

无相互作用的量子测量

董志川 朱政

量子通讯、量子计算技术发展的风起云涌,对于量子器件(能够产生量子效应的物理实体)发展的要求越来越迫切,下面就介绍一下产生量子效应的很重要的一种手段“无相互作用的测量”。

一位好侦探懂得这样的道理:很多事情能从侧面被了解,即通过排除什么是不可能发生的。在量子力学中,这样一个理念已经出现。在特定的环境,一个测量可以提供关于什么可能发生的信息,但并不要求它实际上发生。具体例子是“无相互作用的测量”(IFM),这已被形容为“在黑暗中窥视量子”。

量子光学证明,利用波粒二象性。无相互作用的测量——即在没有光线或者其他任何东西作用到物体的情况下探测到物体是可行的。

在1993年,特拉维夫大学的伊莱策(Elitzur)和魏德曼(Vaidman)提出一个实验。这个实验里一个物体可以在某些时候被探测到而不吸收一个光子。他们通过把物体想作一个即使只吸收一个光子也会爆炸的炸弹,从而使他们的构想更加具有戏剧性。

发生后,有关部门将地震的位置、震级和类型输入电脑,即可分析出它是否会造成海啸、海水波动程度及其传播方向,然后就可尽快向可能受影响的地区发出预警,通知居民撤离。另外,在易受海啸侵袭的沿岸地区可提前构筑能阻挡海浪的防护设施,以减少损失。

在海啸研究领域具有领先地位的美国俄勒冈州立大学科学家指出,如果东南亚和南亚受灾国家有较好的灾难预警机制,生命和财产损失可能会少得多。俄勒冈州立大学地球物理学家理查德·叶茨说,在美国有海啸风险的地区,一般都有完善的预警机制。美国国家海洋和大气管理局负责全国范围的预警警报,居住在海边的居民,最晚能在海啸来临之前15分钟接到地方当局的警报并向高处逃避,一些地方还设有专门的海啸逃生训练学校。1964年美国阿拉斯加和太平洋沿岸的一些州也发生过类似的地震和海啸,造成生命和财产损失,美国现行的预警机制就是在那之后建立的。

17卷6期(总102期)

一、原理

“无相互作用的测量”的方案是基于在图1中所示的马赫-曾德尔干涉仪。它包含两个分束器 B_1 和 B_2 和两块反射镜(M)。为了简单起见,假设上下两条光路长度调节到完全相等。首先考虑当干涉仪两臂中都不存在被探测物体的情况,如果第一个分束器的反射率 R_1 等于第二个分束器的透射率 T_2 ,进入干涉仪的光子将总是到达第一个探测器 D_1 而绝不会到达第二个探测器 D_2 。图1描述的实验就是单光子自身的干涉现象。在这种情况下,试验显示出光子总是到达接收器 D_1 ,而永远不会到达接收器 D_2 。可以

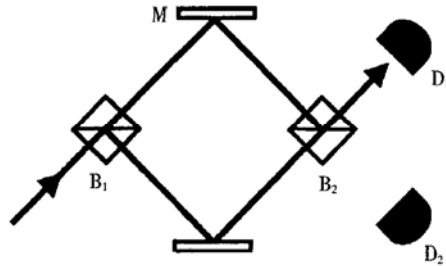


图1 马赫-曾德尔干涉仪的示意图

据美国全国广播公司报道,科学家麦盖尔在一个有关自然灾难的新闻发布会上称,西班牙加那利群岛中的帕尔玛岛上的康伯利维亚火山的西侧将在未来数千年的某一天发生坍塌,这将在大西洋上引发高度达100米的海啸,居住在美国和加拿大东海岸的数千万居民将被淹死。有半个小岛面积这么大的火山块已于1949年开始滑入海中。目前人们几乎没有对这座火山进行监测,这使得人们无法对它的下一次爆发时间进行预警。这样的巨型海啸将能够在一个小时内到达加那利群岛中的其他岛屿,在两个小时之内抵达北非海岸。在7~10小时之后,高达数十米的海浪将以喷气式飞机的速度席卷加勒比海和南北美洲的东海岸。

麦盖尔呼吁西班牙和美国政府出资支持对帕尔玛岛上的火山活动进行监控。火山最后一次爆发的时间是1971年。火山的下一次爆发将肯定带来灾难性的后果。

(广西桂林市西山南巷35号 541001)

解释为:单个光子在沿两条路径同时传播,并在两条路径的交叉点产生干涉,因此破坏了光子到达接收器 D_2 的可能性。这就是已知的量子干涉,干涉的原因是可能的光子态或路径的重叠。

接着,如图 2 所示,假设一个对光线非常“敏感”的物体被放置在干涉仪“下面”那条光臂中,可以想像成是一颗炸弹,哪怕一个光子射到它,也会被引爆的炸弹。这时候,进入干涉仪的一个光子也许会到达第一个探测器,就像没放置物体之前;但它还有两个选择,要么被物体吸收(触发炸弹),要么到达第二个探测器。这最后一种可能性就是一次“没有接触”的测量,这是因为如果炸弹没有放置在光臂中的话,光子只能到达第一个探测器 D_1 ,而绝不会触发第二个探测器的。在这个实验中,我们既获得了路径上存在炸弹的这个信息,又没有使光子照射在炸弹上致使它被引爆。

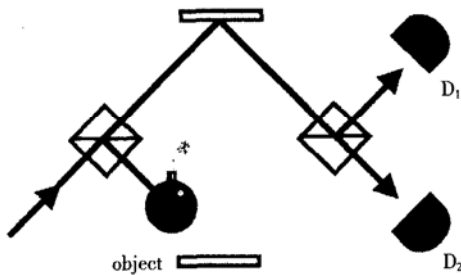


图 2 当干涉仪其中一个臂中放置物体的情况

又因为光子“到达第一个探测器”这种情况不能提供任何关于物体是否被放置的信息,所以另外二种可能性发生的概率就是评价这件仪器工作能力强弱的“风向标”。(是与这件装置能进行“无相互作用的测量”能力有关的参数)。我们于是可以定义“无相互作用的测量的效率”(即无相互作用的测量的概率与被吸收的概率的比值)为一个关于 R_1 的函数,则效率的上限是多少呢?

二、理论分析

为了上述的一切,光子在装置中各种不同位置的波函数将被考虑。因为光子被一个分束器反射的概率是光子反射波波函数的平方值,波函数的 \sqrt{R} 部分被一个分束器反射。相同的道理,波函数的 \sqrt{T} 部分能透射过分束器。

另外在反射波和入射波之间还有一个相干的 $\pi/2$ 的位相移动。让我们用 $|\alpha\rangle$ 表示当一个光子刚进入干涉仪的时候的波函数。光子在其他位置的波函

数如图 4 中所标,当经过第一个分束器时,光子的波函数分为

$$|b\rangle = e^{i\pi/2} \sqrt{T_1} |\alpha\rangle = i \sqrt{T_1} |\alpha\rangle \quad (1)$$

和

$$|c\rangle = \sqrt{R_1} |\alpha\rangle \quad (2)$$

因为每个波函数当从反射镜反射时都受到相同的位相改变,所以可以忽略。通过第二个分束器时,双臂干涉而产生的波函数为

$$|d\rangle = \sqrt{R_2} |b\rangle + i \sqrt{T_2} |c\rangle = i(\sqrt{T_1 R_2} + \sqrt{R_1 T_2}) |\alpha\rangle \quad (3)$$

和

$$|e\rangle = i \sqrt{T_2} |b\rangle + \sqrt{R_2} |c\rangle = (-\sqrt{T_1 T_2} + \sqrt{R_1 R_2}) |\alpha\rangle \quad (4)$$

因为 $T_2 = R_1$, 并且对于每个分束器而言存在 $R+T=1$, 所以 $T_1 = R_2$, 那么

$$-\sqrt{T_1 T_2} + \sqrt{R_1 R_2} = -\sqrt{T_1 R_1} + \sqrt{R_1 T_1} = 0, \quad (5)$$

即 $|e\rangle = 0$, 波函数为零表示光子不可能到达第二个探测器。于是光子将总是触发第一个探测器,因为这是唯一的可能,所以也可以认为 $|d\rangle$ 的振幅为 1。

在这种情况下,因为没有干涉发生,所以仅仅需要考虑光子经过每个分束器后沿指定的路径前进的概率。如果一个光子被第一个分束器反射,它将被吸收,所以被吸收的概率仅仅是 $P_{\text{abs}} = R_1$ 。如果光子在两个分束器上都被透射,可以被认为成功地产生了一次“无相互作用的测量”,所以这个概率 $P_{\text{IFM}} = T_1 T_2$ 。因此,产生“无相互作用的测量”的效率是

$$\eta = \frac{P_{\text{IFM}}}{P_{\text{abs}} + P_{\text{IFM}}} = \frac{T_1 T_2}{R_1 + T_1 T_2} \quad (6)$$

因为 $T_2 = R_1$ 并且 $R_1 + T_1 = 1$, 所以这个效率可以简化写成

$$\eta = \frac{T_1}{1 + T_1} = \frac{(1 - R_1)}{1 + (1 - R_1)} = \frac{1 - R_1}{2 - R_1} \quad (7)$$

可以看出,通过调节降低分束器的反射率,则这个效率能接近 1/2。即通过减小分束器的反射性,我们能在多达 50% 的时间内实现“无相互作用的探测”。如图 5 所示,理论上计算的效率与怀特等人的实验吻合得很好,除了当反射率变得非常小的时候。不幸的是:当这个效率达到理论上的最大值时候(即 $R_1 \approx 0$),则“无相互作用的测量”的概率 P_{IFM} 反而趋向于零,大量光子终结在第一个探测器上而给不出任何关于路径上是否存在物体的信息。

三、量子芝诺(Zeno)效应

我们看到使用魏德曼他们的 EV (Elitzur-Vaid-

现代物理知识

man)方案,只能在最多达到 50%的时间内实现“无相互作用的”探测到物体(不透明的)的存在,难道 50%是我们能取得的最佳结果吗?这是令人沮丧的。幸运的是另一个特殊的量子现象——量子芝诺效应,能帮助我们按我们自己的意志,任意地控制炸弹被引爆的几率。这个理论建立在“预测假说”基础上,指测量的行动对结果有影响。最早在 1977 年被布鲁塞尔大学的米斯拉(Misra)和德克萨斯大学的苏达申(Sudarshan)所提出,这个效应体现在用反复的量子测量来“抑制”量子系统的演化,使一个量子系统被限制在其初始状态。

具体考虑一组由 N 个起偏器构成的系统,每个起偏器能使如何光起偏 $90^\circ/N$ 的角度,因此,在经过 N 个起偏器后,一个最初水平偏振的光子将会变成垂直偏振。于是这个光子能最后通过一个水平检偏器被探测到的机会是零。

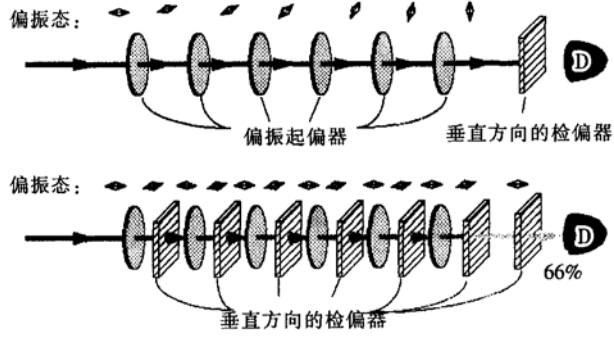


图 3

然而,如果我们在每个起偏器单元后面插入一个水平的检偏器,于是出射光的情况则大大不同。例如,我们考虑单元数为 6 个的情况,因此在每个单元起偏的角度是 15° 。在第一个检偏器,光子只有很小的概率被吸收—— $>6.7\% = \sin^2 15^\circ$ 。如果光子没有被吸收,根据投射假说,光子将必定变为水平偏振方向。相同的过程将在每一个单元上重复发生。对于 $N=6$ 的情况,光子能透过 6 个检偏器的概率是 $(\cos^2 15^\circ)^6$ 大概是 $2/3$ 。注意,如果没有设置这些检偏器,我们用这个探测器决不可能探测到光子。因此无论任何时候,只要这个探测器被激发,我们就知道有检偏器被插入了系统。我们用一个光子来演示这个实验,如果它能到达最后的探测器,当然意味着它没有被任何一个检偏器所吸收。并且当我们让单元的数目 N 变大(同时也必然减少偏振起偏的角度)时,则光子被吸收的概率消失了——光子变得总是能透

过。

为了示范这一种现象,我们并没有使用 6 个起偏器和 6 个检偏器,因为也没有必要。而是使用了一个起偏器和一个偏振分束器,但是通过一个回旋楼梯式的排列使光线 6 次通过这个组合(如图 4 所示)。我们发现,与上述的分析预测一致,当偏振分束器(它能使水平方向的偏振光透过,而反射垂直方向的偏振光)没有被放置的时候,D 探测器始终不被触发;而当偏振分束器被放置的时候,D 探测器在 $2/3$ 的时间里都被触发。

三、两种方案的组合

可以看到,使用 EV 的方案,我们只能在最多达到 50%的时间内实现“无相互作用的”探测到物体(不透明的)的存在,而量子芝诺技术已经显示我们能在大于 50%的时间里探测到一个偏振物体的存在。使用这两个方案的组合,便能达到理想的目的——在以任意小的几率吸收一个光子的情况下,探测一个不透明的物体存在。有许多方法能达到这个目的,我们在这只讨论和我们先前讨论相关的方案。

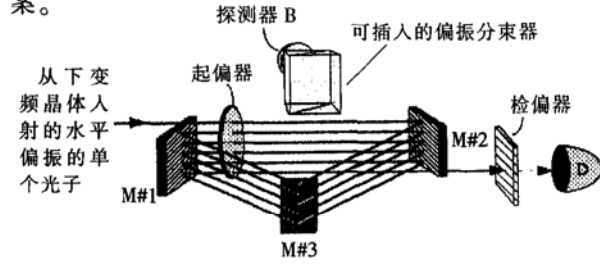


图 4

干涉仪的两臂被调整的光程相同,因此光在第一个偏振分束器被分成两束,又在第二个偏振分束器上复合。其结果是光子的状态又恢复原来的(没有

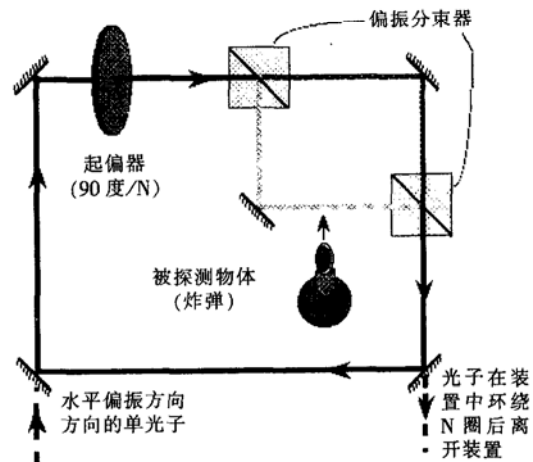


图 5

进入干涉仪之前,偏振方向旋转了 $90^\circ/N$ 状态。如果干涉仪的双臂没有被阻塞,这就是事实情况。但是如果改为在干涉仪下面的路径上放置一个物体,则态的演化将完全不同。再回顾一下 $N=6$ 的情形,在第一圈一个光子只有 6.7% 机会走下面那条路径(意味着被吸收),如果这种情况没有发生(即光子没有被吸收),则光子波函数塌缩为“进入了上面路径”——意味着光子再一次恢复到水平偏振状态。相同的事物在每个循环发生,直到在第 N 个的循环后光子离开系统。如果它能成功地“平安”渡过每个循环而不被吸收,则在测量光子偏振方向时,我们将发现它仍是水平的。

我们要记得当没有物体的时候,光子一定垂直地被极化。通过测量最后光子的偏振状态,我们能判断出,是否有物体在下面的那条路径上。而且通过大量的增加循环次数,使得成为光子被物体吸收可能性任意小。这是“无相互作用测量”的本质。

四、实际工作过程

当前的实际装置和工作过程如图 6 所示,一个 670nm 波段的激光二极管产生一个非常弱的脉冲(少于 1 个光子)。脉冲以初始为水平的偏振方向进入我们的系统之内被一个效率为 4% 的反射镜倍频,然后在装有效率为 88% 的反射镜的系统中被循

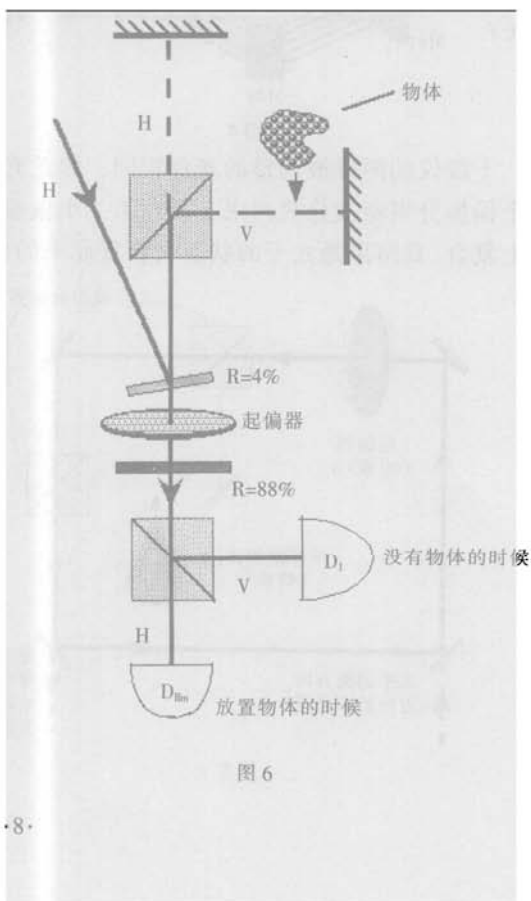


图 6

环,每次循环偏振方向旋转一个很小的角度(角度大小由一个半波片控制)。这种干涉仪其实是迈克尔逊干涉仪的变种,只是额外使用了偏振分束器(偏振分束器能使水平方向的偏振光透过,而反射垂直方向的偏振光)。

当物体不存在时,这种干涉仪对入射光的偏振态没有任何影响,只是简单地把它们分成垂直和水平的两个分支,并且准确地补偿它们的相位损失。因此在经历 N 次循环后,最初的水平偏振光将逐步被旋转成垂直偏振光。

另一种情况,当有一个物体阻塞了垂直-偏振的路径,则我们在上面描述偏振逐步旋转的情况将被抑制。对垂直的路径“观测”(阻塞)使得波函数“塌缩”,所以光子只能存在水平偏振的路径。在 N 次循环之后光子仍然保持水平的偏振方向。

最后,为了确定光子的偏振状态,我们必须把光子从系统提取出来。建立在现有基础之上的一个较先进的系统中,光子在经历 N 次循环后,能以类似通过“开关闸门”的方式被释放出来,目前的实验中,光子被允许任意地漏出。通过知道光子被输入的时刻,以及它在一个循环周期里所需要的时间,我们能自动地检查那些正好花了 N 圈时间的光子。

五、另一种提高效率的方案

考虑一组“干涉仪链”(或者叫“分束器链”), N 是分束器的数目,每个分束器的反射率 $R=\cos^2(\pi/2N)$ 。在这个例子中,一个光子最初从“干涉仪链”下面部分的路径入射,我们会发现其波函数逐渐“渗透”到上面部分。事实上,如上面所给的 R ,在光子经过 N 级干涉仪之后,波函数将完全是在上半部分的路径内。也就是,光子将会理所当然在穿过 N 级“干涉仪链”后经由“上面”出射。

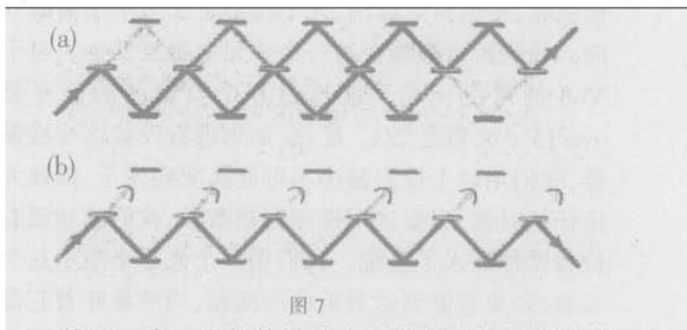


图 7

然而,当一个物体被放在干涉仪的上面部分的路径内的时候,这将抑制光子波函数的逐步“向上”的演化——它将“塌缩”在下面部分的路径中(如图

7(b)),对于N级数后的“干涉仪链”而言,光子现在将会有 $P=[\cos^2(\pi/2N)]^N$ 的可能性出现在下面部分的路径中,而当没有物体放置时,这种可能性是零。

六、相关的理论分析

因为 $R+T=1$,对于每个分束器而言其透射率是 $T=\sin^2(\pi/2N)$. 使用矢量表示波函数系统中在上面路径和下面路径的每个部分的各个状态。例如光子从上边的路径进入第一个分束器后的最初状态是 $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$,从下面路径进入干涉仪将获得状态 $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ 。对于一束从上面入射的光线的波函数来讲,一个分束器的作用就是反射波函数的 \sqrt{R} 部分到上面的路径并且透射波函数的 \sqrt{T} 部分到下面的路径,并且给这两个部分的波函数引入一个相关联的差别为 $\pi/2$ 的相位移。这个影响可以表示为:

$$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{分束器}} \begin{pmatrix} \sqrt{R} \\ i\sqrt{T} \end{pmatrix}$$

从下面路径入射进干涉仪的光线波函数所产生的结果则是彻底相反的:

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{分束器}} \begin{pmatrix} i\sqrt{T} \\ \sqrt{R} \end{pmatrix}$$

所以当波函数通过分束器时候,其态的演化可以一个矩阵算子表示:

$$U = \begin{pmatrix} \sqrt{R} & i\sqrt{T} \\ i\sqrt{T} & \sqrt{R} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\pi/2N) & i\sin(\pi/2N) \\ i\sin(\pi/2N) & \cos(\pi/2N) \end{pmatrix} \quad (8)$$

如前面所提到的,因为反射镜对上下两条路径上的波函数影响一样,所以它们引起的相位移可忽略不计。如果一个光子从下面的路径进入干涉仪(如图3所示),初态是 $|\text{in}\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$,且穿过N个分束器后的

末态是 $|\text{out}\rangle = U^N |\text{in}\rangle$ 。如果我们定义

$$R(\theta) = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & i\sin(\theta) \\ i\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \quad (9)$$

于是 $U=R(\pi/2N)$ 。这个矩阵 $R(\theta)$ 是一个旋转算子,旋转算子最重要的优点就是能像幂指数一样做乘法运算处理,如

$$R(\theta)R(\phi) = \begin{pmatrix} \cos(\theta+\phi) & i\sin(\theta+\phi) \\ i\sin(\theta+\phi) & \cos(\theta+\phi) \end{pmatrix} = R(\theta+\phi) \quad (10)$$

穿过N个分束器后的态的演化表示成:

$$U^N = R^N(\pi/2N) = \begin{pmatrix} 0 & i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad (11)$$

所以我们得到末态是

$$|\text{out}\rangle = \begin{pmatrix} 0 & i \\ i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i \\ 0 \end{pmatrix} \quad (12)$$

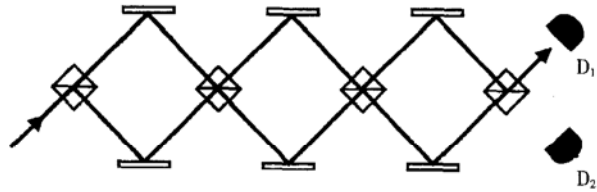


图8 $N=4$ 的仪器示意图

因此,如果一个光子从下面的路径进入干涉仪,在经过系统之后它将从上面的路径出射并且触发探测器(D_1)。

在这个方案中,因为产生一次“无相互作用的测量”是通过在所有分束器上发生反射来实现的,所以这个概率 $P_{\text{FM}}=[\cos^2(\pi/2N)]^N$ 。在第j个分束器后被吸收的概率遵守是到达它(即经过了(j-1)次被反射后)的概率再乘以一次透射的概率。所以被吸收的概率是

$$P_{\text{abs}} = T + R T + R^2 T + \dots + R^{N-2} T \\ = \sin^2\left(\frac{\pi}{2N}\right) \sum_{k=0}^{N-2} \left[\cos^2\left(\frac{\pi}{2N}\right)\right]^k \quad (13)$$

因此,这个效率是

$$\eta = \frac{\cos^{2N}\left(\frac{\pi}{2N}\right)}{\cos^{2N}\left(\frac{\pi}{2N}\right) + \sin^2\left(\frac{\pi}{2N}\right) \sum_{k=0}^{N-2} \cos^{2k}\left(\frac{\pi}{2N}\right)} \quad (14)$$

对于N很大的情况,产生“无相互作用的测量”的概率可以用 $\pi/2$ 的幂级数展开为:

$$P_{\text{FM}} = \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{2N}\right)^2 + \dots\right]^{2N} \quad (15)$$

如果我们保留括号内的头两项,并且写成二次展开式的形式,我们获得

$$P_{\text{FM}} \approx 1 - \pi^2/4N \quad (16)$$

当N增大时, P_{FM} 接近于1, P_{abs} 趋于消失,整个效率逼近1。这个方案不仅提供了比 E_V 方案高的效率 η ,而且它没有这样的弊端—当成功率 η 变得很大的时候,“无相互作用的测量”的概率 P_{FM} 反而变小。

“无相互作用测量是一个非常吸引人的量子现象,因为它违背我们的日常经验。“无相互作用的测量”一个潜在的应用是对“光敏”物质的成像,例如对生物活细胞的拍照。能充分减少辐射对活性细胞的损伤,这是传统的光学手段不可能完成的。

经典干涉与量子干涉

邹明

若将1609年伽利略使用望远镜观察月球作为以观察和实验为基础的现代物理学的起点,近400年来,科学技术获得了巨大的发展,经典物理学对宏观世界给出了几乎完美的描述,同时,由于科学技术的发展和人类认识水平的不断提高,经典物理的知识体系已远远不能满足人们认识世界的需要,随人们认识世界、改造世界的经验积累,20世纪物理学取得了两个划时代的发展——创立了相对论和量子力学,并使之分别成为认识高速、微观领域的利器。

量子论创立100年来,量子力学在固体特性和光辐射方面的应用已导致半导体和激光的产生。现在量子论和信息论的结合形成了量子信息论,提出了令人耳目一新的概念、原理和方法。近几年,对量子信息和量子计算,在理论和实验上都取得了重要进展,提出了基于量子干涉的高速计算机模型和量子算法,使信息科学似乎看到了光明的前景,而量子理论独具的量子态相干叠加性和纠缠特性是实现量子信息优越性和量子计算的前提,作为量子信息载体的量子态,在信息的传输和处理过程中不可避免地与环境相互作用,相干性将被破坏,引起量子信息的丢失和量子计算的错误,那么要保证量子信息传输和计算的实现上有举足轻重的地位,为了对量子干涉有一个较好的理解,本文将它与经典干涉作一个比较。

经典干涉

干涉的概念最初始于经典力学中的机械波的相干叠加,即当两列波的波源满足振动方向相同、频率

一种直接的用途就是对超冷原子云,玻色-爱因斯坦凝聚体成像。这是一种新的量子状态,在这一状态中,许多原子合起来显示一个实体的行为。在这样一种原子云中,每一个原子都是极冷的——也就是运动非常之慢——以致单单一个光子就可以把原子撞出原子云外。以前不存在一种可以获得凝聚态图像而同时又不破坏原子云的方法。“无相互作用的测量”可能是使这样的原子集合成像的一种途径。

除了使量子物体成像之外,“无相互作用测量”还可用来扩大“薛定谔的猫”。可以使一组光子(比如

相等且在空间各点位相差恒定的条件时,这两列波在空间某些点的振动始终加强,另一些点振动始终减弱甚至完全抵消,这种现象称为干涉现象。

设有两个相干波源,波函数分别为 y_1, y_2 ,有

$$y_1 = A_1 \cos(\omega t + \phi_1 - \frac{2\pi r_1}{\lambda}) \quad (1)$$

$$y_2 = A_2 \cos(\omega t + \phi_1 - \frac{2\pi r_2}{\lambda}) \quad (2)$$

若P为两列波叠加区域中某一点, r_1, r_2 为两波源分别到点P的距离, λ 为两相干波的波长。按波的叠加原理,P点的合振动波函数为

$$y = y_1 + y_2 = A \cos(\omega t + \phi) \quad (3)$$

则,点P的振幅A、位相 ϕ 分别为

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos[(\phi_2 - \phi_1) - \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1)] \quad (4)$$

$$\phi = \arctan \frac{A_1 \sin(\phi_1 - \frac{2\pi r_1}{\lambda}) + A_2 \sin(\phi_2 - \frac{2\pi r_2}{\lambda})}{A_1 \cos(\phi_1 - \frac{2\pi r_1}{\lambda}) + A_2 \cos(\phi_2 - \frac{2\pi r_2}{\lambda})} \quad (5)$$

令 $\Delta\phi = (\phi_2 - \phi_1) - \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1)$,对点P, $\Delta\phi$ 为常数,一般有 $A \neq A_1 + A_2$,但A为定值,所以合成波的场内有一个稳定的不随时间变化的振幅分布,即是干涉现象,其中 $2A_1 A_2 \cos[(\phi_2 - \phi_1) - \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1)]$ 被称为干涉项。

特别,当 $\Delta\phi = 2k\pi (k=1, 2, \dots)$ 时, $A = A_1 + A_2$,为干涉加强; $\Delta\phi = (2k \pm 1)\pi (k=1, 2, \dots)$ 时, $A = |A_1 - A_2|$,为干涉相消。

量子干涉

我们知道,微观粒子(电子、原子等)都具有波粒二象性,他们不能用经典物理知识来完整描述,在量子力学中,我们用波函数 $\varphi(r, t)$ (或表示为 $|\varphi(r, t)\rangle$)来描述微观客体,定态时记为 $\varphi(r)$ (或 $|\varphi(r)\rangle$),在对它描述

说20个光子)处于相同的迭加中。这个特性可用来制造量子逻辑门,而量子逻辑门是制造量子计算机的关键器件。

近年来,基于量子力学效应(如量子相干、量子隧穿、库仑阻塞效应等)的量子器件研究取得很大进展,当然光学也不例外。美国劳伦斯伯克利国家实验室,洛斯阿拉莫斯国家实验室等机构的研究人员证实,只用线性光学中的简单元件就能做到量子计算,至少在理论上是可行的。

(南京中国科学院国家天文台南京天文光学技术研究所 210042)