

量子物理的基础及其光学实验

张开银 王树春 赵丽娟 黄 晖 张光寅 许京军
(南开大学物理科学学院光子学中心,天津,300071)

摘要: 主要针对长期争论的量子力学的基本概念问题,即量子纠缠态,从实验方面对其做了回顾。重点论述了近期光学实验在量子纠缠态方面的一系列新的进展,主要介绍了利用自发参量下转换产生两光子和三光子纠缠态的实验。

关键词: 双缝干涉 量子纠缠 EPR Bell 态

Optical experiments and the foundations of quantum physics

Zhang Kaiyin, Wang Shuchun, Zhao Lijuan, Huang Hui, Zhang Guangyin, Xu Jingjun
(Photonics Research Center, Institute of Physics, Nankai University, Tianjing, 300071)

Abstract: This paper gives a review of experiments related to the foundations of quantum physics, i. e. quantum entanglement. A series of late developments in the field of quantum entanglement, especially two-photon and three-photon entanglement experiments which are based on the process of spontaneous parametric down conversion, is introduced.

Key words: double slit interference quantum entanglement EPR Bell state

引 言

20 世纪物理科学的革命是建立了相对论和量子力学,从根本上改变了人们对时间、空间、物质以及运动的概念。可以说,没有量子力学,就没有当代物理学及与之密切联系的一系列当代技术。当人们意识到量子物理揭示了许多违背常规的概念和想法时,问题随之而来。如何理解量子力学的基本概念、基本图像和基本规律?它是不是一个完备的物理理论就一直存在着深刻和激烈的争论。R. P. Feynman 曾说过:“我确信,当今没有人能真正理解量子物理。”

起初,物理学者利用假想实验(gedanken experiments)来讨论一些量子物理的基本问题。

在相同 G 值下,与数值算法相对照,其结果是一致的。用势函数方法分析高斯光束在克尔介质中的传输,其物理图像清晰、简洁直观,具有一定价值。

参 考 文 献

- 1 Hercher M. J O S A, 1964; 54: 563
- 2 Chiao R Y, Garmire E, Townes C H. Phys Rev Lett, 1964; 13: 479
- 3 Zakharov V E, Shabat A B. Sov Phys JETP, 1972; 34: 62
- 4 Burak D, Nasalski W. Appl Opt, 1994; 33: 6393
- 5 唐永林, 李大义, 陈建国 *et al.* 物理学报, 1999; 48: 1248
- 6 Tang YL, Chen J G, Li D Y. Journal of Modern Optics, 1999; 46: 1177

作者简介:张科军,男,1973年10月出生。硕士研究生。现从事激光与光通信研究工作。

收稿日期:2000-01-21 收到修改稿日期:2000-03-02

尤其在玻尔和爱因斯坦关于原子物理认知问题的对话中,大量引用了假想的实验来表达他们的观点。

随着物理学和实验技术的发展,尤其是激光的出现,到 20 世纪末期,出现了大量有关量子物理原理的真实实验。1982 年,巴黎大学的 Aspect 等人用光学实验来检验 Bell 不等式和讨论 EPR 效应是这种进展的标志性开端。随后出现了大量的实验研究工作。这些实验工作不仅对早期的量子观点提供了强力支持,而且把人们对量子世界的认识提高到新的水平,从而开拓了量子力学许多新的应用。量子信息科学就是量子力学与信息科学相结合的产物。

1 双缝干涉

Feynman 说过:“有关双狭缝的实验是量子力学的核心,事实上它包含着唯一的秘密。”据推测,两个或多个状态的纠缠暗示那里还会有更多新奇现象发生。因此,双狭缝实验引起了人们的关注,在图 1 中显示了用中子做的双狭缝实验结果。观测到的中子分布有两个显著的特点。首先,观察到的干涉花样表明实际的条纹和理论上预期的条纹(实线)完全吻合。假定均匀照射,则中子在双狭缝处的状态可表达为:

$$| \psi \rangle = (| \text{通过狭缝 } a \rangle + | \text{通过狭缝 } b \rangle) / \sqrt{2} \quad (1)$$

当两个几率振幅叠加时,干涉条纹发生。到达一个给定观察点 \vec{r} 的粒子可能是通过狭缝 1,或者通过狭缝 2,各自的几率振幅分别是 $a(\vec{r})$ 和 $b(\vec{r})$,那么,在 \vec{r} 点找到粒子的几率密度为:

$$p(\vec{r}) = | a(\vec{r}) + b(\vec{r}) |^2 \quad (2)$$

这张图表明干涉花样是一个波动现象。

我们注意到还有一个特点,观察到的最大的粒子密度是每秒 1 个中子。这就是说,当 1 个中子被记录,下一个将被记录的中子仍束缚在核反应堆里等待的铀核衰变来释放它。因此,干涉条纹的形成是由一个接一个的中子收集得到的,它表明了粒子性。那么一个重要的问题产生了:从粒子源到探测器的途中,粒子将穿过哪个狭缝?按照量子物理标准,只有当实验中每个粒子所走的路径实际上可以决定时,回答此类问题才有意义。换句话说,方程(1)中振幅的叠加是正确的必要条件为:即使在原则上也无法知道粒子所走的路径。意识到这一点意味着一个观察者不能够真实地记录下发生的事情。如果路径信息基本上能从实验中得到,或者即使它分布在环境里面由于技术原因不能被记录到,则干涉条纹不会形成。没有任何路径信息是产生干涉的必要条件。

为了强调这一点,让我们现在考虑 1 个假想的实验:在实验中当 1 个中子穿过双狭缝时,另一个探测粒子被它散射。则两个粒子所处的状态可表示为:

$$| \psi \rangle = (| \text{通过狭缝 } a \rangle_1 | \text{在 } a \text{ 处被散射 } \rangle_2 + | \text{通过狭缝 } b \rangle_1 | \text{在 } b \text{ 处被散射 } \rangle_2) / \sqrt{2} \quad (3)$$

下标 1 和 2 分别指中子和探测粒子。状态(3)是一个纠缠态,如果粒子 2 的两个态是正交的,那么粒子 1 的干涉不会发生。然而,如果粒子 2 的观测即使原则上不会揭示粒子 1 的任何路径信息,那么粒子 1 将产生干涉。显而易见,在两个极端的条件之间有许多连续的过渡情况。

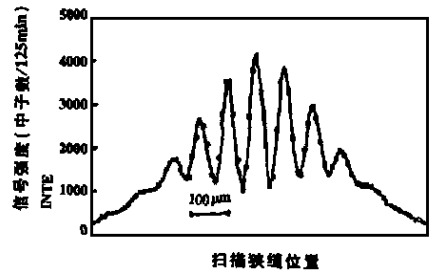


图 1 中子双狭缝实验结果
·—实验数据 实线为量子力学第一定律的理论值

因此,可以观察到1个粒子的波动性(干涉条纹)或者粒子性(粒子通过仪器的路径),这主要依赖于我们所选取的实验。然而,人们可能在头脑中有一个幼稚的图像,认为通过仪器的波可以被定量地观测到。这种图像是不可能,这一点将在以下的处于纠缠态的光子对(每个光子携带着另一个光子的信息)的实验中得到显著的说明。

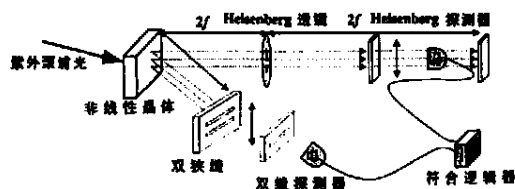


图2 双光子和双狭缝实验装置

对光子1可被放在Heisenberg透镜(其作用相当于射线显微镜中的透镜)后任意距离的探测器探测到。如果探测器被放在透镜的焦平面,那么,有关光子的记录提供它进入透镜前的动量信息。因此,由于严格的动量相关性,入射到双狭缝上的配对光子的动量也完全确定。一个动量本征态不能携带任何路径信息,所以,当在透镜的焦平面上记录光子1时,在双缝后将得到光子2的干涉条纹。在焦平面上记录光子是非常必要的,因为如果没有记录,总可以(至少在原则上可以)重建光子1在透镜前的状态。最明显的是,可以确切得知光子2通过的狭缝。如果把光子1的探测器放在透镜的像平面上(像平面是其物距为从晶体到透镜和双狭缝的距离之和的平面),那么一种一一对应的联系存在于双狭缝所在平面的点和相平面的点之间。光子2通过哪个狭缝,可通过观察在像平面上的光子1简单的决定。仅仅当光子1在焦平面上被记录后,任何可从光子1得到路径的可能性才都被不能恢复地破坏了。

在实验中,发现当没有记录光子1时,双缝后的光子分布只是非相干的通过每个狭缝几率之和,没有干涉产生。这再一次表明一个事实,即路径信息仍存在,并且可以很容易地通过光子1的探测器放在像平面上得到。

同理,当在双缝后记录光子2时,它所携带的路径信息也被破坏,对称的在透镜焦平面上得到光子1的1个Fraunhofer双狭缝干涉花样(见图3,图中给出了探测器计数与探测器横向位置的实验曲线。注意,实验给出的信号强度比较低,意味着干涉花样是通过一个一个的光子收集记录下来的),尽管光子1从没有通过一个双狭缝。如果仔细地分析一下在双缝后记录光子暗示着什么,这个实验将会很直观地被理解。它意味着入射到双狭缝的状态收缩成1个波包,它有适量的动量分布且在两个狭缝处有峰值。通过在光源处强的动量纠缠,另一个波包也有一个相当的动量分布,按照Klyshko的观点,实际上,它是第1个波包的时间反演。因此,光子1被认为是从双缝向后传播,并且被泵浦光的波前反射到透镜上,从而实现标准Fraunhofer观察条件。

2 量子并协性

在实验中,粒子的路径和干涉条纹相互排斥,在量子物理中这是一个并协性观念的普通例子。人们经常说,并协性是由于在观察中不可避免的干扰造成的。其实这种观点太偏狭了,因

1998年,Doffer等人采用了自发参量下转换(SPDC)过程来产生纠缠光子对(见图2):1束紫外光进入非线性晶体后产生光子对,它们的总动量是恒定的。在第一类参量下转换中,两个光子具有相同的偏振态。在这个实验中,光子2通过一个双狭缝,而其配

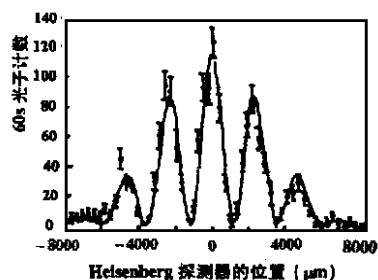


图3 Heisenberg探测器在焦平面上得到的光子1的双缝干涉花样

为在上一个实验中,若我们对光子 1 不进行任何测量的话,光子 2 仍不能形成任何干涉条纹,这并不是由于观察受到了干扰的缘故。

只要没有对两个粒子量子系统进行任何观察,对系统状态的描述就应包含所有可能的实验结果。量子态恰恰是对将来观测的最大预测集合的体现。使用复数几率振幅表示的量子态,表达了对状态的认识,将列出各种可能实验结果的概率取而代之。如果接受量子态仅仅代表我们所知的信息,那么,这种当观测时自发的状态改变,即所谓的波包收缩仅仅是观察时信息将会变化这样一个事实的自然结果。因此,不得不改变我们的信息表达,即量子态。从这个观点来看,其所谓的测量问题不是一个问题,而是和经典物理相比,信息在量子物理中起着更基本的作用结果罢了。

量子并协性是这样一个简单的事实:为了测量两个并协性的特性,不得不用两个相互排斥的仪器。在我们的实验中,光子 2 的干涉条纹和路径信息是相互排斥的(并协的),因为,不可能把光子 1 的探测器 D_1 同时放在透镜的焦平面上和像平面上,然而,整个量子态却包括两个可能实验结果。

最后得出两个结论:(1)连续并协的概念是完全可能的,在实验中,可以把光子 1 的探测器放在焦平面和像平面之间。因此,我们将揭示部分路径信息和发现可见度降低的干涉条纹。(2)对于光子 2 选择路径信息还是干涉条纹,可被延迟到光子 2 被发现后的任意时间。在这个被讨论的实验中,选择探测器 D_1 的放置位置可以被延迟到光子 2 已经在双狭缝后被发现。

在记录光子后才决定观察粒子的粒子性或波动性的可能性警告我们:在考虑一个量子现象时,我们脑子里不能有任何实验的图像。任何细致的图像(在一个特定的观察中将发生什么)不得不考虑这个量子系统的所有实验仪器。即只有当所有关于并协性的变量信息已被不可恢复地擦除时,它才有意义。

3 Bell 不等式的光学实验验证

1935 年,爱因斯坦在 *Phys. Rev.* 上发表了一篇文章(后来被称为著名的 EPR 佯谬),对量子力学的基本原理和概念的诠释提出了尖锐的批评。玻尔随即在同一刊物上以同样的标题发表了一篇文章,进行了答辩。从那时起,争论就一直不休。

在长期的争论中, J. Bell 作出了突出的贡献。他在若干定域隐变量假定(基于 EPR 观点而发展起来的理论)的基础上,导出了著名的 Bell 不等式。把思辨性的争论定量化和具体化,从而可根据实验结果来判明哪一种理论是正确的。它有不同的存在形式, Gauser, Horne, Shimony 和 Holt 所给的公式为: $|E(\theta_1, \theta_2) - E(\theta_1, \theta_3)| + |E(\theta_1, \theta_2) + E(\theta_1, \theta_3)| \leq 2$ (4)

式中, $E(\theta_1, \theta_2) = [C_{++}(\theta_1, \theta_2) + C_{--}(\theta_1, \theta_2) - C_{+-}(\theta_1, \theta_2) - C_{-+}(\theta_1, \theta_2)]/N$ (5)

这里假设每个光子被 1 个两通道的偏振器测量其线偏振方向,它输出的结果为 + 或 -, $C_{++}(\theta_1, \theta_2)$ 是同时测的沿 θ_1 的光子 1 的偏振片的输出结果为 + 和沿 θ_2 的光子 2 的偏振片的输出结果为 - 的计数。最大破坏发生在 $\theta_1 = 0$, $\theta_2 = 22.5^\circ$, $\theta_3 = 45^\circ$, $\theta_4 = 67.5^\circ$, 不等式右边的值为 $2\sqrt{2}$ 。因此, Bell 发现定域现实性的假设和量子物理本身是相矛盾的,并且需要实验来证实哪一种对世界的认识是正确的。

在爱因斯坦和玻尔所处的时代,没有发现能够决定是量子物理还是定域现实性正确的实验证据。在一个较早的实验中, Wu 和 Shaknov 已经证明了空间分离纠缠态的存在,但是不能提供非正交测量方面的数据。在光子的偏振纠缠态通过原子级联实现后, Bell 不等式得到了

验证。最早完成 Bell 不等式验证的实验是 1972 年 Freedman 和 Clauser 利用原子级联效应产生偏振纠缠的光子完成的。到目前为止,所有的这类实验都和量子力学相符,从而违背 Bell 不等式。

最近 10 年,实验进展有了两个新的特征:(1)实现了关于对动量和位置,时间和能量的有关违背 Bell 不等式的测量,它们都是外部变量,不同于自旋等内部变量。这些观察扩展了 Bell 理论的应用范围和角度;(2)一种基于自发参量下转换的新光源被应用。Alley 和 Shih(1986 年)最早把这种光源应用于 Bell 不等式的实验。在这个实验中,1 束很强激光束作为泵浦光入射到非线性晶体后,非常小的一部分光子衰变成两个光子。光子的传播方向和偏振由媒质内的散射面决定。在足够大的晶体中,所谓的位相匹配条件为动量和能量守恒。即产生的光子的动量和能量之和等于泵浦光的动量和能量。因此,两个光子的动量和能量纠缠在一起形成好的纠缠态。在第一类下转换中,这两个光子具有相同的偏振方向,而第二类下转换中,则有



图 4 类参量下转换产生的由偏振纠缠光子组成的定向光束

不同的偏振方向。Kwiat 等人的实验采用第二类下转换条件(见图 4 和图 5)^[1]。图 4 中,1 个入射泵浦光子能自发地衰减成两个动量和能量纠缠的光子对,其中的每个光子沿各自的锥体方向传播,并且它们是偏振正交的。沿着锥体重叠的方向,我们能得到偏振纠缠

的光子对。图 5 给出了用不同滤波片得到的 3 张照片重叠在一起的结果。从粒子源释放出的光子处于动量和能量的纠缠态,每个光子都有不同的动量和频率,每个频率为每个光子形成 1 个锥体。整个的量子态是不同光子对的叠加)。两个光子具有正交的偏振方向,处于偏振纠缠状态。



图 5 类参量下转换的一个典型代表

在 Weihs 的实验中^[2],光子通过玻璃纤维传输,且两个光子偏振关系的测量相距 400m,这个实验的最大特点是光子的偏振可以被旋转,是否要旋转偏振方向由一个随机数发生器决定。其时间尺度比光子的飞行时间要短。图 6 显示了实验装置,图中两个纠缠的光子各自耦合进入光纤,分别送到相距 400m 的观察者 Alice 和 Bob 的观测站。在每个观测站,1 个独立的、快速的随机数字发生器决定待测

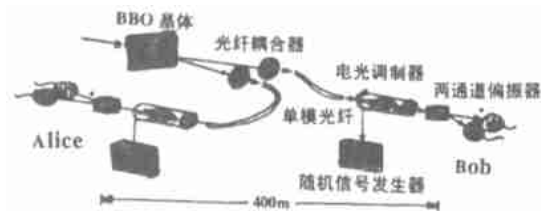


图 6 用两个独立的观察者做长距离的 Bell 不等式的实验

偏振方向。最后,所有事件被双方独立地记录下来,并且在实验完成后很久,才去鉴定双方的一致性。由于技术进步,在非常短的时间内可观察到违背 Bell 不等式的数据,且标准偏差很大。在这个实验里,测量时间的数量级为 1min,而标准偏差达到了 100。在 Tittel 做的一个相关的实验里,纠缠态在相距

10km 以外仍存在。1997 年,Bouwmeester^[3]等人利用飞秒脉冲技术获得了 Bell 态测量的至关重要的关联态。

由于半导体材料易加工和集成,目前,人们很看好半导体量子点系统作为基本的固态的量

子逻辑单元。Chen Gang 等人在 2000 年的美国《科学》杂志上报了他们在 GaAs 单量子点上利用光学诱导产生了激子纠缠态^[4]。

两粒子间的纠缠态在实验上是比较容易实现的,但是要制备 3 个或多个粒子间的纠缠态仍然是人们所面对的一个挑战。目前,实验上获得三粒子 GHZ 纠缠态的研究并不很多。1998 年,奥地利的 Bouwmeester 等人^[5]利用同一个激光超短脉冲在 BBO 晶体中通过自发参量下转换 (SPDC) 产生两对偏振纠缠的光子对,通过如图 7 所示的实验装置得到了 3 光子的纠缠态,也就是 GHZ 态:

$$= (|H_1\rangle|H_2\rangle|V_3\rangle + |V_1\rangle|V_2\rangle|H_3\rangle) / \sqrt{2} \quad (6)$$

尽管从两粒子到三粒子的纠缠态的进展看起来是很普通的一步,但是其影响是深远的。首先, GHZ 纠缠态提供了检测量子力学和定域现实性的 1 种全新的方法。其次,三粒子间的纠缠态可直接应用于三个人之间的量子密码术。最后,产生三粒子纠缠态的方法可以扩展到多粒子纠缠态的产生,而这正是许多量子通信和量子计算协议的基础。

展望将来的实验,一方面人们需要提高成对光子的收集效率,另一方面,由于人们仍认为两个随机数产生器受到以前的关联事件的影响,今后的实验应该使两个实验者按他们的意愿选择独立的测量方向。这样,就要求实验有相距几个光秒的距离,因此,可以在外部空间完成。此外,将来的研究方向也必定瞄向多系统、较大的或者重质量的系统的量子纠缠态。

4 结束语

无论如何,人们将会激动地看到越来越多关于大的物体的量子实验被实现。另外,将来可能会逐渐实现更复杂的纠缠态,或者纠缠的粒子数增多,或者纠缠粒子的自由度增大。所有这些将推动量子物理进入宏观物理世界,并且进一步阐明 Bohr 的观点——在很大范围内,经典和量子之间的界限由实验工作者的目的决定,即我们讨论的哪一部分用经典物理描述,哪一部分用量子系统描述主要由特殊的实验装置来决定。

我们相信,对量子物理解释上的新进展和新洞察力将使人们重新认识自己在宇宙中的作用,并且随着人们对物质世界认识的不断提高,量子通信、量子计算和量子密码术等将越来越走近人们的现实生活。

参 考 文 献

- 1 Kwiat P, Weinfurter H, Herzog T *et al.* Phys Rev Lett, 1995; 74: 4763
- 2 Weihs G, Jenewein T, Simon C *et al.* Phys Rev Lett, 1998; 81: 5039
- 3 Bouwmeester D, Pan J W, Mattle K *et al.* Nature, 1997; 390: 575
- 4 Chen G, Bonadeo N H, Stell D G *et al.* Science, 2000; 289: 1906
- 5 Bouwmeester D, Pan J W, Daniell M *et al.* Phys Rev Lett, 1999; 82: 1345

* * *

作者简介: 张开银, 男, 1973 年 12 月出生。博士研究生。主要从事超快非线性光学研究。

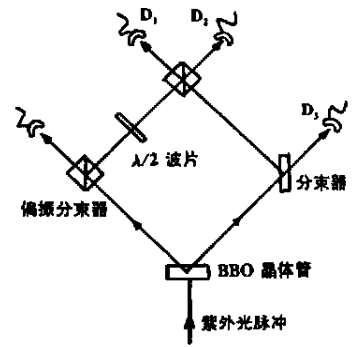


图 7 演示空间分离 3 光子 GHZ 纠缠态的实验装置

收稿日期: 2000-10-16 收到修改稿日期: 2000-12-04