \rangle] + \langle E^*(\mathbf{q}_1)E(\mathbf{q}'_2) \rangle [\langle E^*(\mathbf{q}_2)E(\mathbf{q}'_1) \rangle \langle E^*(\mathbf{q}_3)E(\mathbf{q}'_3) \rangle \\
 & \quad + \langle E^*(\mathbf{q}_2)E(\mathbf{q}'_3) \rangle \langle E^*(\mathbf{q}_3)E(\mathbf{q}'_1) \rangle] + \langle E^*(\mathbf{q}_1)E(\mathbf{q}'_3) \rangle [\langle E^*(\mathbf{q}_2)E(\mathbf{q}'_1) \rangle \\
 & \quad \times \langle E^*(\mathbf{q}_3)E(\mathbf{q}'_2) \rangle + \langle E^*(\mathbf{q}_2)E(\mathbf{q}'_2) \rangle \langle E^*(\mathbf{q}_3)E(\mathbf{q}'_1) \rangle], \quad (2.39)
 \end{aligned}$$

利用上式和方程 (2.37), 我们得到热光源三阶关联函数

$$\begin{aligned}
 & \langle E^*(\mathbf{q}_1)E^*(\mathbf{q}_2)E^*(\mathbf{q}_3)E(\mathbf{q}'_1)E(\mathbf{q}'_2)E(\mathbf{q}'_3) \rangle \\
 &= S(\mathbf{q}_1)S(\mathbf{q}_2)S(\mathbf{q}_3) \{ \delta(\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}'_1) [\delta(\mathbf{q}_2 - \mathbf{q}'_2)\delta(\mathbf{q}_3 - \mathbf{q}'_3) + \delta(\mathbf{q}_2 - \mathbf{q}'_3)\delta(\mathbf{q}_3 - \mathbf{q}'_2)] \\
 & \quad + \delta(\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}'_2) [\delta(\mathbf{q}_2 - \mathbf{q}'_1)\delta(\mathbf{q}_3 - \mathbf{q}'_3) + \delta(\mathbf{q}_2 - \mathbf{q}'_3)\delta(\mathbf{q}_3 - \mathbf{q}'_1)] + \delta(\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}'_3) \\
 & \quad \times [\delta(\mathbf{q}_2 - \mathbf{q}'_1)\delta(\mathbf{q}_3 - \mathbf{q}'_2) + \delta(\mathbf{q}_2 - \mathbf{q}'_2)\delta(\mathbf{q}_3 - \mathbf{q}'_1)] \}. \quad (2.40)
 \end{aligned}$$

第三章 热光的关联成像

近几年来,关联成像是光学领域中非常热门的话题。Pittman 等人 [9] 利用自发参量下转换纠缠双光子作为光源得到物体的鬼像,即自发参量下转换产生的纠缠信号光和闲置光分别进入取样系统 (test system) 和参考系统 (reference system), 取样系统中放置一待成像物体, 通过二阶关联符合测量, 在参考系统中再现物体的空间分布信息——鬼像。量子纠缠曾被认为是鬼成像的必要条件 [19-22]。然而, 2002 年 Bennik [23] 等人利用 He-Ne 激光实现了关联成像效应。随后, 人们在理论上和实验上都证明, 利用经典热光源作为光源, 通过二阶关联符合测量, 也可以产生关联成像效应。因为经典热光源和双光子纠缠源在关联性质上的差异, 所以它们的关联成像在成像规律和像的属性方面存在不同之处。本章将概要介绍如何利用经典热光做为光源, 产生二阶以及三阶关联成像。

§3.1 经典成像理论

在经典几何光学中, 物体成像光路如图 3.1 所示。在近轴条件下, 薄凸透镜成像满足高斯公式 [54]

$$\frac{f}{s} + \frac{f'}{s'} = 1, \quad (3.1)$$

其中 f 和 f' 分别是透镜的物方焦距和像方焦距, s 和 s' 分别是物距和

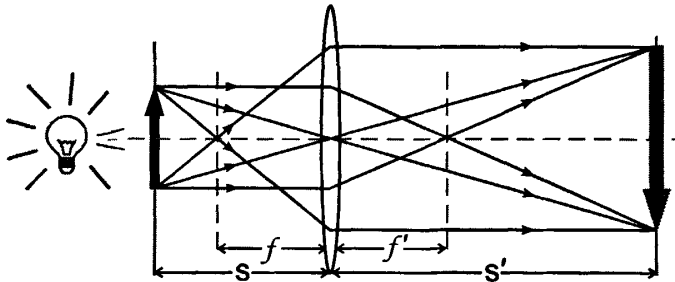


图 3.1: 经典成像光路示意图

像距。按照笛卡尔符号法则, 置于空气中的薄透镜满足 $f = -f' < 0$,

因而高斯公式变成

$$\frac{1}{s} - \frac{1}{s'} = \frac{1}{f}. \quad (3.2)$$

当光线自左向右传播时，实物的物距和物方焦距总是负的，虚物物距却是正的。无论实物还是虚物， $s' > 0$ 表示成实像， $s' < 0$ 表示成虚像。透镜成像的横向放大率为

$$\beta = \frac{s'}{s}. \quad (3.3)$$

当 $\beta > 0$ 时，表示像是正立的；当 $\beta < 0$ 时，表示像是倒立的。当 $|\beta| > 1$ 时，表示像是放大的；当 $|\beta| < 1$ 时，表示像是缩小的。

由于在关联成像中光线的传播方向并不总是一致的，难以从笛卡尔符号法则来定义关联成像的各个距离。在后面的计算中，我们假定所有实际光线传播的距离大于零，而光线反向延长线的距离小于零。

§3.2 热光的二阶关联成像

热光二阶关联成像的实验装置如图 3.2 所示 [35]，用 He-Ne 激光产生准热光源，纵向传播 z_0 输入分束器 (BS) 将光源分成不同的两束光，折射光从分束器平面到物体平面的纵向传播距离为 z ，照射到透射分布函数为 $T(x)$ 物体，最后输入到补偿探测器 D_1 ，该光路称为取样系统。透射光纵向传播 z_1 后经过一个焦距为 f 的薄凸透镜后继续纵向传播 z_2 到达探测器 D_2 ，最后两个探测器的输出脉冲输入到符合探测电路，进行符合测量。当光源的直径大约为 $200\mu\text{m}$ ， $z_0 = 125\text{mm}$ ， $z = 88\text{mm}$ ， $z_1 = 212\text{mm}$ ， $z_2 = 268.5\text{mm}$ ，可以得到如 3.3 图所示的实验结果 [35]。其中 3.4 图中 (a)、(b)、(c) 分别表示物体平面的位于顶端的方形、中间的圆形、底端的三角形透明物体在探测平面的二阶关联函数，关联函数的位置与物体的位置一一对应。

图 3.2 中从分束器之前的装置组合为热光源，光源经分束器分成两束光，分别进入取样系统和参考系统，其脉冲响应函数分别为 $h_t(x_1, x_0)$ 和 $h_r(x_2, x_0)$ 。其中 x_0 、 x_1 、 x_2 分别光源平面、取样系统和参考系

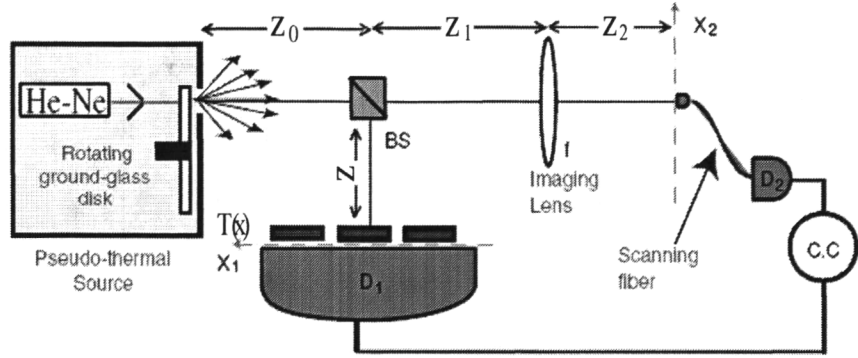


图 3.2: 热光二阶关联成像实验装置示意图。

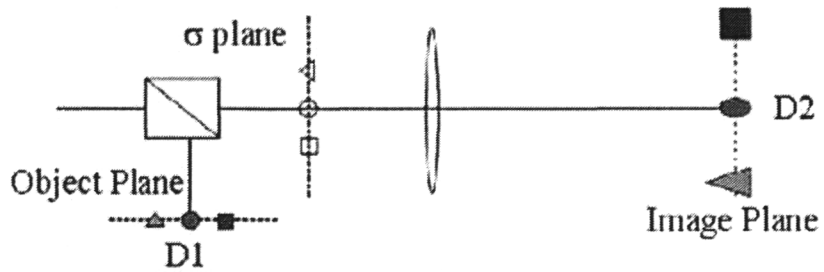


图 3.3: 热光二阶关联成像中, 物与像点对点几何光学成像图, 取自 [35]。

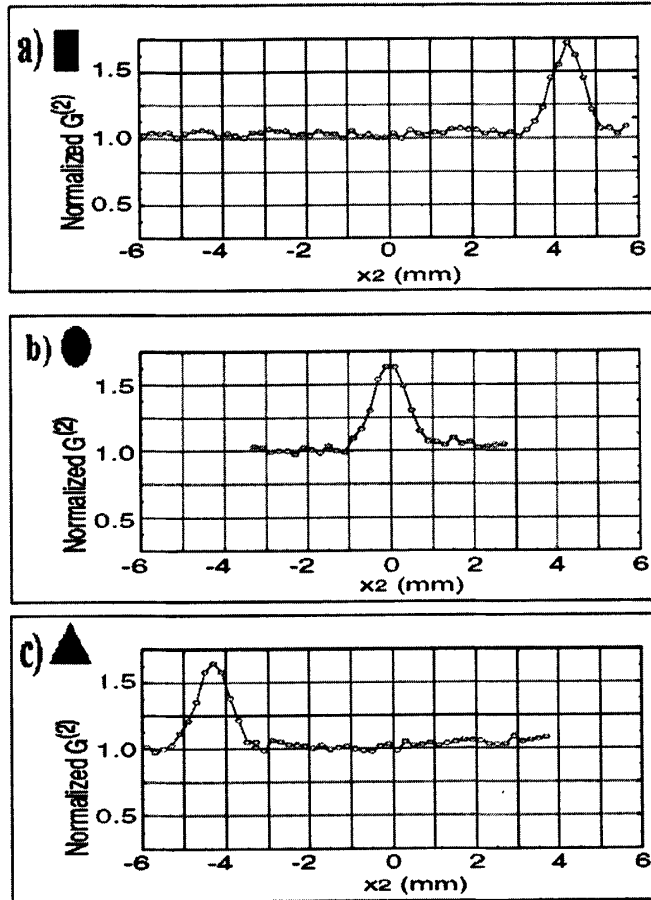


图 3.4: 热光二阶关联成像中, 参考系统探测平面归一化的二阶关联函数图, 取自 [35].

统探测平面的横向坐标。取样系统由两部分组成：纵向自由传播距离 z 和透明物。根据公式 (2.12)，自由传播距离 z 的脉冲响应函数为

$$h_1(x, x_0) = \sqrt{\frac{k}{i2\pi z}} \exp \left[ikz + i\frac{k}{2z}(x - x_0)^2 \right], \quad (3.4)$$

由公式 (2.15)，待成像物体的脉冲响应函数为

$$h_2(x_1, x) = T(x)\delta(x - x_1), \quad (3.5)$$

其中 $T(x)$ 是物体透射分布函数。根据线性系统的级联性质 (2.8)，这两部分级联的脉冲响应函数为

$$\begin{aligned} h(x_1, x_0) &= \int h_1(x, x_0)h_2(x_1, x)dx \\ &= \sqrt{\frac{k}{i2\pi z}} \exp \left[ikz + i\frac{k}{2z}(x_1 - x_0)^2 \right] T(x_1). \end{aligned} \quad (3.6)$$

取样系统中末端补偿探测器收集物体平面的所有信息，因此必须对物体平面积分，于是取样系统的脉冲响应函数变为

$$h_t(x_1, x_0) = \sqrt{\frac{k}{i2\pi z}} \exp(ikz) \int \exp \left[i\frac{k}{2z}(x_1 - x_0)^2 \right] T(x_1)dx_1, \quad (3.7)$$

上式对变量 x_0 的部分傅里叶变换为

$$\tilde{h}_t(x_1, q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(ikz) \int \exp \left(-iqx_1 - \frac{zq^2}{2k} \right) T(x_1)dx_1. \quad (3.8)$$

在近轴传播的条件下 $\Delta = z_1 z_2 \left(\frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} - \frac{1}{f} \right) \neq 0$ ，根据公式 (2.21)，参考系统的脉冲响应函数为

$$h_r(x_2, x_0) = \sqrt{\frac{k}{i2\pi\Delta}} \exp \left[ik(z_1 + z_2) + \frac{ik}{\Delta} \left(\frac{f - z_2}{2f} x_0^2 + \frac{f - z_1}{2f} x_2^2 - x_2 x_0 \right) \right], \quad (3.9)$$

上式对变量 x_0 的部分傅里叶变换，并将 $\Delta = z_1 z_2 \left(\frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} - \frac{1}{f} \right)$ 代入上式，我们可以得到参考系统波矢空间的脉冲响应函数

$$\tilde{h}_r(x_2, q) = \sqrt{\frac{f}{2\pi(f - z_2)}} \exp \left[ik(z_1 + z_2) - \frac{iq^2}{2k} \left(z_1 + \frac{z_2 f}{f - z_2} \right) - \frac{iqx_2 f}{f - z_2} - \frac{ikx_2^2}{2(f - z_2)} \right]. \quad (3.10)$$

根据线性光学系统对光场的传递性, 我们有

$$\begin{aligned} E_1(x_1) &= \int h_t(x_1, x_0)E(x_0)dx_0 = \int \tilde{h}_t(x_1, -q)\tilde{E}(q)dq, \\ E_2(x_2) &= \int h_r(x_2, x_0)E(x_0)dx_0 = \int \tilde{h}_r(x_2, -q)\tilde{E}(q)dq, \end{aligned} \quad (3.11)$$

其中 $E(x_0)$ 和 $\tilde{E}(q)$ 分别是光源平面位置空间和波矢空间的横向光场, 从波矢空间到位置空间是标准傅里叶变换 $E(x_0) = \frac{1}{2\pi} \int \tilde{E}(q) \exp(iqx_0)dq$ 。

$E_1(x_1)$ 和 $E_2(x_2)$ 分别是取样系统和参考系统的探测平面上的横向光场。探测光场的二阶关联函数定义为

$$G^{(2)}(x_1, x_2) = \langle E_1^*(x_1)E_2^*(x_2)E_2(x_2)E_1(x_1) \rangle \quad (3.12)$$

根据公式 (3.11), 上式可以改写为

$$\begin{aligned} G^{(2)}(x_1, x_2) &= \int \tilde{h}_t^*(x_1, -q_1)\tilde{h}_t(x_1, -q_1)\tilde{h}_r^*(x_2, -q_2)\tilde{h}_r(x_2, -q_2) \\ &\quad \times \langle E^*(q_1)E^*(q_2)E(q_1)E(q_2) \rangle dq_1dq_1'dq_2dq_2'. \end{aligned} \quad (3.13)$$

根据热光的关联特性, 将方程 (2.38) 代入上式, 我们得到探测平面的二阶关联函数

$$\begin{aligned} G^{(2)}(x_1, x_2) &= \int S(q)|\tilde{h}_t(x_1, -q)|^2dq \int S(q)|\tilde{h}_r(x_2, -q)|^2dq \\ &\quad + \left| \int S(q)\tilde{h}_t^*(x_1, -q)\tilde{h}_r(x_2, -q)dq \right|^2. \end{aligned} \quad (3.14)$$

在热光源空间频率带宽无穷大时 $S(q) = S(0)$, 为了得到热光探测平面的二阶关联函数, 我们先计算如下几个积分

$$\begin{aligned} \int S(q)|\tilde{h}_t(x_1, -q)|^2dq &= \frac{S(0)}{2\pi} \int T^2(x_1)dx_1 \\ \int S(q)|\tilde{h}_r(x_2, -q)|^2dq &= \frac{S(0)f}{2\pi(f-z_2)}, \end{aligned} \quad (3.15)$$

则关联函数的第一项为

$$\int S(q)|\tilde{h}_t(x_1, -q)|^2dq \int S(q)|\tilde{h}_r(x_2, -q)|^2dq = \frac{S^2(0)f}{4\pi^2(f-z_2)} \int T^2(x_1)dx_1 = \text{A8.16}$$

$$\begin{aligned}
 B &= \int S(q) \tilde{h}_t^*(x_1, -q) \tilde{h}_r(x_2, -q) dq \\
 &= \sqrt{\frac{1}{4\pi^2(f-z_2)}} \exp[ik(z_1+z_2-z)] \int T(x_1) \exp\left[-\frac{ikx_2^2}{2(f-z_2)}\right. \\
 &\quad \left. -\frac{iq^2}{2k}\left(z_1-z+\frac{z_2f}{f-z_2}\right) + iq\left(\frac{x_2f}{f-z_2}-x_1\right)\right] dq dx_1 \quad (3.17)
 \end{aligned}$$

当参考系统和取样系统满足条件 $z_1 - z + \frac{z_2 f}{f - z_2} = 0$ ，即

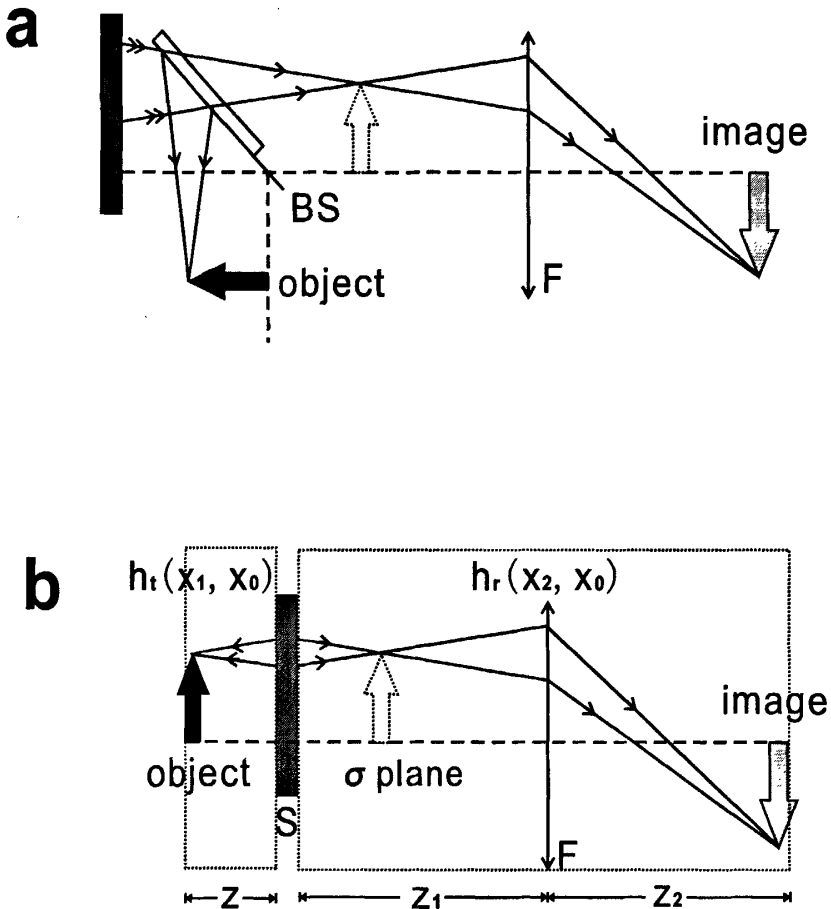


图 3.5: 热光二阶关联成像光学路图。

$$\frac{1}{z_1 - z} + \frac{1}{z_2} = \frac{1}{f}, \quad (3.18)$$

时, 公式 (3.17) 的积分变为

$$\begin{aligned} B &= \sqrt{\frac{1}{2\pi(f - z_2)}} \exp \left[ik(z_1 + z_2 - z) - \frac{ikx_2^2}{2(f - z_2)} \right] \int T(x_1) \delta \left(\frac{x_2 f}{f - z_2} - x_1 \right) dx_1 \\ &= \sqrt{\frac{1}{2\pi(f - z_2)}} \exp \left[ik(z_1 + z_2 - z) - \frac{ikx_2^2}{2(f - z_2)} \right] T \left(\frac{x_2 f}{f - z_2} \right). \end{aligned} \quad (3.19)$$

将方程 (3.16) 和 (3.19) 代入 (3.14), 我们得到探测平面的二阶关联函数

$$G^{(2)}(x_1, x_2) = N + \frac{1}{2\pi(f - z_2)} \left| T \left(\frac{x_2 f}{f - z_2} \right) \right|^2 \quad (3.20)$$

由上式可知, 热光二阶关联成像包含了两项, 第一项是背景项, 而第二项则包含了待成像物体的空间分布信息。公式 (3.18) 是热光二阶关联成像高斯薄透镜方程, 热光二阶关联成像的物距为 $z_1 - z$, 像距为 z_2 。热光二阶关联成像的几何光路图如 3.5(a) 所示, 利用一普通光学分束器将热光分成两部分。热光关联发生在同一束光分离的两部分 (透射光和反射光) 之间。与双光子纠缠关联成像不一样, 经典热光源的作用相当于一个相位共轭器。物体被光源共轭成像, 位置与物体重合, 该共轭像被分束器作镜面反射成像 (中间的虚箭头) 于 σ 平面, 该像在经过透镜成实像于参考系统的探测平面。如果将取样系统沿光源 (包括分束器) 对折, 我们可以得到如图 3.5(b) 所示的关联成像几何光路图。

§3.3 热光的三阶关联成像

前一节我们讨论了热光源的二阶关联成像, 该系统由取样系统和参考系统两个线性光学系统及符合测量电路组成, 经过两个系统的探测平面的符合测量, 在参考系统的探测平面观察到取样系统中待成像物体的一个鬼像。我们常常期望同一个信息能传递到多个不同的地方, 那么利用关联成像系统将物体的透射分布函数传递到两个或两个以上的地方就是一个非常有意义的工作。欧丽华 [40] 等人研究了经典热光源的三阶关联函数, 根据热光的三阶关联的特性设计

了关联成像方案。利用这种方案,可以得到同一物体的两个鬼像,即将物体的透射分布信息传递到两个不同的位置。

一、热光的三阶关联函数

在热光三阶关联成像方案中,我们需要三束经典关联的热光。利用两个分束器的组合,我们把一束经典的热光分成三束经典关联的热光。令 $F_n(q)$ ($n = 1, 2, 3$) 是两个分束器的热光的输出场。对于经典关联热光源,热光的输出场 $\langle F^*(q_1)F^*(q_2)F^*(q_3)F(q'_1)F(q'_2)F(q'_3) \rangle$ 与热光源的三阶关联函数方程成正比。

$$\begin{aligned} & \langle F^*(q_1)F^*(q_2)F^*(q_3)F(q'_1)F(q'_2)F(q'_3) \rangle \\ &= S(q_1)S(q_2)S(q_3)\{\delta(q_1 - q'_1)[\delta(q_2 - q'_2)\delta(q_3 - q'_3) + \delta(q_2 - q'_3)\delta(q_3 - q'_2)] \\ & \quad + \delta(q_1 - q'_2)[\delta(q_2 - q'_1)\delta(q_3 - q'_3) + \delta(q_2 - q'_3)\delta(q_3 - q'_1)] + \delta(q_1 - q'_3) \\ & \quad \times [\delta(q_2 - q'_1)\delta(q_3 - q'_2) + \delta(q_2 - q'_2)\delta(q_3 - q'_1)]\}. \end{aligned} \quad (3.21)$$

为了简单起见,我们只讨论一维的情况。在三阶关联成像中包含了三个线性光学系统,令 $h_n(x_n, x_0)$ ($n = 1, 2, 3$) 是第 n 个光学系统的脉冲响应函数,在探测平面的光场可以表示为

$$E_n(x_n) = \int \tilde{h}_n(x_n, -q)\tilde{F}(q)dq, \quad (3.22)$$

其中 $\tilde{h}_n(x_n, q) = (1/\sqrt{2\pi}) \int h_n(x_n, x_0) \exp(-iqx_0)dx_0$ 是第 n 个光学系统脉冲响应函数 $h_n(x_n, x_0)$ 的部分傅立叶变换。 x_0 和 x_n ($n = 1, 2, 3$) 是光源平面和探测平面的横向坐标。

$$\begin{aligned} G^{(3)}(x_1, x_2, x_3) &= \langle E_1^*(x_1)E_2^*(x_2)E_3^*(x_3)E_3(x_3)E_2(x_2)E_1(x_1) \rangle \\ &= \int \tilde{h}_1^*(x_1, -q_1)\tilde{h}_1(x_1, -q'_1)\tilde{h}_2^*(x_2, -q_2)\tilde{h}_2(x_2, -q'_2)\tilde{h}_3^*(x_3, -q_3) \\ & \quad \times \tilde{h}_3(x_3, -q'_3)\langle F^*(q_1)F^*(q_2)F^*(q_3)F(q'_1)F(q'_2)F(q'_3) \rangle \\ & \quad dq_1dq'_1dq_2dq'_2dq_3dq'_3, \end{aligned} \quad (3.23)$$

将方程 (3.21) 式代入方程 (3.23), 探测平面的三阶关联函数 [41] 可表

示为

$$\begin{aligned}
 G^{(3)}(x_1, x_2, x_3) \propto & \left| \int S(q) |\tilde{h}_1(x_1, -q)|^2 dq \int S(q) \tilde{h}_2^*(x_2, -q) \tilde{h}_3(x_3, -q) dq \right|^2 \\
 & + \left| \int S(q) |\tilde{h}_2(x_2, -q)|^2 dq \int S(q) \tilde{h}_1^*(x_1, -q) \tilde{h}_3(x_3, -q) dq \right|^2 \\
 & + \left| \int S(q) |\tilde{h}_3(x_3, -q)|^2 dq \int S(q) \tilde{h}_1^*(x_1, -q) \tilde{h}_2(x_2, -q) dq \right|^2 \\
 & + \left[\int S(q) \tilde{h}_1^*(x_1, -q) \tilde{h}_2(x_2, -q) dq \int S(q) \tilde{h}_2^*(x_2, -q) \right. \\
 & \quad \left. \times \tilde{h}_3(x_3, -q) dq \int S(q) \tilde{h}_3^*(x_3, -q) \tilde{h}_1(x_1, -q) dq + \text{c.c.} \right] \quad (3.24)
 \end{aligned}$$

这里我们忽略了背景项 $\prod_{n=1}^3 \int S(q) |\tilde{h}_n(x_n, -q)|^2 dq$, 因为该项在关联成像中不起作用, 只是影响鬼像的可见度。为了得到同一物体在两个不同地方的鬼像, 根据热光三阶关联的特点, 欧丽华 [40] 等人提出了两种不同的实现方案。每种方案都包含三个线性光学系统, 包含待成像物体的系统称为取样系统, 其余的两个系统均为参考系统。在第一种方案中, 需要两个成像透镜和一个收集透镜。两个成像透镜分别放置在两个参考系统中, 物体和收集透镜放置在取样系统中, 也就是说这两个成像透镜与物体在不同系统中, 我们称该方案为不同路径三阶关联成像。在第二种方案中, 只需要一个成像透镜和一个收集透镜就可以得到同一物体的两个鬼像。成像透镜、物体和收集透镜都在取样系统中, 即成像透镜、物体和收集透镜在同一个系统中, 因此, 这种方案称为同一路径三阶关联成像。接下来, 我们将主要介绍不同路径的热光三阶关联成像方案。

二、热光的三阶关联成像

不同路径的三阶关联成像方案如图 3.6 所示。从热光源射出的光线经过分束器组合分成三束经典关联的热光, 分别进入三个线性光学系统, 即两个参考系统 $h_r(x_r, x_0)$, $r = 1, 2$ 和取样系统 $h_3(x_3, x_0)$, 其中 x_0, x_1, x_2, x_3 分别是光源输出平面、参考系统一、参考系统二和取样系统的探测平面的横向坐标。在参考系统一中, 成像透镜 F_1 离光源距离为 z_{10} , 其焦距为 f_1 , 补偿探测器 D_1 位于透镜 F_1 右侧且距离为 z_{11} 。在参考系统二中, 成像透镜 F_2 与光源的距离为 z_{20} , 其焦距为 f_2 , 补偿探测器 D_2 离透镜 F_2 距离为 z_{21} 。待成像物体放置在取样系统中, 其透射分布函数为 $T(x)$, 离光源的距离为 z_3 , 同时位于收

集透镜的左焦平面, 收集透镜的焦距为 f_c , 探测器 D_3 位于收集透镜的右焦平面。最后三个探测器输出的脉冲输入符合测量电路进行符合测量。

符合强度测量值与探测平面的三阶关联函数成正比, 根据方程 (3.24) 可知, 探测平面的三阶关联函数与取样系统和两个参考系统的脉冲函数有关。当 $\Delta_r = \frac{1}{z_{r0}} + \frac{1}{z_{r1}} - \frac{1}{f_r} \neq 0$ 时, 根据公式 (2.21), 两个参考系统的脉冲响应函数为

$$h_r(x_r, x_0) = \sqrt{\frac{k}{i2\pi\Delta_r}} \exp \left[ik(z_{r0} + z_{r1}) + \frac{ik}{\Delta_r} \left(\frac{f_r - z_{r1}}{2f_r} x_0^2 + \frac{f_r - z_{r0}}{2f_r} x_r^2 - x_r x_0 \right) \right], \quad (3.25)$$

上式对变量 x_0 的部分傅里叶变换, 并将 $\Delta = z_1 z_2 \left(\frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} - \frac{1}{f} \right)$ 代入上式, 我们可以得到参考系统波矢空间的脉冲响应函数

$$\tilde{h}_r(x_r, q) = \sqrt{\frac{f_r}{2\pi(f_r - z_{r1})}} \exp \left[ik(z_{r0} + z_{r1}) - \frac{iq^2}{2k} \left(z_{r0} + \frac{z_{r1} f_r}{f_r - z_{r1}} \right) - \frac{iqx_r f_r}{f_r - z_{r1}} - \frac{ikx_r^2}{2(f_r - z_{r1})} \right]. \quad (3.26)$$

其中 $\frac{1}{z_{r0}} + \frac{1}{z_{r1}} \neq \frac{1}{f_r}$, $r = 1, 2$ 。根据公式 (2.28), 取样系统波矢空间的脉冲函数可表示为

$$\tilde{h}_3(x_3, q) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{if_c}} \exp \left[ik(z_3 + 2f_c) - i\frac{z_3 q^2}{2k} \right] \int T(x) \exp \left[-i \left(\frac{kx_3}{f_c} + q \right) x \right] dx. \quad (3.27)$$

为了得到热光探测平面的三阶关联函数 (3.24), 我们先计算公式

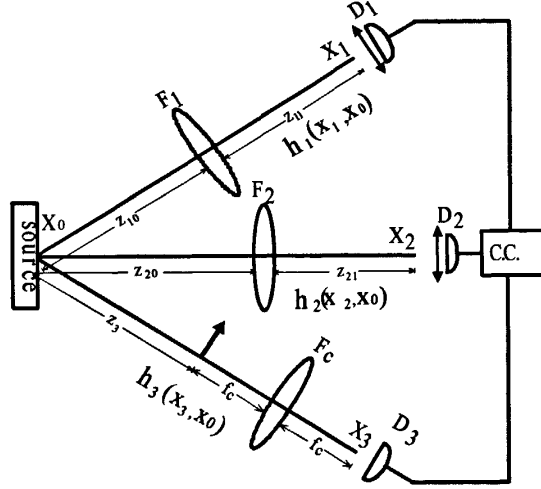


图 3.6: 不同路径的三阶关联成像方案示意图, 其中 T 为待成像物体的透射函数, F_1 和 F_2 为成像透镜, F_c 为收集透镜, 待成像物体和取样系统中的探测器位于收集透镜的左焦点和右焦点。

中如下积分,

$$B_r = \int S(q) |\bar{h}_r(x_r, -q)|^2 dq = \frac{f_r}{2\pi(f_r - z_{r1})} \int S(q) dq = N_1, \quad (3.28)$$

$$B_3 = \int S(q) |\bar{h}_3(x_3, -q)|^2 dq = \frac{k}{4\pi^2 f_c} \int |T(x)|^2 dx = N_2, \quad (3.29)$$

$$\begin{aligned} C_r &= \int S(q) \bar{h}_i^*(x_r, -q) \bar{h}_3(x_3, -q) dq \\ &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k f_r}{i 2\pi f_c (f_r - z_{r1})}} \exp[-ik(z_{r0} + z_{r1} - z_3 - 2f_c)] \int \int T(x) \exp\left[i\frac{q^2}{2k}\right. \\ &\quad \left. \times \left(z_{r0} - z_3 + \frac{z_{r1} f_r}{f_r - z_{r1}}\right) - i\frac{k x_3 x}{f_c} + i\left(\frac{x_r f_r}{f_r - z_{r1}} - x\right) q\right] dx dq, \quad (3.30) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} D_{12} &= \int S(q) \bar{h}_1^*(x_1, -q) \bar{h}_2(x_2, -q) dq \\ &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{f_1 f_2}{(f_1 - z_{11})(f_2 - z_{21})}} \exp\left[ik(z_{20} - z_{10} + z_{21} - z_{11}) - \frac{ikx_2^2}{2(f_2 - z_{21})}\right. \\ &\quad \left. + \frac{ikx_1^2}{2(f_1 - z_{11})}\right] \int \exp\left[-\frac{iq^2}{2k} \left(z_{20} - z_{10} + \frac{z_{21} f_2}{f_2 - z_{21}} - \frac{z_{11} f_1}{f_1 - z_{11}}\right)\right. \\ &\quad \left. - iq\left(\frac{x_2 f_2}{f_2 - z_{21}} - \frac{x_1 f_1}{f_1 - z_{11}}\right)\right] dq, \quad (3.31) \end{aligned}$$

其中 N_1 和 N_2 为常数, 在热光源空间频率带宽无穷大时, 取 $S(q) = S(0) = 1$. 根据方程 (3.30), 当如图所示 4.1 的参考系统和取样系统满足条件 $z_{r0} - z_3 + z_{r1}f_r/(f_r - z_{r1}) = 0$ 时, 即

$$\begin{aligned} \frac{1}{z_{10} - z_3} + \frac{1}{z_{11}} &= \frac{1}{f_1}, \\ \frac{1}{z_{20} - z_3} + \frac{1}{z_{21}} &= \frac{1}{f_2}. \end{aligned} \quad (3.32)$$

将方程 (3.32) 代入方程 (3.30) 和 (3.31), 我们得到

$$\begin{aligned} C_r &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{kf_r}{i2\pi f_c(f_r - z_{r1})}} \exp[-ik(z_{r0} + z_{r1} - z_3 - 2f_c)] \\ &\quad \times \int \int T(x) \exp \left[-i \frac{kx_3x}{f_c} + i \left(\frac{x_r f_r}{f_r - z_{r1}} - x \right) q \right] dx dq \\ &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{kf_r}{i2\pi f_c(f_r - z_{r1})}} \exp[-ik(z_{r0} + z_{r1} - z_3 - 2f_c)] \\ &\quad \times \int T(x) \exp \left(-i \frac{kx_3x}{f_c} \right) \delta \left(x - \frac{x_r f_r}{f_r - z_{r1}} \right) dx \\ &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{kf_r}{i2\pi f_c(f_r - z_{r1})}} \exp \left[-i \frac{kf_r x_r x_3}{f_c(f_r - z_{r1})} - ik(z_{r0} + z_{r1} - z_3 - 2f_c) \right] \\ &\quad \times T \left(\frac{x_r f_r}{f_r - z_{r1}} \right), \end{aligned} \quad (3.33)$$

$$\begin{aligned} D_{12} &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{f_1 f_2}{(f_1 - z_{11})(f_2 - z_{21})}} \exp \left[ik(z_{20} - z_{10} + z_{21} - z_{11}) - \frac{ikx_2^2}{2(f_2 - z_{21})} \right. \\ &\quad \left. + \frac{ikx_1^2}{2(f_1 - z_{11})} \right] \int \exp -iq \left(\frac{x_2 f_2}{f_2 - z_{21}} - \frac{x_1 f_1}{f_1 - z_{11}} \right) dq \\ &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{f_1 f_2}{(f_1 - z_{11})(f_2 - z_{21})}} \exp \left[ik(z_{20} - z_{10} + z_{21} - z_{11}) - i \frac{kx_2^2}{2(f_2 - z_{21})} \right. \\ &\quad \left. + i \frac{kx_1^2}{2(f_1 - z_{11})} \right] \delta \left(\frac{x_2 f_2}{f_2 - z_{21}} - \frac{x_1 f_1}{f_1 - z_{11}} \right). \end{aligned} \quad (3.34)$$

将方程 (3.28), (3.29), (3.33) 和 (3.34) 代入方程 (3.24), 在不同路径的三阶关联成像方案中, 三个系统探测平面的关联函数可表示为

$$G^{(3)}(x_1, x_2, x_3) \propto \left| T \left(\frac{x_1 f_1}{f_1 - z_{11}} \right) \right|^2 + \left| T \left(\frac{x_2 f_2}{f_2 - z_{21}} \right) \right|^2, \left(\frac{x_2 f_2}{f_2 - z_{21}} \neq \frac{x_1 f_1}{f_1 - z_{11}} \right) \quad (3.35)$$

其中 $|T(x_1 f_1/(f_1 - z_{11}))|^2$ 和 $|T(x_2 f_2/(f_2 - z_{21}))|^2$ 是待成像物体的透射函数 $T(x)$, 分别复制在参考系统一和参考系统二的探测平面上。

从方程 (3.35) 可以看出, 在不同路径的热光三阶关联成像方案中, 两个鬼像与取样系统的探测平面无关, 取样系统中的探测器和收集透镜 F_c 组合可以看成是一个补偿探测器, 收集待成像物体平面所有的信息。

以上为欧丽华 [40] 等人提出来的三阶关联成像中不同路径的方案, 由该方案我们可以得到同一个物体的两个鬼像, 实现在不同的位置空间非定域地重现物体的分布信息。在欧丽华等人提出的同一路径的三阶关联成像方案中, 成像透镜、待成像物体、收集透镜都在同一个系统——取样系统中, 经过三个系统探测平面的光场进行符合测量, 我们一样可以得到待成像物体的两个鬼像。

§3.4 本章小结

本章介绍了利用经典热光源作为光源产生二阶关联成像效应的实验装置, 推导了它们的高斯透镜成像方程, 并给出了二阶关联成像的几何光路示意图。详细介绍了欧丽华等人在二阶关联成像的基础上多提出的三阶关联成像方案, 利用热光的三阶关联和三个系统探测平面符合测量, 我们得到一个待成像物体的两个鬼像, 而且两个鬼像位于不同的地方。在该方案中, 一样必须满足高斯透镜成像方程, 该方案可以在不同的地方得到同一物体的两个鬼像, 与二阶关联成像相比较起来, 该方案具有更丰富的关联成像效应在光学应用方面具有巨大的潜力。

第四章 热光关联成像中的分辨率

前一章我们介绍了利用经典热光源产生二阶关联成像以及三阶关联成像的方案,并推导了在这两种方案中各自的高斯透镜成像方程,给出了其成像的几何光路示意图。对于一个成像系统而言,像的分辨率是衡量其好坏的重要因素之一。分辨率越高,其获得的图象的细节表现力就越强,我们就可以获得更多的信息。在经典光学理论中,成像系统中像平面上的点与物平面上的点之间的关系是“点一点”。然而,由于衍射以及其他因素的影响,这种“点一点”的关系变成了“点一斑”的关系。而“斑”的宽度就代表了图象的分辨率。图象的分辨率一般与光源以及光学成像系统有关。程静 [61] 等人探讨了热光的二阶关联成像中的分辨率及噪声,在其基础上,我们计算了热光的三阶关联成像中分辨率的解析表达式,分析了决定分辨率的要素以及如何提高鬼像的分辨率。

§4.1 热光二阶关联成像中的分辨率

为了探讨热光的二阶关联成像中的分辨率,我们研究一个如图 4.1 所示的系统,这是一个热光的二阶关联成像的示意图。通过分束器 BS ,我们把非相干热光源 S 分成两束互相关联的光。其中,一束经过放置了待成像物体的取样系统,而另一束经过参考系统,通过两个光学系统探测平面光场的符合测量,我们可以在并未放置待成像物体的参考系统探测平面上非定域地再现该物体的空间分布信息。

在图 4.1 中,取样系统是由一个待成像物体、一个透镜以及一个探测器 (D_t) 组成的,物体可以由其透过率函数 $t(x)$ 来描述。物体与探测器 D_t 位于透镜的两个焦点上。如果该透镜的孔径远大于待成像物体,那么,取样系统的脉冲响应函数 h_t 可以写为:

$$h_t(x_t, x) = -\frac{i}{\lambda f} t(x) \exp\left(-\frac{2\pi i}{\lambda f} x_t x\right), \quad (4.1)$$

其中, λ 是光的波长。在参考系统中,透镜距离光源以及探测器的距离都是 $2f$,则取样系统的脉冲响应函数 h_r 可写为:

$$h_r(x_r, x) = \frac{1}{4\lambda^2 f^2} P\left(\frac{x_r + x}{2\lambda f}\right) \exp\left(\frac{i\pi}{2\lambda f}(x_r^2 + x^2)\right). \quad (4.2)$$

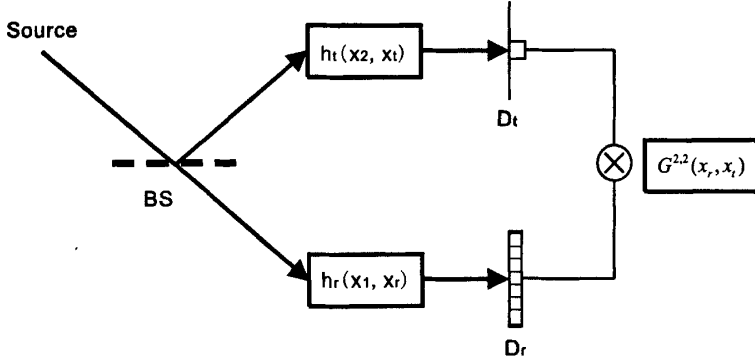


图 4.1: 热光二阶关联成像示意图

其中, $P(u)$ 是透镜光瞳函数 $(p(x))$ 的傅立叶变换。如果透镜的孔径为 D , 那么 $P(u) = \text{sinc}(uD)$ 。

经过线性光学传递系统的光场与原光场的关系可以由下式表示:

$$E_k(x_k) = \int E(x)h_k(x, x_k), k = r, t, \quad (4.3)$$

其中, $h_r(x, x_r)$ 和 $h_t(x, x_t)$ 分别是参考系统和取样系统的脉冲响应函数。因此, 在参考系统或取样系统上的光强分布为:

$$\langle I_k(x_k) \rangle = \int \langle E(x_1)E_2^*(x_2) \rangle h_k(x_1, x_k)h_k^*(x_2, x_k)dx_1dx_2. \quad (4.4)$$

这样, 通过测量两个探测器上光场强度涨落的关联, 我们可以得到鬼像,

$$\begin{aligned} G(x_r, x_t) &= \langle \Delta I_r(x_r)\Delta I_t(x_t) \rangle \\ &= \left| \int \langle E(x_1)E^*(x_2) \rangle h_r(x_1, x_r)h_t(x_2, x_t) \right|^2, \end{aligned} \quad (4.5)$$

把方程 (4.1)、(4.2) 代入方程 (4.5), 并设取样系统的探测器为位于 $x_t = 0$ 处的点状探测器, 可得:

$$G(x_r, 0) = \left| \int \langle E(x_1)E^*(x_2) \rangle t^*(x_1)P\left(\frac{x_r + x_2}{2\lambda f}\right) \exp\left(\frac{i\pi}{2\lambda f}(x_r^2 + x_2^2)\right) dx_1dx_2 \right|^2. \quad (4.6)$$

如果物体是一个点并位于 $x_1 = 0$ 处, 则有 $t(x_1) = \delta(x_1)$, 此时得到的物体的像就是点扩展函数,

$$H(x_r) = \left| \int \langle E(0)E^*(x_2) \rangle P \left(\frac{x_r + x_2}{2\lambda f} \right) \exp \left(\frac{i\pi}{2\lambda f} (x_r^2 + x_2^2) \right) dx_2 \right|^2, \quad (4.7)$$

点扩展函数 $H(x_r)$ 就代表了鬼成像系统中的分辨率。在方程 (4.7) 式中, $\langle E(0)E^*(x_2) \rangle$ 是光源对分辨率的作用, 而 P 则是光学系统对分辨率的作用。用来作为关联成像光源的经典热光源可以由 Gaussian Schell 模型来描述:

$$\Gamma(x_1, x_2) = \langle E(x_1)E^*(x_2) \rangle = \exp \left(-\frac{x_1^2 + x_2^2}{2a^2} \right) \exp \left(-\frac{(x_1 - x_2)^2}{b^2} \right), \quad (4.8)$$

这里, a 表示光源的大小, b 表示光源的横向相干长度。在这种情况下, 点扩展函数可以写成:

$$H(x_r) = \left| \int \exp \left[-\left(\frac{1}{2a^2} + \frac{1}{b^2} \right) \right] P \left(\frac{x_r + x_2}{2\lambda f} \right) \exp \left(\frac{i\pi}{2\lambda f} (x_r^2 + x_2^2) \right) dx_2 \right|^2. \quad (4.9)$$

由方程 (4.9) 我们可以很明显地看出, 分辨率取决于透镜的光瞳函数 $P(x)$ 、光源尺寸 a 和光源的横向相干长度 b 。透镜的孔径越大、光源的尺寸越小将会使得图象的分辨率更高。对于热光源来说, 光源的横向相干长度 b 一般远远小于光源尺寸 a , 因此横向相干长度 b 能更加有效的影响图象的分辨率, 越小的横向相干长度 b 将会使图象的分辨率得到更好的提高。

§4.2 热光三阶关联成像中的分辨率

本节研究热光三阶关联成像中的分辨率。如图 4.2 所示, 这是一个由欧丽华 [40] 等人提出的不同路径三阶关联成像的示意图。通过两个分束器的组合, 我们把经典热光源分成了三束经典关联的热光。为了简单起见, 我们假设分束器和光源非常接近, 因此, 热光一从光源出来就马上被分成了三束。这三束光分别通过三个不同的成像系统, 这些成像系统可以由他们的脉冲响应函数 $h_n(x_n, y_n), n = 1, 2, 3$ 来描述。待成像物体放置于成像系统 $h_3(x_3, y_3)$ 中, 两个参考系统的脉冲响应函数 $h_1(x_1, y_1)$ 和 $h_2(x_2, y_2)$ 是已知的。其中, $x_{1,2,3}$ 是光源的横向坐标, $y_{1,2,3}$ 是三个探测器的横向坐标。通过对经过取样系统和两

个参考系统的光进行符合测量，我们可以在两个参考系统的探测平面上都得到待成像物体的鬼像。

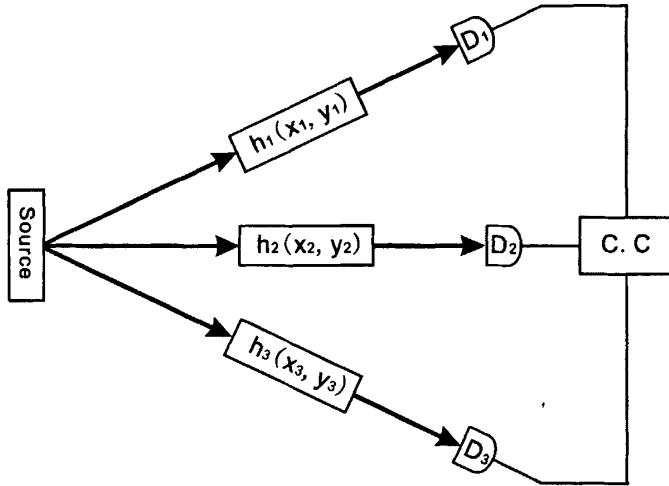


图 4.2: 热光三阶关联成像示意图

在图 4.2 中的取样系统 $h_3(x_3, y_3)$ 由一个待成像物体、一个透镜和一个探测器组成的。待成像物体可以由透射函数 $t(x)$ 来描述，待成像物体和透镜分别放置在透镜的两个焦点上，透镜焦距为 f 。如果透镜远比待成像物体来得大，那么，取样系统的脉冲响应函数 $h_3(x_3, y_3)$ 可以写成，

$$h_3(x_3, y_3) = -\frac{i}{\lambda f} t(x_3) \exp\left(-\frac{2\pi i}{\lambda f} x_3 y_3\right), \quad (4.10)$$

其中， λ 是光的波长。在参考系统中，透镜距离光源以及探测器的距离都是 $2f$ ，则取样系统的脉冲响应函数 h_r 可写为：

$$h_n(x_n, y_n) = \frac{1}{4\lambda^2 f^2 p_n} \left(\frac{x_n + y_n}{2\lambda f} \right) \exp\left[\frac{i\pi}{2\lambda f} (x_n^2 + y_n^2) \right], n = 1, 2 \quad (4.11)$$

其中， $P(u)$ 是透镜光瞳函数 $(p(x))$ 的傅立叶变换。如果透镜的孔径为 D ，那么 $P(u) = \text{sinc}(uD)$ 。经过线性光学传递系统的光场与原光场的关系可以由下式表示：

$$E_n(y_n) = \int E_n(x_n) h_n(x_n, y_n) dx_n, n = 1, 2, 3 \quad (4.12)$$

其中, $h_1(x_1, y_1)$ 、 $h_2(x_2, y_2)$ 和 $h_3(x_3, y_3)$ 分别是参考系统和取样系统的脉冲响应函数。则三阶符合测量探测到的三阶关联函数可以表示成下面的形式:

$$\begin{aligned}
 G^{(3)}(y_1, y_2, y_3) &= \langle E_1^*(y_1)E_2^*(y_2)E_3^*(y_3)E_3(y_3)E_2(y_2)E_1(y_1) \rangle \\
 &= \int h_1^*(x_1, y_1)h_1(x_1, y_1)h_2^*(x_2, y_2)h_2(x_2, y_2)h_3^*(x_3, y_3)h_3(x_3, y_3) \\
 &\quad \langle E_1^*(x_1)E_2^*(x_2)E_3^*(x_3)E_3(x_3)E_2(x_2)E_1(x_1) \rangle dx_1 dx_2 dx_3 \\
 &= \Pi_{n=1}^3 \int |E_n(x_n)|^2 |h_n(x_n, y_n)|^2 dx_n \\
 &\quad + \int |E_1(x_1)|^2 |h_1(x_1, y_1)|^2 dx_1 \int |\langle E_2^*(x_2)E_3(x_3) \rangle h_2^*(x_2, y_2)h_3(x_3, y_3)|^2 dx_2 dx_3 \\
 &\quad + \int |E_2(x_2)|^2 |h_2(x_2, y_2)|^2 dx_2 \int |\langle E_3^*(x_3)E_1(x_1) \rangle h_3^*(x_3, y_3)h_1(x_1, y_1)|^2 dx_1 dx_3 \\
 &\quad + \int |E_3(x_3)|^2 |h_3(x_3, y_3)|^2 dx_3 \int |\langle E_1^*(x_1)E_2(x_2) \rangle h_1^*(x_1, y_1)h_2(x_2, y_2)|^2 dx_1 dx_2 \\
 &\quad + \left\{ \int \langle E_1^*(x_1)E_2(x_2) \rangle h_1^*(x_1, y_1)h_2(x_2, y_2) dx_1 dx_2 \right. \\
 &\quad \times \int \langle E_2^*(x_2)E_3(x_3) \rangle h_2^*(x_2, y_2)h_3(x_3, y_3) dx_2 dx_3 \\
 &\quad \left. \times \int \langle E_3^*(x_3)E_1(x_1) \rangle h_3^*(x_3, y_3)h_1(x_1, y_1) dx_1 dx_3 + c.c \right\}. \quad (4.13)
 \end{aligned}$$

在方程 (4.17) 中, 表达式 $\Pi_{n=1}^3 \int |E_n(x_n)|^2 |h_n(x_n, y_n)|^2 dx_n$ 是一个背景噪声项, 对成像过程并没有贡献, 只是影响了鬼像的可见度, 在高斯薄透镜成像公式 [54] 条件下, 只有以下两项对成像过程有贡献,

$$\begin{aligned}
 G_1 &= \langle E_2^*(y_2)E_2(y_2) \rangle \langle E_3^*(y_3)E_1(y_1) \rangle \langle E_1^*(y_1)E_3(y_3) \rangle \\
 &= \int |E_2(x_2)|^2 |h_2(x_2, y_2)|^2 dx_2 \left| \int \langle E_3^*(x_3)E_1(x_1) \rangle h_3^*(x_3, y_3)h_1(x_1, y_1) dx_1 dx_3 \right|^2, \quad (4.14)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 G_2 &= \langle E_1^*(y_1)E_1(y_1) \rangle \langle E_3^*(y_3)E_2(y_2) \rangle \langle E_2^*(y_2)E_3(y_3) \rangle \\
 &= \int |E_1(x_1)|^2 |h_1(x_1, y_1)|^2 dx_1 \left| \int \langle E_2^*(x_2)E_3(x_3) \rangle h_2^*(x_2, y_2)h_3(x_3, y_3) dx_2 dx_3 \right|^2. \quad (4.15)
 \end{aligned}$$

通过 G_1 和 G_2 , 我们可以在参考系统的两个探测平面上分别获得取样系统中待成像物体的像。为研究热光三阶关联成像中的分辨率, 我

们现在考虑热光源以及成像系统对鬼像分辨率的影响。把方程 (4.14) 和 (4.15) 代入方程 (4.18) 和 (4.19) 中, 并设取样系统的探测器为一位于 $y_3 = 0$ 处的点状探测器, 则,

$$G_1 = \int p_2^2 \left(\frac{x_2 + y_2}{2\lambda f} \right) |E_2(x_2)|^2 dx_2 \times \left| \int \langle E_3^*(x_3) E_1(x_1) \rangle \exp \left[\frac{i\pi}{2\lambda f} (x_1^2 + y_1^2) \right] p_1 \left(\frac{x_1 + y_1}{2\lambda f} \right) t^*(x_3) dx_1 dx_3 \right|^2, \quad (4.16)$$

$$G_2 = \int p_1^2 \left(\frac{x_1 + y_1}{2\lambda f} \right) |E_1(x_1)|^2 dx_1 \times \left| \int \langle E_2^*(x_2) E_3(x_3) \rangle \exp \left[\frac{-i\pi}{2\lambda f} (x_2^2 + y_2^2) \right] p_2 \left(\frac{x_2 + y_2}{2\lambda f} \right) t(x_3) dx_2 dx_3 \right|^2. \quad (4.17)$$

如果待成像物体是一个位于 $x_3 = 0$ 处的点, 则 $t(x_3) = \delta(x_3)$, 那么, 我们在探测器 D_1 和 D_2 上获得的两个像就分别代表了这两个参考系统的点扩展函数,

$$H_1(y_1, y_2) = \int p_2^2 \left(\frac{x_2 + y_2}{2\lambda f} \right) |E_2(x_2)|^2 dx_2 \times \left| \int \langle E_3^*(0) E_1(x_1) \rangle \exp \left[\frac{i\pi}{2\lambda f} (x_1^2 + y_1^2) \right] p_1 \left(\frac{x_1 + y_1}{2\lambda f} \right) dx_1 \right|^2, \quad (4.18)$$

$$H_2(y_1, y_2) = \int p_1^2 \left(\frac{x_1 + y_1}{2\lambda f} \right) |E_1(x_1)|^2 dx_1 \times \left| \int \langle E_2^*(x_2) E_3(0) \rangle \exp \left[\frac{-i\pi}{2\lambda f} (x_2^2 + y_2^2) \right] p_2 \left(\frac{x_2 + y_2}{2\lambda f} \right) dx_2 dx_3 \right|^2. \quad (4.19)$$

点扩展函数 $H_{1,2}$ 可以用来衡量两个参考系统的分辨率。作为三阶关联成像光源的经典热光源可以由 Gaussian Schell 模型来描述:

$$\Gamma(x_1, x_2) = \langle E(x_1) E^*(x_2) \rangle = \exp \left(-\frac{x_1^2 + x_2^2}{2a^2} \right) \exp \left(-\frac{(x_1 - x_2)^2}{b^2} \right). \quad (4.20)$$

这里, a 表示光源的大小, b 表示光源的横向相干长度。在这种情况下, 两个参考系统的点扩展函数分别可以写成:

$$H_1(y_1, y_2) = C_1(y_2)H_1(y_1), \quad (4.21)$$

$$H_2(y_1, y_2) = C_2(y_1)H_2(y_2). \quad (4.22)$$

$C_1(y_2)$ 和 $C_2(y_1)$ 为调制函数, 其表达式为

$$C_1(y_2) = \int p_2^2 \left(\frac{x_2 + y_2}{2\lambda f} \right) \exp \left(-\frac{x_2^2}{a^2} \right) dx_2, \quad (4.23)$$

$$C_2(y_1) = \int p_1^2 \left(\frac{x_1 + y_1}{2\lambda f} \right) \exp \left(-\frac{x_1^2}{a^2} \right) dx_1, \quad (4.24)$$

$H_1(y_1)$ 和 $H_2(y_2)$ 与单鬼成像 (二阶关联成像) 的点扩展函数 [61] 形式相同,

$$H_1(y_1) = \left| \int p_1 \left(\frac{x_1 + y_1}{2\lambda f} \right) \exp \left[-\left(\frac{1}{2a^2} + \frac{1}{b^2} \right) x_1^2 \right] \exp \left[\frac{i\pi}{2\lambda f} (x_1^2 + y_1^2) \right] dx_1 \right|^2, \quad (4.25)$$

$$H_2(y_2) = \left| \int p_2 \left(\frac{x_2 + y_2}{2\lambda f} \right) \exp \left[-\left(\frac{1}{2a^2} + \frac{1}{b^2} \right) x_2^2 \right] \exp \left[\frac{-i\pi}{2\lambda f} (x_2^2 + y_2^2) \right] dx_2 \right|^2. \quad (4.26)$$

从三阶关联成像的点扩展函数的表达式 (4.21) 和 (4.22) 可以看出, 三阶关联成像中两个鬼像的分辨率可以相互调制。三阶关联成像的点扩展函数可以分解为二阶关联成像的点扩展函数与一个调制函数的乘积。一个鬼像的调制函数由另一个鬼像的位置函数决定。调制函数的值与光源尺寸以及透镜的光瞳函数有关。

为了深入理解三阶关联成像中两个鬼像的分辨率的相互调制特点, 我们对调制函数进行数值研究。在图 4.3 中, 我们画出了对于不同大小的线光源, 第一个鬼像的调制函数随第二个鬼像位置变化的曲线。从图 4.3 可以看出调制函数具有下列特征:

(1) 调制函数的值远小于 1, 即 $C_1(y_2) \ll 1$, 因此, 与二阶关联成像相比较, 三阶关联成像的分辨率有显著提高;

(2) 热光源的尺寸 a 越小, 所得到的鬼像的分辨率就越高;

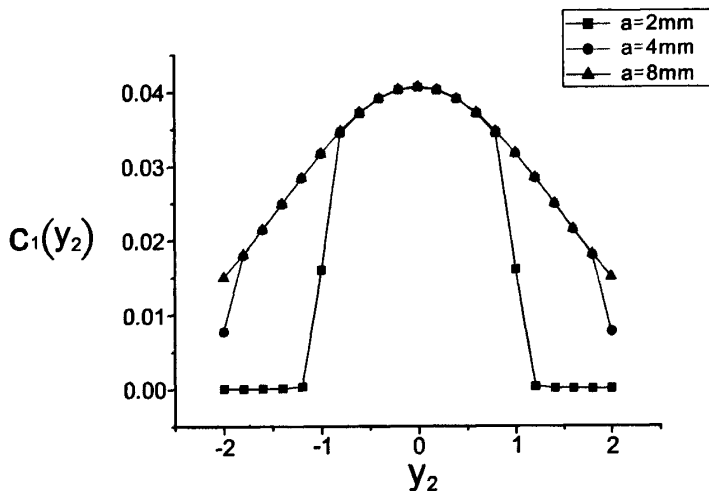


图 4.3: 调制函数 $C_1(y_2)$ 随第二个鬼像位置 y_2 变化的曲线

(3) 在第二个鬼像的中心区域 (即在 $y_2 = 0$ 附近), 第一个鬼像的分辨率最低, 且光源的尺寸变化对鬼像的分辨率几乎没有影响; 在偏离第二个鬼像中心较远的区域 ($|y_2| > 1$), 光源尺寸变化对分辨率的影响显著, 光源的尺寸越小, 鬼像的分辨率越高。

§4.3 热光关联成像中的噪声

噪声幅度也是衡量成像系统质量好坏的重要因素之一, 如果噪声幅度过大, 那么我们就没办法很好地区分出信号与噪声。本节我们讨论热光关联成像中的噪声。

在热光的二阶关联成像中, $G(x_r, x_t)$ 的涨落可以表示如下:

$$\Delta G(x_r, x_t) = \sqrt{[\langle \Delta I_r(x_r) \Delta I_t(x_t) \rangle]^2 - [G(x_r, x_t)]^2}, \quad (4.27)$$

其中,

$$\langle [\Delta I_r(x_r) \Delta I_t(x_t)]^2 \rangle = [\langle I_r(x_r) \rangle \langle I_t(x_t) \rangle + 2G(x_r, x_t)]^2, \quad (4.28)$$

我们很容易可以看出, $\Delta G(x_r, x_t) > \sqrt{3}G(x_r, x_t)$. 因此, 如果只是单次测量, 噪声总是比信号来得大, 我们就得不到物体的图象。在实验

上, 我们可以采用多次测量的方法, 从而得到一个质量比较高的图象。假设有 N 次测量, 那么, 平均信号为:

$$\bar{G}(x_r, x_t) = G(x_r, x_t), \quad (4.29)$$

而涨落 $\Delta G(x_r, x_t)$ 将会变成:

$$\Delta \bar{G}(x_r, x_t) = \frac{\Delta G(x_r, x_t)}{\sqrt{N}}. \quad (4.30)$$

这样, 我们就可以把信噪比提高了 \sqrt{N} 倍, 图象的质量得到了很大的提高。

在热光的三阶段关联成像中, 参考系统一所得到的像 G_1 的涨落为:

$$\begin{aligned} \Delta G_1 &= \sqrt{\langle G_1^2 \rangle - G_1^2} \\ &= \langle I_2 \rangle \sqrt{\langle [(I_3 - \langle I_3 \rangle)(I_1 - \langle I_1 \rangle)]^2 \rangle - \langle (I_3 - \langle I_3 \rangle)(I_1 - \langle I_1 \rangle) \rangle^2} \\ &= \sqrt{[\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle \langle I_3 \rangle + 2G_1]^2 - G_1^2}. \end{aligned} \quad (4.31)$$

同样可以得出, $\Delta G_1 > \sqrt{3}G_1$ 。因此, 在三阶段关联成像中, 如果只是单次测量, 噪声也总是比信号来得大, 我们也得不到物体的图象。在实验上, 我们也可以采用多次测量的方法, 从而得到一个质量比较高的图象。假设有 N 次测量, 那么, 平均信号为:

$$\bar{G}_1 = G_1, \quad (4.32)$$

而涨落 $\Delta \bar{G}_1$ 将会变成:

$$\Delta \bar{G}_1 = \frac{\Delta G_1}{\sqrt{N}}. \quad (4.33)$$

这样, 我们就可以把信噪比提高了 \sqrt{N} 倍, 图象的质量得到了很大的提高。

从以上分析我们可以看出, 三阶关联成像中, 由于经典随机涨落所引起的噪声与二阶关联成像的噪声是相同的, 都可以通过采用多次测量的方法, 降低噪声, 提高信噪比, 改善鬼像的质量。

§4.4 本章小结

本章计算了热光关联成像中的分辨率。在热光的二阶关联成像中，分辨率取决于透镜的光瞳函数 $P(x)$ 、光源尺寸 a 以及光源的横向相干长度 b 。透镜的孔径越大、光源的尺寸越小将会使得图象的分辨率更高。对于热光源来说，光源的横向相干长度 b 一般远远小于光源尺寸 a ，因此横向相干长度 b 能更加有效地影响鬼像的分辨率，越小的横向相干长度 b 将会使图象的分辨率得到更好地提高。我们给出了热光的三阶关联成像中的分辨率的解析表达式，发现，在热光的三阶关联成像中，三阶关联成像中两个鬼像的分辨率可以相互调制，其点扩展函数可以分解为二阶关联成像的点扩展函数与一个调制函数的乘积。我们证明了三阶关联成像中的噪声幅度与二阶关联成像的噪声幅度是相同的，发现通过采用多次测量的方法，可以降低噪声，提高信噪比，改善鬼像的质量。

第五章 总结和展望

分辨率是衡量图象细节表现力的重要参数,对于光学成像系统而言,其所获得的图象分辨率越高,该光学成像系统的质量就越好,故分辨率是衡量一个光学成像系统质量好坏的重要因素之一。本文计算了热光关联成像中的分辨率,并对二阶以及三阶关联成像的分辨率进行比较。同时对热光的二阶以及三阶关联成像中的噪声进行了探讨。本论文的主要创新结果包括以下几个方面:

(1) 获得了热光三阶关联成像分辨率的解析表达式,发现三阶关联成像的分辨率可以表示为调制函数和二阶关联函数中的分辨率的乘积形式,并且三阶关联成像的分辨率比二阶关联成像的分辨率有显著提高。

(2) 利用点扩展函数,详细分析了热光三阶关联成像中的分辨率,发现三阶关联成像中两个鬼像的分辨率可以相互调制。整体上看,热光源的尺寸越小,所得到的鬼像的分辨率就越高;在一个鬼像的中心区域,另一个鬼像的分辨率最低,且光源的尺寸变化对鬼像的分辨率几乎没有影响;在偏离一个鬼像中心较远的区域,光源尺寸对另一个鬼像的分辨率影响显著,光源的尺寸越小,鬼像的分辨率越高。

(3) 计算了热光关联成像中的噪声,证明了三阶关联成像中的噪声幅度与二阶关联成像的噪声幅度是相同的,并发现通过采用多次测量的方法,可以降低噪声,提高信噪比,改善鬼像的质量。

诚然,本文的工作只是研究高阶关联成像特性的开始,还有许多工作值得深入研究。例如,探索高阶关联成像中的可见度,怎样把高阶关联成像应用于实际的光学过程研究,怎样把关联成像用于图形图象处理等方面都很值得进一步地研究。

参考文献

- [1] E. Schrödinger. *Die gegenwärtige situation in der quantenmechanik*. Naturwissenschaften, 1935, 23(5): 807.
- [2] A. Einstein, B. Podolsky and N. Rosen. *Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete*. Phys. Rev., 1935, 47(10): 777.
- [3] D. N. Klyshko. *Photon and nonlinear optics*. New York: Gordon and Breach Science, 1988.
- [4] Y. H. Shih. *In advances in atomic, molecular and optical physics*. Cambridge: Academic Press, 1997.
- [5] C. K. Hong, Z. Y. Ou and L. Mandel. *New type of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm experiment using pairs of light quanta produced by optical parametric down conversion*. Phys. Rev. Lett., 1987, 59: 2044.
- [6] A. Yariv, *Quantum Electronics*. New York: wiley, 1989.
- [7] A. Joobeur, B. E. A. Saleh, T. S. Larchuk and M. C. Teich. *Coherence properties of entangled light beams generated by parametric down-conversion: Theory and experiment* 1996 Phys. Rev. A, 53: 4360.
- [8] D. V. Strekalov, A. V. Sergienko, D. N. Klyshko and Y. H. Shih. *Observation of Two-Photon "Ghost" Interference and Diffraction*. Phys. Rev. Lett., 1995, 74: 3600.
- [9] T. B. Pittman, Y. H. Shih, D. V. Strekalov and A. V. Sergienko. *Optical imaging by means of two-photon quantum entanglement*. Phys. Rev. A, 1995, 52: R3429.
- [10] G. A. Barbosa. *Quantum images in double-slit experiments with spontaneous down-conversion light* Phys. Rev. A, 1996, 54: 4473.
- [11] Z. X. Qian and V. Sahni. *Quantum mechanical image potential theory*. Phys. Rev. A, 2002, 66, 205103.
- [12] A. Gatti, E. Brambilla and L. A. Lugiato. *Entangled Imaging and Wave-Particle Duality: From the Microscopic to the Macroscopic Realm*. Phys. Rev. Lett., 2003, 90: 133603.

-
- [13] M. D' Angelo, Y.-H Kim, S. P. Kulik and Y. Shih. *Identifying Entanglement Using Quantum Ghost Interference and Imaging*. Phys. Rev. Lett., 2004, **92**: 233601.
- [14] G. Bjork, J. Soderholm and L. L. Sanchez-Soto. *Two-photon imaging and quantum holography*. J. Opt. B, 2004 **6**: 478.
- [15] P. H. S. Ribeiro, S. Padua, J. C. Machado da Silva and G. A. Barbosa. *Controlling the degree of visibility of Young's fringes with photon coincidence measurements*. Phys. Rev. A, 1994, **49**: 4176.
- [16] A. F. Abouraddy, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko and M. C. Teich. *Entangled-photon Fourier Optics*. J. Opt. Soc. Am. B, 2002, **19**: 1174.
- [17] T. B. Pittman, D. V. Strekalov, D. N. Klyshko, M. H. Rubin, A. V. Sergienko and Y. H. Shih. *Two-photon geometric optics*. Phys. Rev. A, 1996, **53**: 2804.
- [18] D. Z. Cao, J. Xiong and K. G. Wang. *Geometrical optics in correlated imaging systems*. Phys. Rev. A, 2005, **71**: 013801.
- [19] A. F. Abouraddy, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko and M. C. Teich. *Role of Entanglement in Two-Photon Imaging*. Phys. Rev. Lett., 2001, **87**: 123602.
- [20] M. D' Angelo, Y. H. Kim, S. P. Kulik and Y. Shih. *Identifying Entanglement Using Quantum Ghost Interference and Imaging*. Phys. Rev. Lett., 2004, **92**: 233601.
- [21] B. E. A. Saleh, A. F. Abouraddy, A. V. Sergienko and M. C. Tech. *Duality between partial coherence and partial entanglement*. Phys. Rev. A, 2002, **62**: 043816.
- [22] M. H. Rubin. *Simulating entangled sources by classically correlated sources and quantum imaging*. quant-ph/0303188.
- [23] R. S. Bennink, S. J. Bentley and R. W. Boyd. "Two-Photon" Coincidence Imaging with a Classical Source. Phys. Rev. Lett., 2002, **89**: 113601.
- [24] A. Gatti, E. Brambilla, M. Bache and L. A. Lugiato. *Correlated imaging, quantum and classical*. Phys. Rev. A, 2004, **70**: 013802.

-
- [25] H. Takesue and K. Inoue. *Generation of polarization-entangled photon pairs and violation of Bell's inequality using spontaneous four-wave mixing in a fiber loop*. Phys. Rev. A, 2004, **70**: 013802(R).
- [26] J. Bogdansky, G. Bjork and A. Karlsson. *Quantum and classical correlated imaging*. quant-ph, 2004, 0407127.
- [27] K. Wang and D. Z. Cao. *Subwavelength coincidence interference with classical thermal light*. Phys. Rev. A, 2004, **70**, 041801(R).
- [28] A. Gatti, M. Bache, D. Magatti, E. Brambilla, F. Ferri and L. A. Lugiato. *Coherent imaging with pseudo-thermal incoherent light*. J. Mod. Opt., 2006 **53**: 739.
- [29] M. Bondani, E. Puddu and A. Andreson. *Image trafer through a chaotic channel by intensity correlations*. J. Mod. Opt., 2006, **53**: 761.
- [30] M. Bache, D. Magatti, F. Ferri, A. Gatti, E. Brambilla and L. A. Lugiato. *Coherent imaging of a pure phase object with classical incoherent light*. Phys. Rev. A, 2006, **73**: 053802.
- [31] Y. J. Cai and S. Y. Zhu. *Ghost imaging with incoherent and partially coherent light radiation*. Phys. Rev. E, 2005, **71**: 056607.
- [32] G. Scarcelli, B. Valencia and Y. H. Shih. *Experimental study of the momentum correlation of a pseudothermal field in the photon-counting regime*. Phys. Rev. A, 2004, **70**: 051802(R).
- [33] G. Scarcelli, B. Valencia and Y. Shih. *Can Two-Photon Correlation of Chaotic Light Be Considered as Correlation of Intensity Fluctuations?*. Phys. Rev. Lett., 2004, **96**: 063602.
- [34] A. Gatti, E. Brambilla, M. Bache and L. A. Lugiato. *Ghost Imaging with Thermal Light: Comparing Entanglement and Classical Correlation*. Phys. Rev. Lett., 2004, **93**: 093602.
- [35] A. Valencia, G. Scarcelli, M. D' Angelo and Y. H. Shih. *Two-Photon Imaging with Thermal Light*. Phys. Rev. A, 2005, **74**: 063601.
- [36] J. Cheng and S. H. Han. *Incoherent Coincidence Imaging and Its Applicability in X-ray Diffraction*. Phys. Rev. Lett., 2004, **92**: 093903.

- [37] D. Magatti, F. Ferri, A. Gatti, M. Bache, E. Brambilla and L. A. Lugiato. *Experimental evidence of high-resolution ghostimaging and ghost diffraction with classical thermal light*. Phys. Rev. Lett., 2005, **94**: 183602.
- [38] Y. J. Cai and S. Y. Zhu, *Ghost interference with partially coherent radiation*. Opt. Lett., 2004, **29**: 2716.
- [39] J. Zhang and L. M. Kuang. *Moiré effects via second-order correlated thermal light*. Phys. Lett. A, 2007, **365**: 514.
- [40] L. H. Ou and L. M. Kuang. *Ghost imaging with third-order correlated thermal light*[J]. J. Phys. B, 2007, **40**: 1833 - 1844.
- [41] 欧丽华. 二阶和三阶关联成像理论研究: [硕士学位论文]. 长沙, 湖南师范大学, 2007.
- [42] Y. H. Zhai, X. H. Chen, D. Zhang and L. A. Wu. *Two-photon interference with true thermal light* Phys. Rev. A, 2005, **72**: 043805.
- [43] J. Xiong, D. Z. Cao, F. Huang, H. G. Li, X. J. Sun and K. G. Wang. *Experimental Observation of Classical Subwavelength Interference with a Pseudothermal Light Source*. Phys. Rev. Lett., 2005, **94**: 173601.
- [44] D. Z. Cao, K. G. Wang. *Sub-wavelength interference in macroscopic observation*. Phys. Lett. A, **333**: 23.
- [45] G. Scarcelli, Y. Zhou and Y. H. Shih. *Random Delayed-Choice Quantum Eraser via Two-Photon Imaging*. quant-ph/0512207.
- [46] E. J. S. Fonseca, C. H. Monken and S. Pádua. *Measurement of the de Broglie Wavelength of a Multiphoton Wave Packet*. Phys. Rev. Lett., 1999, **82**: 2868.
- [47] A. N. Boto, P. Kok, D. S. Abrams, S. L. Braunstein, C. P. Williams and J. P. Dowling, *Quantum Interferometric Optical Lithography: Exploiting Entanglement to Beat the Diffraction Limit*. Phys. Rev. Lett., 2000, **85**: 2733.
- [48] E. Nagasako, S. Bentley, R. Boyd and G. Agarwal. *Nonclassical two-photon interferometry and lithography with high-gain parametric amplifiers*. Phys. Rev. A, 2001, **64**: 043802.

-
- [49] G. S. Agarwal, R. W. Boyd, E. M. Nagasako and S. J. Bentley *Comment on "Quantum Interferometric Optical Lithography: Exploiting Entanglement to Beat the Diffraction Limit"*. Phys. Rev. Lett., 2001, **86**: 1389.
- [50] M. D' Angelo, M. V. Chekhova and Y. H. Shih. *Two-Photon Diffraction and Quantum Lithography*. 2001, Phys. Rev. Lett., **87**: 013602.
- [51] G. Scarcelli, Y. Zhou and Y. Shih. *Random Delayed-Choice Quantum Eraser via Two-Photon Imaging*[J]. quant-ph/0512207.
- [52] 羊国光. 高等物理光学. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 1991. 155.
- [53] 顾德门原著, 詹达三, 董经武, 顾本源译自 Introduction to fourier optics. 傅里叶光学导论. 北京: 科学出版社, 1976. 50.
- [54] 姚启钧. 光学教程. 第二版. 北京: 高等教育出版社, 1989. 185-188.
- [55] 吕乃光. 傅里叶光学. 北京: 机械工业出版社, 1988. 45.
- [56] 吕乃光. 傅里叶光学. 北京: 机械工业出版社, 1988. 69.
- [57] 吕乃光. 傅里叶光学. 北京: 机械工业出版社, 1988. 95; 羊国光. 高等物理光学. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 1991. 85.
- [58] L. Mandel and E. Wolf. *Optical Coherence and Quantum Optics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. 375.
- [59] R. J. Glauber. *The Quantum Theory of Optical Coherence*. Phys. Rev., 1963, **130**: 2529.
- [60] R.J.Glauber. *Coherent and Incoherent States of the Radiation Field*. Phys. Rev., 1963, **131**: 2766.
- [61] J. Cheng and S. S. Han. *Resolution and noise in ghost imaging with classical thermal light*. Chin. Phys., 2006, **15**: 2002 - 2006.

攻读硕士学位期间完成的论文

- [1] Ze-Jun Hong, Gui-Yun Liu and Le-Man Kuang. *Resolution and noise in Ghost Imaging with Third-order correlated thermal light. to be submitted*
- [2] 洪泽俊, 高密度信息的光学存储和读取的物理机理
湖南中学物理. 2007 年第二期.

致 谢

本文自始至终都是在匡乐满教授的指导下完成的，从论文的选题、文献查阅到论文的审阅，无不凝聚着匡老师的关心和指导。在三年的学习和研究过程中，匡老师渊博的知识、严谨的治学态度、求实的科研作风和他在量子光学，量子信息的独到见解使我受益匪浅，并将永远激励着我不断努力进取。同时，匡老师在学习和生活中给我的教诲和无私的帮助使我终身难忘。在此，谨致以我最衷心的感谢和诚挚的敬意！

在攻读硕士学位期间，我还有幸得到了方卯发教授、海文华教授、曾浩生教授、童朝阳老师、黄丽娟老师、谢日新老师等对我的循循教导和无私的帮助。在此，我向他们表示衷心的感谢！同时，还向给予我帮助的苏益娟老师表示衷心的感谢！同时，周兰、卢竞、郭裕、廖洁桥、吴琴琴、张洁、董勇、朱霞、欧丽华、刘桂云、王琼、刘应传、廖屏以及组内的师弟师妹们也给我许多帮助与关心，在此一并表示诚挚的谢意！

我还要深深地感谢我的父母和其他家人，是他们给我无微不至的关怀，对我的学习竭尽全力地支持和鼓励，使我顺利完成学业，感谢你们，我的亲人！

洪 泽 俊

二零零八年四月于湖南师范大学