

量子时代的光干涉现象

区泽宇[†]

(香港城市大学物理系 香港 999077)

2025-03-04 收到

[†] email: jeffou@cityu.edu.hk

DOI: 10.7693/wl20250903

CSTR: 32040.14.wl20250903

Optical interferometry in the quantum age

OU Zhe-Yu[†]

(Department of Physics, City University of Hong Kong, Hong Kong 999077, China)

摘 要 光干涉测量技术在物理学发展中扮演着至关重要的角色, 广泛应用于各种物理量的精确测量和传感技术中。量子理论的发展为人们带来了以半导体芯片和激光为代表的第一个量子革命, 当把量子概念和技术引入光的干涉现象中, 其重要性和优点再次体现出来, 成为以量子信息、量子通讯和量子传感为代表的第二个量子革命的基础。文章首先回顾了自一百多年前爱因斯坦首次提出光子图像之后, 量子概念如何改变了人们对光学干涉现象的理解以及将多光子干涉与量子纠缠结合发展出量子信息科学的过程, 其后进一步阐述了量子噪声对光学干涉仪测量精度的影响以及由此开发出压缩量子噪声以提高灵敏度的方法。然而, 这些还都是基于两百多年前发明的光学干涉仪的硬件结构和测量方法。文章最后介绍了近期发展的一种新型量子干涉仪, 它通过改变硬件结构和引入量子测量的方法, 显示出其对于传统干涉仪的优势, 并打破了传统干涉仪中相干时间的限制, 拓宽其应用范围, 在长基线高分辨天文学和激光雷达中具有潜在的应用前景。

关键词

光子, 量子干涉, 光学干涉仪, 波和粒子, 量子噪声压缩, 量子纠缠, 光学相干性

Abstract Optical interferometry has played a crucial role in the development of physics and has been widely used in precision measurement and sensing techniques for various physical quantities. The development of quantum theory has brought about the first quantum revolution represented by semiconductor chips and lasers. The introduction of quantum concepts and technology in optical interferometry has once again revealed its merits and importance, becoming the foundation of the second quantum revolution represented by quantum information, quantum communication, and quantum sensing. This article first focuses on how quantum concepts have changed our view on optical interference since Einstein first introduced the photon picture of light more than 100 years ago. The intimate connection between multi-photon interference and quantum entanglement led to the development of quantum information. Further understanding of the effect of quantum noise in optical interferometry helps to develop quantum noise reduction technique for the enhancement of its precision. However, all these were based on the same hardware structure and measurement methods in optical interferometers since their invention about two hundred years ago. A recently implemented new type of quantum interferometer shows its advantages over traditional interferometers by changing the hardware and introducing quantum measurement techniques. It can break the coherence time limitation of traditional interferometers and promises applications in long baseline high-resolution astronomy and lidar technology.

Keywords

photons, quantum interference, optical interferometry, wave and particle, quantum noise reduction, quantum entanglement, optical coherence

1 引言

托马斯·杨的双缝干涉实验^[1]终结了牛顿与惠更斯之间关于光的粒子论^[2]和波动论^[3]的争论。光的波动论在麦克斯韦的电磁波理论中^[4]得到最终的完善，并已成为至今还广泛使用的光的理论。在此基础上发明的各种各样的光学干涉仪广泛应用于各种物理量的精密测量。其中最著名的是迈克耳孙干涉仪^[5]，它先在一百多年前为爱因斯坦的狭义相对论^[6]提供了以太不存在和光速不变的证据，近年来，又成为了探测爱因斯坦广义相对论所预言的引力波^[7]的有力工具^[8]，这些都是基于光波干涉现象的光学干涉仪所具有的超高灵敏度。然而，也正是爱因斯坦在一百多年前对于光电效应的解释又重新引入了光的粒子，即光子^[9]。泰勒的弱光干涉实验证明干涉条纹图样并不取决于有多少光子，只要曝光时间足够长，即使在光源和观察屏幕之间平均只有一个光子，也会建立干涉条纹^[10]。这表明，干涉现象是单个光子的行为，即单光子效应。这使得狄拉克对光子干涉给出了如下的论述^[11]：每一个光子只会与其自身干涉，不同的光子从不干涉。

这个论述后来被推广到物质波如电子、中子、甚至原子的干涉，并引入了基于玻尔的互补性原理的量子干涉基本原理：光子干涉路径的不可区分性导致了光子干涉现象^[12, 13]。

那么如果有两个光子同时出现在杨氏双缝干涉实验中并且在观测屏幕上探测两个光子同时出现的事件，会有什么情况发生呢？这就引出了双光子干涉现象。它是量子纠缠现象及与之相关的量子信息技术的基础。那么，具有量子纠缠的两束光是如何干涉的呢？另外，我们知道量子物理中真空电磁场是有涨落的，它对干涉仪的影响是什么呢？再进一步，光量子测量的方法也不同于传统的干涉条纹观测方法，这会带来什么变化呢？这些都是量子

概念给“干涉”这个古老现象带来的新问题。我们将在下面给予讨论。

2 多光子干涉和量子纠缠

2.1 发展历程

在激光发明后，由于具有很好的相干性，马上被用来进行干涉实验。第一个挑战狄拉克论述的干涉实验由 Magyar 和 Mandel 完成。与双缝干涉实验不同，他们用两个独立激光也产生了干涉条纹^[14]。为了证明在弱光情况下也能产生干涉条纹，Pfleegor—Mandel^[15]改进了测量方法，他们利用 Hanbury-Brown 和 Twiss 发展的光强关联技术^[16]来进行测量，如图 1 所示。光强关联技术是用两个探测器来观测它们之间的关联来进行测量的。在光子数很少的情况下，Pfleegor—Mandel 在两个探测器之间的符合测量中也观察到了干涉图样^[15]。

如何从光子的角度来理解 Pfleegor—Mandel 观察到的干涉现象呢？狄拉克关于不同光子不干涉的论断是否还成立？在 Pfleegor—Mandel 实验中，有一点与传统干涉有着本质的不同：光强关联。如图 2 所示，传统的光强测量只需要一个探测器(图 2(a))，而光强关联测量则需要两个探测器(图 2(b))，并且只有两个探测器分别同时测到一个光子才能获得信号输出。这样，用一个探测器观察到的传统干涉就是狄拉克意义上的单光子干涉，而 Pfleegor—Mandel 干涉效应是一种双光子效应。由于符合测量中的干涉效应涉及两个光子，所以被称之为双光子干涉。为了更清楚地了解这一点，

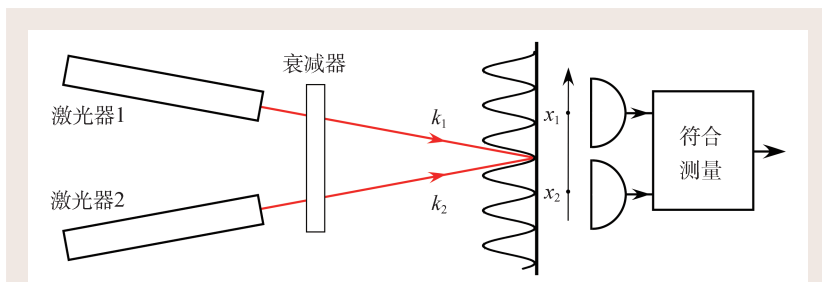


图1 利用两个探测器之间的光强关联来观测两个独立激光的双光子干涉现象

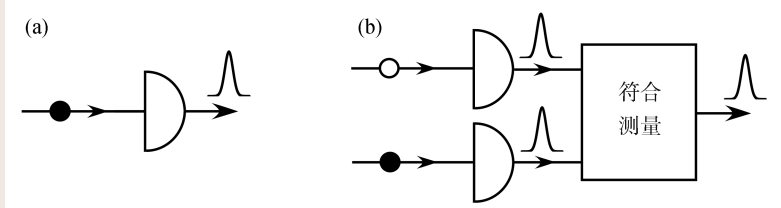


图2 (a)单光子测量：一个光子入射便产生信号；(b)双光子符合测量：信号的产生需要同时探测到两个光子

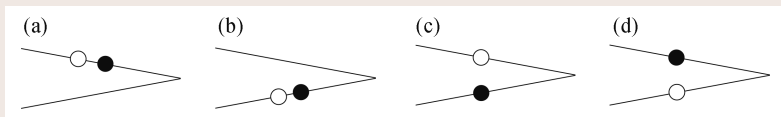


图3 Pfleeger—Mandel实验中探测到的两个光子来自两束激光的4种可能

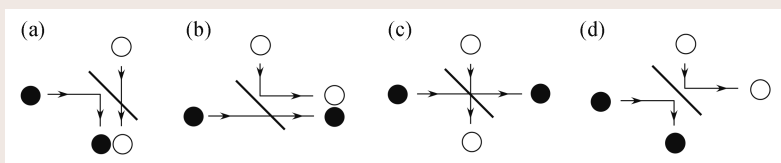


图4 Hong—Ou—Mandel干涉仪中分别从分波器两边入射的两个光子输出的4种可能

让我们在下面详细讨论 Pfleeger—Mandel 实验中探测到的两个光子的具体情况。

图3以图形方式给出了探测到的两个光子的4种情况。图3(a), (b)对应于探测到的两个光子来自于同一激光器, 而图3(c), (d)对应于探测到的两个光子分别来自两个不同的激光器, 有(c), (d)两种情况(在这里用黑白颜色来区分两个探测器测到的光子)。由于符合测量无法区分图3(c), (d)中的情况, 因此根据玻尔关于光子干涉的互补原理它们会产生干涉效应。从图3(c), (d)来看, 探测到的两个光子可以被看作是一个实体, 用狄拉克的语言, 这个双光子实体与它本身相干涉。对于图3(a), (b)中的情况, 因为两个光子来自同一个激光器, 可被区分, 则不会发生干涉。如果这4种情况具有同样的几率, 发生干涉与不发生干涉的部分各占比50%, 形成的干涉条纹就只有50%的可见度。这在Pfleeger—Mandel实验中得到了证实^[15]。

事实上, 双光子干涉的可见度只有50%的现象并不仅仅局限于Pfleeger—Mandel实验。Mandel最先指出, 经典光源如激光的双光子干涉

可见度不可能超过50%^[17], 这一点后来在更一般情况下得到了证明^[18]。Richter^[19]在1977年和Mandel^[17]在1983年都提出使用量子光场进行双光子干涉, 并证明有可能实现100%的可见度。为了得到50%以上的可见度, 需要减少图3(a), (b)中情况出现的几率, 这就要用到具有光子反聚束现象的量子源^[18]。单光子态是具有最大反聚束效应的光源, 它不产生任何如图3(a)或(b)所示的双光子事件。事实上, 当每边只有一个光子时的双光子态就不会出现图3(a), (b)中的情况而只会有图3(c), (d)中的情况。这时, 双光子干涉的可见度为100%。第一个利用双光子量子态的双光子干

涉实验是由Ghosh和Mandel完成^[20]。在此之后, 双光子源的各种双光子干涉现象都被观察到了^[21]。下面我们将讨论几个典型的例子。

2.2 双光子干涉效应

2.2.1 Hong—Ou—Mandel干涉效应

也许最著名的双光子干涉现象就是Hong—Ou—Mandel (HOM)效应^[22]。它简洁的几何结构和物理图像使其成为量子光学教科书中最受欢迎的例子。它已成为测试粒子不可分辨性的标准技术。此外, 它也是线性光学量子计算^[23]和量子信息^[24]中许多协议的基础。

HOM干涉仪只需要一个50:50的分束器和分别从两边输入的两个光子。它的输出有4种情况, 如图4所示。

如果我们只看两个输出端分别有一个光子的情况, 即对两个输出端进行符合测量, 显然图4(a), (b)没有贡献, 所有贡献只来自于图4(c), (d)。但是双光子符合测量无法区分(c), (d)这两种情况, 因此会产生双光子干涉现象。在(d)的反射

情况中两个光子有 180° 的总相位变化(用电磁波在界面的菲涅尔反射系数可以证明),因此(c)和(d)会相消,使得两个输出端分别有一个光子情况出现的总几率为零,即符合测量为零。这就是HOM双光子相消干涉效应,最早由Hong等人在1987年利用关联光子态观测到^[22]。之后,人们利用来自各种各样的独立单光子源所发出的光子也观测到了HOM效应,例如来自参量下转换的宣布式单光子^[25, 26],以及单量子点^[27]、单原子^[28]、单离子^[29]发射的单光子。这一效应成为检测各种单光子源中光子不可区分品质的工具。HOM效应是光的波粒二象性的具体体现:它同时用到粒子的可数性(两个)和波的相位概念。

将HOM干涉仪稍加修改,就可以用来产生双光子偏振纠缠态:当入射的两个光子具有相互垂直的偏振时,输出的光子态也有4种情况,如图5所示。如果只看每边都有一个光子,即图5(c), (d)的情况时,就是双光子的偏振纠缠态^[30—32]:

$$|\Psi\rangle = (|x\rangle_1 |y\rangle_2 + |y\rangle_1 |x\rangle_2) / \sqrt{2}.$$

其中,下标1, 2分别代表分波器的两个输出。这证明了量子纠缠与量子干涉之间的密切关系。双光子的偏振纠缠态可被用来证明贝尔不等式的违背,即对爱因斯坦等人的局域性隐变量理论的否定。这被授予了2022年的诺贝尔物理学奖。

2.2.2 时间域纠缠与Franson干涉仪以及光路非平衡干涉仪

在HOM干涉仪中,两个光子在相互干涉的两个情况即图4(c)和(d)中走的路径是无法分开的,使得干涉现象与两边相位无关。更一般的情况是两个光子完全可以分开而走不同的路径。如果路径可以分开,我们可以得到更有趣的双光子干涉现象,即光路非平衡干涉现象,且干涉现象与相位有关。

如图6(a)所示,我们在HOM干涉仪前加两个非平衡的干涉仪

并进行延迟符合测量,即在光子符合探测中的一路加上电子延迟,使其与非平衡光路延迟匹配。用黑白颜色分别代表长短路径。这时探测到的符合计数也具有无法区分的两种可能:即蓝黑光子与红白光子透射或红黑光子与蓝白光子反射的情况。探测到的两个光子其中一个走长路径另一个走短路径。两种情况的相位分别由两个非平衡干涉仪决定。有意思的是,由于光路的非平衡,两个光子(或蓝或红)从来不在分波器上相遇,却能产生双光子干涉效应^[33]。实际上我们完全不需要分波器,这两个光子可以分别走两个非平衡干涉仪,如图6(b)所示,这就是Franson干涉仪^[34],它用来产生时间域纠缠态,即一对光子在两个不同时间的纠缠态:两个光子或同时走短路径(白)或同时走长路径(黑),两个探测器的同时符合测量无法区分这两种情况,因此产生双光子干涉。

实验上, Ou等人^[35]和Kwiat等人^[36]分别独立地在Franson干涉仪中观察到了两个光子的时间纠缠。脉冲时间元纠缠态是由Brendel等人^[37]实现的。双光子时间纠缠态的Franson干涉效应是一种非局域效应,即两个光子可以分别用两个独立的非平衡干涉仪进行空间分离并在局域进行分析。这类类似于偏振纠缠的双光子态,并可以用来演示贝尔不等式的违背^[34]。由于这个性质,它可以应用于量子密钥传输中^[38]。

光路非平衡干涉现象是双光子干涉独有的、有别于单光子干涉的现象,它不只受限于双光子

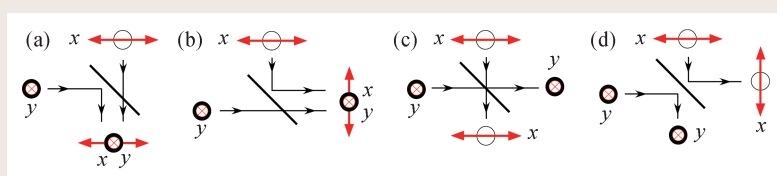


图5 分别从分波器两边入射的偏振垂直的两个光子输出的4种可能

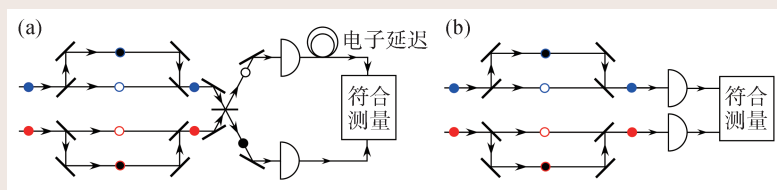


图6 相干光路不重合且非平衡的双光子干涉 (a) 具有时间延迟的符合测量; (b) 光路完全分开的Franson非平衡双光子干涉

态, 还适用于其他光场^[39]和不同的干涉场景^[40]。最近, Tang 等人^[41]利用相干光作为参考光, 通过与相位相关的 Hanbury Brown—Twiss 干涉现象, 实现了对热场的二阶复相干函数的测量。这些光路非平衡干涉现象可用于拓展干涉测量法的适用范围, 应用于高分辨率光学孔径成像和激光雷达中。

2.3 多光子干涉与量子信息应用

当进行多光子符合测量时, 双光子干涉可以推广到任意多个光子干涉的情况。例如三光子 HOM 干涉现象^[42, 43], 如图 7 所示, 这里只考虑上面输出端有一个光子、下面输出端有两个光子的情况。共有三种可能: 所有光子都透射的图 7(a) 和两边各有一个光子反射的(b)和(c)图。(a)图没有相位变化, 而(b), (c)图有 180° 的三光子总相位变化。如果 T, R 分别是分波器的透射率和反射率, 这三种情况的几率幅分别为 $T^{3/2}$, $-T^{1/2}R$, $-T^{1/2}R$ 。三光子完全相消干涉必须满足 $T^{3/2} - 2T^{1/2}R = 0$ 或 $T = 2R = 2/3$ 。四光子 HOM 干涉现象^[44]为分波器的每一个输入端都有两个光子, 并观测分波器的每一个输出也有两个光子的四光子符合计数。这

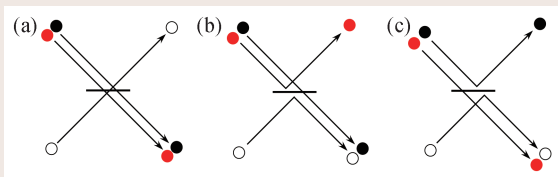


图 7 三光子 HOM 干涉现象中, 上面输出一个光子同时下面输出两个光子的三种可能情况

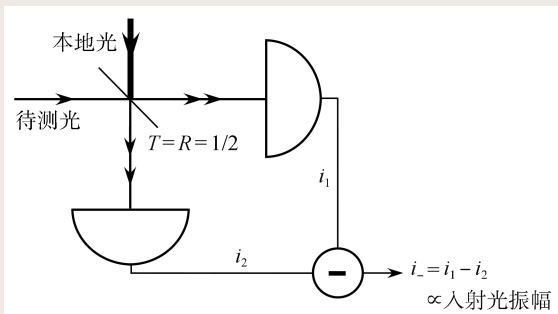


图 8 平衡零拍探测的干涉方法: 入射光与很强的本地光利用 50:50 分波器混合并对输出进行探测。两个探测器输出的光电流之差正比于入射光的振幅

种情况更为复杂, 共有 6 种情况, 其中两边各有一个光子反射的情况(对应 180° 相位变化)有 4 种, 读者可以自己用类似图 7 的方法进行分析。四光子完全相消干涉必须满足 $T^2 - 4TR + R^2 = 0$ 。

利用多光子干涉现象, 我们可以实现量子信息的传输和处理。比如, 通过双光子偏振纠缠态并利用 HOM 双光子干涉现象, 可以实现将一个光子的任意偏振态传给另一个光子, 这就是量子态的隐形传输, 由 Bennette 等人首先在 1991 年提出^[45]并由 Boumeester 等人在实验上首次实现^[46]。同样利用 HOM 干涉现象, 可以构造量子计算的逻辑门^[47], 从而实现以光子为量子比特的光量子计算^[23, 48]。

以上的量子干涉现象的测量方法是光子计数或光强的测量, 它是基于光电效应。因此, 这些现象都强调了光的粒子性。下面要介绍的量子噪声压缩现象是基于光的振幅测量, 它强调的是光的波动性。

3 干涉仪精度的标准量子极限及其量子提升

二战之后发展起来的量子电动力学发现真空具有量子涨落并有可观测的效应。20 世纪 70、80 年代发展的量子光学理论和实验技术开启了对真空量子噪声的研究。它用到一种叫零拍探测的干涉方法^[49]来测量光场的振幅, 即光的波动性。这种方法是将待测的入射光与很强的本地相干光混合再进行探测。平衡零拍探测用两个全同的探测器, 其电流之差正比于待测光场的振幅, 如图 8 所示。这种方法可以测量光场振幅的涨落, 也可以测量真空场的量子涨落和量子噪声的压缩^[50]。

这样, 真空量子噪声就不可忽略并且会对干涉仪的性能产生影响。Caves 在一篇开创性的重要论文^[51]中基于量子光学理论全面分析了作为探测引力波工具的迈克尔孙干涉仪的灵敏度。他首先发现, 干涉仪无注入的端口(图 9(a)中的虚线)的真空量子噪声限制了干涉仪精度的提高, 同时他又指出^[51], 利用刚刚在理论上发现的真空压缩量

子态,可以降低真空量子噪声的影响从而提高干涉仪的精度。这就突破了真空量子噪声设置的极限,即标准量子极限。他的设想后来在真空压缩态实验上实现之后得到了验证^[52],并在最近的引力波探测器中被用来提高灵敏度,从而发现更多的黑洞/中子星湮灭事件^[53]。在量子噪声压缩方面还有其他的量子态可以实现,主要

有孪生光束、双模压缩态、光强压缩态等。这样,在很长一段时间内,研究开发各种新颖的量子光源便成为量子光学技术的发展方向。然而,更一般的研究发现,量子噪声的压缩只是提高干涉仪灵敏度的一方面,我们还可以通过增加信号的方法实现灵敏度的提高。例如,可以用我们前面讲的多光子干涉的方法,采用一种特殊的 N 光子分波器把 N 光子态转换为光子数的纠缠态,即NOON态: $|N\rangle \rightarrow |\text{NOON}\rangle = (|N,0\rangle + |0,N\rangle)/\sqrt{2}$ 。用它形成的干涉仪具有 N 光子的德布罗意波长 λ/N ,对其输出进行的 N 光子符合计数测量结果为 $R_a = R_0(1 - \cos N\varphi)$ 。相位 φ 变化的信号为 $\Delta R_a = R_0 N \Delta\varphi$ 。这比常规干涉仪的信号大 N 倍。它的灵敏度是标准量子极限的 $\sqrt{N}$ 倍,达到相位测量灵敏度的海森伯极限。

这种提高信号的方法需要将干涉仪的硬件进行改变,即把传统的线性分波器(单光子)换成一种非常规的 N 光子分波器: $|N\rangle \rightarrow (|N,0\rangle + |0,N\rangle)/\sqrt{2}$ 。它将 N 个光子作为一个整体送到分波器的一端或另一端。但是这种分波器只在理论^[54]或量子模拟器^[55]中存在。实验上可以实现的非线性分波器是参量放大器,它组成的干涉仪是一种新型的非线性量子干涉仪。

4 SU(1,1)非线性量子干涉仪

参量放大过程是一种非线性过程。非线性介质与泵浦光相互作用就可以放大与之耦合的信号光,其输出的放大信号正比于输入信号。同时还

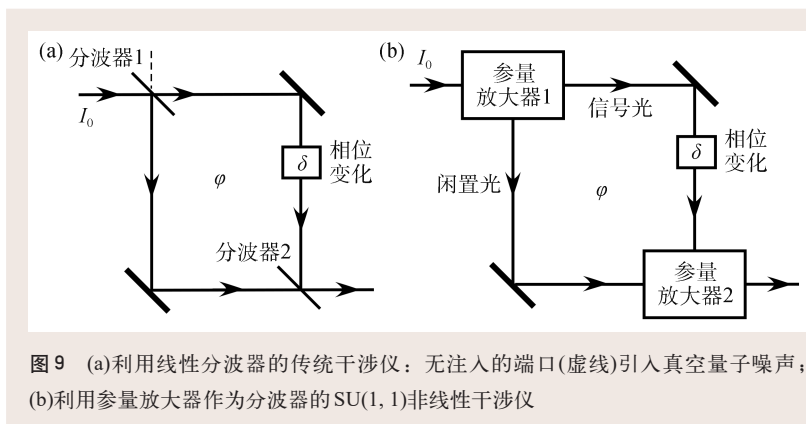


图9 (a)利用线性分波器的传统干涉仪:无注入的端口(虚线)引入真空量子噪声;
(b)利用参量放大器作为分波器的SU(1,1)非线性干涉仪

会产生另一个闲置光束,它一般情况下没有用而被闲置。但它的相位部分是输入光的复共轭,因此与输入信号光有相位关联。于是,这个过程是一个相干分波过程:入射的信号光被分为放大的信号光和另一个闲置光。我们可以用它取代传统线性干涉仪(图9(a))中的分波器作为分波与混波器件而组成一种新型的SU(1,1)非线性干涉仪^[56, 57],如图9(b)所示。

SU(1,1)非线性干涉仪与传统线性干涉仪相比有如下三个优点:

(1) 灵敏度的量子增强

由于参量放大器的放大功能,相位信息也被放大,但我们知道放大器也同时放大噪声。SU(1,1)干涉仪与传统放大器不同的地方在于它的信号光和闲置光具有量子纠缠特性。因此,SU(1,1)干涉仪还是量子纠缠干涉仪,信号光和闲置光的量子噪声是有关联的。干涉过程中当相消干涉发生时,量子噪声也相减从而降低输出的量子噪声^[58]。同时,参量放大过程还把相位信息放大了,信噪比因此也增加了。与传统干涉仪相比它的灵敏度具有量子增强^[59, 60]。增强的倍数取决于参量放大器的放大倍数,但受干涉仪内部损耗的限制^[57]。

(2) 对外界损耗的免疫

由于混波的器件也是参量放大器,因此SU(1,1)干涉仪的输出是被放大的热噪声而成为经典光场,它对外界损耗不敏感^[57, 61]。这里外界损耗是指干涉仪之外的损耗如探测器损耗、传播损耗等。实验证明,放大器的增益越强,它的量

子增强效应对损耗就越不敏感^[62]。

(3) 不同波的干涉

由于干涉仪的分波与合波器为非线性元件,因此它可以将不同的波耦合起来进行叠加从而实现不同波(如光波与声波)的干涉现象。最常见的非线性过程是不同频率的光波的混合,因此可以实现不同频率光波的干涉。利用这个原理 Zeilinger 小组首次实现了利用非探测光子进行的量子成像^[63]。这里被用来进行成像的光子与被探测的光子处于不同的频率。同样的方法也被用来进行远红外光谱的测量,这里被探测的光子处于可见光波段,而用来与分子作用进而提取光谱信息的探针光场处于远红外光波段^[64]。利用原子拉曼过程中光与原子的非线性相互作用就可以实现原子与光的混合干涉仪,其中干涉仪的输出同时对光的相位和原子的相位都敏感^[65]。调节磁场可以改变原子的相位,因此这个干涉仪可以测量磁场强度成为磁力计。由光压引起的光力作用系统可以将光子和声子耦合在一起,利用这一相互作用就可以组成声子与光子的混合干涉仪^[66]。

参量过程是很常见的非线性过程,利用它可以实现各种 $SU(1,1)$ 非线性干涉仪,应用于量子传感测量^[66]。除了上面所提到的非线性干涉仪,在原子系统中利用原子碰撞的相互作用还可以实现原子的 $SU(1,1)$ 非线性干涉仪^[67]。

5 振幅测量干涉仪

前面所讲的干涉仪都是基于光强测量,即使是双光子和多光子干涉也依赖于光子数的测量。对 $SU(1,1)$ 非线性干涉仪的光强测量也可以是振幅测量。光强测量给出干涉条纹而振幅测量则得到干涉仪的量子噪声性质。然而当对 $SU(1,1)$ 非线性干涉仪进行振幅测量时,我们偶然发现了一种非常规、违反直觉的干涉效应^[68]。我们知道,在传统干涉仪中,光程差必须匹配到相干长度之内。在对 $SU(1,1)$ 非线性干涉仪进行光强测量时,干涉现象确实只有在光程差匹配时才出现。但在进行振幅测量的时候,却发现干涉现象可以在光

程差不匹配时也出现。对这一意外观察到的现象进行深入研究和分析后,认识到其背后的物理是因为干涉现象的本质是振幅叠加而振幅测量可以实现光场振幅在电流中相加从而出现干涉。因此,这个现象不只限于 $SU(1,1)$ 非线性干涉仪,它在传统的线性干涉仪中也会出现,但不需要光程差的匹配^[69]。而且对于单光子的输入,即使干涉的两个路径完全可区分,光子干涉现象也还出现。这就似乎挑战了玻尔的互补原理。

更进一步的研究发现,其奥妙在于光强测量和振幅测量方法的不同。我们知道光波干涉的测量与其他波段如射频或微波波段的电磁波不同,因其频率极高,无法直接测量其电场振幅。光场的测量是通过光与物质相互作用实现的,在这个过程中(如光电效应)中,光子被吸收,探测器测量的物理量是光场强度。这样,光场的相位信息就丢失了。光场必须在测量前就进行叠加干涉,光强测量才能看到干涉现象。另一方面,振幅测量保持了光场的相位信息。光场通过振幅测量后的电流相加也可以实现干涉。即使光程差超越相干长度,我们也可以通过测量后的电子延迟补偿回来。

虽然前面讲的双光子干涉方法也可以实现光程非平衡的干涉,但是其物理原理与振幅测量干涉完全不一样。双光子符合测量用到光子计数测量方法,可以将狄拉克关于粒子自身干涉的论述拓展到双光子上。从另一个角度来看,如果说光子计数测量方法投影到光子的数态,侧重于光的粒子性。干涉现象基于粒子性的解释就需要用到狄拉克关于粒子自身干涉的论述和玻尔的互补原理。零拍测量则投影到光场的正交振幅分量上,侧重于光的波动性。干涉是波的根本属性,也就不需要狄拉克和玻尔的介入了。

这种新的光干涉物理机制,完全不同于以往通过光子的不可区分性得到量子干涉的方法,可以在超越光场相干长度的长距离弱光快速测距和定位等问题的研究中,提供新的技术解决方案和思路,这将对量子测量和量子传感等方面具有重要意义。

6 小结与展望

古老的光学干涉现象在新的量子时代又焕发了青春。对它的深入研究将帮助我们进一步理解量子干涉的本质,了解量子物理中的量子纠缠现象,并应用于量子通讯、量子计算和信息处理等方面。光量子压缩态的引入能减少量子噪声,使光学干涉仪的精度提高。干涉仪硬件的更新则构造出具有量子纠缠特性的新型干涉仪,实现不同类型的波的干涉。将量子测量方法引入到干涉观察还可以拓展光学干涉现象,使人们能够看到用传统方法无法实现的干涉现象。

因此,量子技术在光学干涉中的充分应用为我们带来了更丰富的物理现象,并在第二次量子革命中起到了至关重要的作用。未来的发展主要集中在如何将这些丰富的量子干涉现象应用到实际中。这将在如下几个方面展开,(1)首先是研

发新型的量子态以拓展量子噪声压缩技术,并将其与广泛使用的光学干涉传感技术相结合,开发出实用的具有更高灵敏度的量子传感技术。这其中的一大挑战是如何克服光学损耗对量子效应的限制。最新研发的基于参量放大器的SU(1,1)量子干涉仪提供了解决方法之一。它有可能被应用于量子芯片上,以克服芯片上下耦合所带来的不可避免的损耗。(2)参量放大器只是光学系统中多种非线性相互作用中的一种,充分利用这些非线性作用进行干涉仪硬件的更新可以构造不同类型的新型干涉仪。(3)对于光学非平衡干涉仪的研究可以为传统的光学干涉技术开辟一个新的领域,其中将纠缠单光子引入测量过程后^[70, 71],有望发展出新型的量子望远镜技术,在光学波段上实现类似于射电望远镜中的超长基线阵列,以显著提高光波段天文观测的分辨率。同样的技术可用于地面上的激光测距与雷达等,具有广泛的应用前景。

参考文献

- [1] Young Th. Phil. Trans., 1802, 92: 12; Phil. Trans., 1802, 92: 387
- [2] Newton I. Optics, 1672; Great Books of the Western World, Encyclopaedia Britannica, 1952, 34: 516
- [3] Huygens C. Traite de la Lumiere. Leyden, 1678; Treatise on Light. New York: Dover, 1912
- [4] Maxwell J C. A Treatise on Electricity and Magnetism. Oxford, 1873
- [5] Michelson A A. Phil. Mag., 1890, 30: 1
- [6] Einstein A. Ann. der Phys., 1905, 322: 891
- [7] Einstein A. Sitzungber K. Preuss. Akad. Wiss., 1916, 1: 688
- [8] Abbott B P *et al.* Phys. Rev. Lett., 2016, 116: 061102
- [9] Einstein A. Ann. der Phys., 1905, 322: 132
- [10] Taylor G L. Pro. Camb. Phil. Soc., 1909, 15: 114
- [11] Dirac P A M. The Principles of Quantum Mechanics. Oxford: Clarendon, 1930
- [12] Bohr N. Albert Einstein: Philosopher-Scientist 200-241 (Schilpp P A ed). Evanston: Library of Living Philosophers, 1949
- [13] Scully M O, Englert B G, Walther H. Nature, 1991, 351: 112
- [14] Magyar G, Mandel L. Nature, 1963, 198: 255
- [15] Pflieger R L, Mandel L. Phys. Rev., 1967, 159: 1084
- [16] Hanbury-Brown R, Twiss R W. Nature, 1956, 177: 27
- [17] Mandel L. Phys. Rev. A, 1983, 28: 929
- [18] Ou Z Y. Phys. Rev. A, 1988, 37: 1607
- [19] Richter G. Abh. Acad. Wiss. DDR, 1977, 7N: 245
- [20] Ghosh R, Mandel L. Phys. Rev. Lett., 1987, 59: 1903
- [21] Mandel L. Rev. Mod. Phys., 1999, 71: S274
- [22] Hong C K, Ou Z Y, Mandel L. Phys. Rev. Lett., 1987, 59: 2044
- [23] Knill E, Laflamme R, Milburn G J. Nature, 2001, 409: 46
- [24] Zeilinger A. Rev. Mod. Phys., 1999, 71: S288
- [25] Wang L J, Rhee J K. In: Quantum Electronics and Laser Science Conference, OSA Technical Digest (Optical Society of America, Washington DC), 1999. p. 143
- [26] de Riedmatten H, Marcikic I, Tittel W *et al.* Phys. Rev., 2003, A 67: 022301
- [27] Santori C, Fattal D, Vuckovic J *et al.* Nature, 2002, 419: 594
- [28] Beugnon J, Jones M P A, Dingjan J *et al.* Nature, 2006, 440: 779
- [29] Maunz P, Mochring D L, Olmschenk S *et al.* Nat. Phys., 2007, 3: 538
- [30] Ou Z Y, Hong C K, Mandel L. Opt. Comm., 1987, 63: 118
- [31] Ou Z Y, Mandel L. Phys. Rev. Lett., 1988, 61: 50
- [32] Shih Y H, Alley C O. Phys. Rev. Lett., 1988, 61: 2921
- [33] Pittman T B, Strekalov D V, Migdall A *et al.* Phys. Rev. Lett., 1996, 77: 1917
- [34] Franson J D. Phys. Rev. Lett., 1989, 62: 2205
- [35] Ou Z Y, Zou X Y, Wang L J *et al.* Phys. Rev. Lett., 1990, 65: 321
- [36] Kwiat P G, Vareka W A, Hong C K *et al.* Phys. Rev. A, 1990, 41: 2910
- [37] Brendel J, Mohler E, Martienssen W. Phys. Rev. Lett., 1991, 66: 1142
- [38] Ekert A K. Phys. Rev. Lett., 1991, 67: 661

- [39] Ihn Y S, Kim Y, Tamma V *et al.* Phys. Rev. Lett., 2017, 119: 263603
- [40] Ou Z Y, Li X. Phys. Rev. Res., 2022, 4: 023125
- [41] Tang X, Zhang Y, Guo X *et al.* Light: Sci. & Appl., 2025, 14: 46
- [42] Wang H, Kobayashi T. Phys. Rev. A, 2005, 71: 021802(R)
- [43] Sanaka K, Resch K J, Zeilinger A. Phys. Rev. Lett., 2006, 96: 083601
- [44] Liu B H, Sun F W, Gong Y X *et al.* Opt. Lett., 2007, 32: 1320
- [45] Bennett C H, Brassard G, Crepeau C *et al.* Phys. Rev. Lett., 1993, 70: 1895
- [46] Bouwmeester D, Pan J W, Mattle K *et al.* Nature, 1997, 390: 575
- [47] Ralph T C, White A G, Munro W J *et al.* Phys. Rev. A, 2002, 65: 012314
- [48] O'Brien L J. Science, 2007, 318: 1467
- [49] Yuen H P, Chan V W S. Opt. Lett., 1983, 8: 177
- [50] Slusher R E, Hollberg L W, Yurke B *et al.* Phys. Rev. Lett., 1985, 55: 2409
- [51] Caves C M. Phys. Rev. D, 1981, 23: 1693
- [52] Xiao M, Wu L A, Kimble H J. Phys. Rev. Lett., 1987, 575: 2409
- [53] Tse M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2019, 123: 231107
- [54] Ou Z Y. Phys. Rev. A, 1997, 55: 2598
- [55] Leibfried D *et al.* Phys. Rev. Lett., 2002, 89: 247901
- [56] Yurke B, McCall S L, Klauder J R. Phys. Rev. A, 1986, 33: 4033
- [57] Ou Z Y. Phys. Rev. A, 2012, 85: 023815
- [58] Kong J, Hudelist F, Ou Z Y *et al.* Phys. Rev. Lett., 2013, 111: 033608
- [59] Hudelist F, Kong J, Liu C *et al.* Nat. Comm., 2014, 5: 3049
- [60] Du W, Jia J, Chen J F *et al.* Opt. Lett., 2018, 43: 1051
- [61] Manceau M, Leuchs G, Khalili F *et al.* Phys. Rev. Lett., 2017, 119: 223604
- [62] Li J *et al.* Opt. Expr., 2019, 27: 30552
- [63] Lemos G B *et al.* Nature, 2014, 512: 409
- [64] Kalashnikov D A, Paterova A V, Kulik S P *et al.* Nat. Photon., 2015, 10: 98
- [65] Chen B *et al.* Phys. Rev. Lett., 2015, 115: 043602
- [66] Ou Z Y, Li X. APL Photonics, 2020, 5: 080902
- [67] Linnemann D *et al.* Phys. Rev. Lett., 2016, 117: 013001
- [68] Huo N *et al.* Phys. Rev. X Quantum, 2022, 3: 020313
- [69] Zhang Y *et al.* Phys. Rev. Research, 2025, 7: 013255
- [70] Gottesman D, Jennewein T, Croke S. Phys. Rev. Lett., 2012, 109: 070503
- [71] Brown M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2023, 131: 210801

读者和编者

订阅《物理》得好礼

——超值回馈《岁月有情》
——<物理>50周年纪念本

为答谢广大读者长期以来的关爱和支持，《物理》编辑

户名：中国科学院物理研究所
帐号：11 250 1010 4000 5699
(请注明《物理》编辑部)
咨询电话：010-82649029；82649277
Email: physics@iphy.ac.cn

部特推出优惠订阅活动：凡直接向编辑部连续订阅2年《物理》杂志，将获赠《岁月有情——<物理>50周年纪念本》。内有自1972年至2022年《物理》发表的50篇精选文章信息，扫描对应的二维码，可重温经典之作，感悟物理科学的真谛，领略学科大家的风采。

希望读者们爱上《物理》！

订阅方式(编辑部直接订阅优惠价180元/年)

(1) 邮局汇款

收款人地址：北京市中关村南三街8号
中国科学院物理研究所，100190

收款人姓名：《物理》编辑部

(2) 银行汇款

开户行：农行北京科院南路支行

