纠缠光子的制备及性质

【实验概述】

随着 1960 年激光的问世, 现代光学开始飞速发展, 各种非线性光学和量子光学现象被发现. 从二十世纪九十年代开始兴起的量子信息, 将量子光学的研究推向了另一波高潮. 从隐变量理论的否定到 EPR 纠缠的证实, 从量子密钥分发到量子隐形传态, 非经典量子光源都扮演者重要的角色. 纠缠光子对在量子密钥分发、量子隐形传态、量子计算及量子中继等领域有着广泛的应用.

本实验系统基于准相位匹配 PPKTP 晶体的参量下转换过程, 结合 Sagnac 干涉环结构, 制备出高质量的偏振纠缠光子源, 其所具有的高亮度、高稳定性等特性适用于远距离的量子保密通信、量子隐形传态等诸多方面.

【实验目的】

1) 了解量子叠加态和纠缠态的基本原理和性质, 理解 Bell 不等式和 CHSH 不等式;

2) 了解基于准相位匹配 PPKTP 晶体产生纠缠光子对的原理, 学习操作和使用量子光学实验中的基本器件; 简要了解光纤传输和耦合的理论和技术和单光子测量技术;

3) 学习光子纠缠对比度的符合测量方法, 并实验验证 Bell 不等式;

4) 观测纠缠态的量子特性, 并体会其和经典物理现象的区别.

【实验原理】

1. 量子比特

在经典信息理论中, 信息的基本单位是比特(bit). 它是利用二进制中的 0 或 1, 来表示一种逻辑概念. 在现代的计算系统, 以及信息处理系统, 包括电子化的信息记录, 都是基于这样的一种逻辑上的 0 和 1. 在实际操作中, 我们通常是用高电平和低电平来实现逻辑上 0 和 1 的概念.

在量子信息中, 信息的基本单位是量子比特(qubit). 与经典比特不同的是, 量子比特不仅是由逻辑 0 和逻辑 1 构成, 还可以处于由 0 和 1 构成的任意相干叠加态上:

$$|\varphi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$$

其中，α和β均为复数，并满足归一化条件:$|\alpha|^2+|\beta|^2=1$．当我们在基矢$(|0\rangle,|1\rangle)$下测量这个状态时，将以概率$|\alpha|^2$测得$|0\rangle$，以概率$|\beta|^2$测得$|1\rangle$.

量子比特的载体有很多，如电子自旋、光子极化(即偏振)、路径、角动量等等. 光子的极化状态由于其在技术上容易进行处理，而且光子的消相干弱，因此光子极化常常被用来作为量子比特的载体. 我们可以分别定义光子的水平极化状态(0°)和垂直极化状态(90°)为量子比特的逻辑$|0\rangle$和$|1\rangle$，或者干脆用 H(Horizontal)和 V(Vertical)代替$|0\rangle$和$|1\rangle$，于是也可以记为:

$$|\varphi\rangle=\alpha|H\rangle+\beta|V\rangle,$$

在该光子传输路径上放置偏振片，并通入单光子探测器观察响应情况便能够完成在基矢$(|H\rangle,|V\rangle)$下的测量，在器件均理想的情况下，我们能够发现该光子能够以概率$|\alpha|^2$ ($|\beta|^2$)透过水平(竖直)放置的偏振片，引起探测器的响应.

上面我们讨论了叠加态在测量下的概率性，除此之外，它还有一个更为重要的性质，即相干性. 这里我们用一个例子来叙述经典的概率叠加和量子相干性的区别. 假设我们有两个光子系综，其一包含45°偏振的光子，其二为0°和90°两种偏振光子的 1:1 概率混合，接下来我们要对这两个系综在45°偏振下做测量. 对于第一个系综而言，由于其中光子的偏振与45°偏振片的偏振方向平行，会以 1 的概率透过，使得探测器产生一个脉冲信号. 而对于第二个系综，我们可以将0°和90°两种偏振光子分别在基矢$(|+45^\circ\rangle,|-45^\circ\rangle)$下展开，即:

$$|H\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}(|+45^\circ\rangle+|-45^\circ\rangle),|V\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}(|+45^\circ\rangle-|-45^\circ\rangle),$$

我们可以发现，无论是$|H\rangle$还是$|V\rangle$，都将以 0.5 的概率透过45°偏振片，引起探测器发出脉冲信号. 我们可以看出，态的相干叠加(45°偏振的光子)和概率混合在实验中有着不同的物理效应，量子态的这种相干性决定了其在诸多领域的应用，例如量子计算、量子隐形传态等.

2. 纠缠态

上文所述的叠加态是对于单光子而言的，当体系中包含两个 qubit 时，我们可以用直积态描述体系的状态，如果光子 A 处于状态$|H\rangle$，粒子 B 处于状态$|V\rangle$，则可记为$|H\rangle_A \otimes |V\rangle_B$，或者$|HV\rangle_{AB}$.对于包含两个 qubit 的系统，其任意的状态，均可以由基矢$(|HH\rangle_{AB}, |HV\rangle_{AB}, |VH\rangle_{AB}, |VV\rangle_{AB})$展开，而纠缠态也属于其中，这里我们举一个例子:

$$|\Psi^-\rangle_{AB} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|HV\rangle_{AB} - |VH\rangle_{AB}),$$

这里的减号表示以π的相位差相干叠加.

为了说明这样一个状态在实验上所展现出的性质，这里首先引入符合测量的概念. 这里我们的系统包含两个光子，假设这两个光子分别发送给了 Alice 和 Bob，他们分别让光子通过特定角度的偏振片，之后进入探测器. 当 Alice 和 Bob 手中的探测器分别输出了一个脉冲信号，且这两个脉冲信号落入同一个时间窗口(这时认为这两个脉冲信号是同时产生的)，则称产生了一个符合计数，而这个测量的过程则成为符合测量.

对于上面引入的纠缠态，我们易知，理想状态下，必定只会存在 Alice 测到 H, Bob 测到 V 的符合计数，以及 Alice 测到 V, Bob 测到 H 的符合计数;一定不会存在 Alice 和 Bob 同时测到 H，或者同时测到 V 的符合计数. 实际制备的量子态并非完全理想，因此必定存在一些 HH 和 VV 的符合计数，但是我们会发现 HH 和 VV 的符合计数一定比 HV 和 VH 的符合计数小很多.

但是, HV 和 VH 的符合计数远大于 HH 和 VV 的符合计数不能代表我们已经得到了量子纠缠态，因为经典的概率混合也可以造出这样的系综，而相干性则成为了辨认纠缠态的关键. 为了对比经典概率混合和相干叠加的区别，同样地，我们可以将态在基矢$(|+45^\circ\rangle, |-45^\circ\rangle)$下展开，为了简便，下文均记为$(|+\rangle, |-\rangle)$.

对于直积态 $|\Psi\rangle_{AB} = |HV\rangle_{AB}$:

$$\begin{aligned}|\Psi\rangle &= |H\rangle_A |V\rangle_B \\ &= \frac{1}{2}(|+\rangle + |-\rangle)_A(|+\rangle - |-\rangle)_B \\ &= \frac{1}{2}(|+\rangle_A|+\rangle_B + |-\rangle_A|+\rangle_B - |+\rangle_A|-\rangle_B - |-\rangle_A|-\rangle_B)\end{aligned}$$

理想状态下，我们能够发现在$(|++\rangle_{AB}, |+-\rangle_{AB}, |-+\rangle_{AB}, |--\rangle_{AB})$基矢下测量得到

四种结果的概率均为 0. 25, 对于其它三个直积态亦是如此. 对于纠缠态, 我们可以用类似的方法展开, 得到

$$\begin{aligned}
|\Psi^-\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_A|V\rangle_B - |V\rangle_A|H\rangle_B) \\
&= \frac{1}{2\sqrt{2}}[(|+\rangle + |-\rangle)_A(|+\rangle - |-\rangle)_B - (|+\rangle - |-\rangle)_A(|+\rangle + |-\rangle)_B] \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}}(|-\rangle_A|+\rangle_B - |+\rangle_A|-\rangle_B).
\end{aligned}$$

这时我们发现, 理想情形下, 我们只有在基矢$|+-\rangle_{AB}$和$|-+\rangle_{AB}$下才能测得的符合计数, 而无法观察到基矢$|++\rangle_{AB}$和$|--\rangle_{AB}$下的符合计数, 这便是量子相干性在实验中所体现出的重要现象, 而这也正是纠缠态核心的性质之一.

从上述结果可以看出, 在特定的测量基矢下, 处于纠缠态的两个粒子能够展现出关联性质, 这种性质是一种非经典关联. 实验上我们用**极化关联曲线**来描述纠缠双方用不同的基矢测量所反应出来的关联性质. 具体做法是,Alice 和 Bob 其中一方固定测量一个极化方向, 而另一方测量 0 到 360°各个值的符合计数, 从而画出一条曲线. 典型的两条极化关联曲线是 Alice 分别选定 H(0°)和+(45°), Bob 测量 0°到 360°所得到的曲线. Alice 分别选择测量角度为 0°和 45°时得到的关联曲线的极大值和极小值的比值即为我们之前所说的选 H/V 或者+/-基矢的对比度.

注: 事实上对于 2-qubit 的系统, 我们也可以以一组纠缠态作为基矢, 这里将构成一组基矢的四个 Bell 态列举如下:

$$|\Phi^+\rangle_{AB} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|HH\rangle_{AB} + |VV\rangle_{AB}),$$

$$|\Phi^-\rangle_{AB} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|HH\rangle_{AB} - |VV\rangle_{AB}),$$

$$|\Psi^+\rangle_{AB} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|HV\rangle_{AB} + |VH\rangle_{AB}),$$

$$|\Psi^-\rangle_{AB} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|HV\rangle_{AB} - |VH\rangle_{AB}).$$

3. Bell 不等式与 CHSH 不等式

量子态相干叠加导致的非经典关联使得爱因斯坦等科学家感到疑惑. 1935 年, A. Einstein, B. Podolsky 以及 N. Rosen 三人(EPR)对量子力学中的概率性以及非定域性提出了质疑. 他们认为, 量子态在被测量时所谓的随机塌缩并不是真随机, 而是由运动方程决定, 只不过和测量结果相关的变量(物理实在)我们目前尚未发现, 也称为隐变量, (物理实在假设);一个完备的物理理论应当能够给出所有物理实在的完全描述(完备物理理论的定义假设). 基于以上两个假设, 他们得出了量子力学不完备的结论. 除此之外, 纠缠展现出的非定域性关联也让他们困惑, 但这一点在引入隐变量后可以得到解决.

尽管关于量子力学完备性的问题自从其提出, 便一直受到广泛关注, 但一直都没有人尝试从实验上验证. 直到 1964 年, John H. Bell 提出了广为人知的 Bell 不等式, 为该问题的实验验证给出了明确的数学化描述, 这里仅简要介绍.

对于一个 qubit 而言, 我们总是可以选择一对正交基矢取测量它, 一个一般性的构造方法是构造矩阵$n_x\sigma_x+n_y\sigma_y+n_z\sigma_z$, 其中$\sigma_i$ $(i=x,y,x)$为 Pauli 算符, (n_x,n_y,n_z)为模 1 向量, $n_x\sigma_x+n_y\sigma_y+n_z\sigma_z$可以简写为$\boldsymbol{n}\cdot\sigma$, 该矩阵的本征值为$+1$和$-1$, 它的两个本征态即为一对正交的测量基矢. 我们也可以通过该量子态塌缩到这两个基矢方向的概率,轻易地计算出可观测量$\boldsymbol{n}\cdot\sigma$在该量子态下的期望值.

Bell 为了能够定量分析问题, 引入隐变量λ, 概率分布与输入测量装置的量子态有关, 为$\rho(\lambda)$, 满足$\int\rho(\lambda)\mathrm{d}\lambda=1$, 则对于给定的$\boldsymbol{n}$, 可观测量$\boldsymbol{n}\cdot\sigma$的单次测量结果$E(\boldsymbol{n},\lambda)=\pm1$由隐变量决定, 其期望值为:

$$E(\boldsymbol{n})=\int E(\boldsymbol{n},\lambda)\rho(\lambda)\mathrm{d}\lambda$$

对于一个两粒子系统同理, 存在一个全局的隐变量λ, 有

$$E(\boldsymbol{e}_1,\boldsymbol{e}_2)=\int\rho(\lambda)E(\boldsymbol{e}_1,\lambda)E(\boldsymbol{e}_2,\lambda).$$

从这样一个假设出发, 引入 Bell 态$|\Psi^-\rangle$, 为了与量子力学的基本结论一致, 此时$E(\boldsymbol{n},-\boldsymbol{n})=-1$. 在此前提下, Bell 得出结论, 对于任意方向$\boldsymbol{a},\boldsymbol{b},\boldsymbol{c}$, 有

$$|E(\boldsymbol{a},\boldsymbol{b})-E(\boldsymbol{a},\boldsymbol{c})|\leq1+p(\boldsymbol{b},\boldsymbol{c}).$$

如果量子力学正确，则该不等式可以被违背. 对于态$|\Psi^-\rangle$，我们有

$$E(\boldsymbol{e}_1,\boldsymbol{e}_2)=\langle\Psi^-|(\boldsymbol{e}_1\cdot\sigma)\otimes(\boldsymbol{e}_2\cdot\sigma)|\Psi^-\rangle=-\boldsymbol{e}_1\cdot\boldsymbol{e}_2=-\cos\langle\boldsymbol{e}_1,\boldsymbol{e}_2\rangle.$$

若有$\boldsymbol{a}\perp\boldsymbol{b}$且$\boldsymbol{c}$与$\boldsymbol{a}$间夹角为$\theta$，则 Bell 不等式左边为$\cos\theta$，而右边则是$1-\sin\theta$，于是 Bell 不等式等价于$\sin\theta+\cos\theta\leq 1$，显然存在$\theta$破坏该不等式.

Bell 不等式对于量子力学发展有着深远的影响，但是这个开创性的工作在实验领域并不容易实现，其原因在于：该不等式的推导利用了$|\Psi^-\rangle$完全反关联的性质，而我们在实验上无法精确地制备出这样一个态，这就导致我们无论如何优化实验，都是与原不等式的假设有所偏差. 针对这一问题，CHSH 不等式作为 Bell 不等式的推广，于 1969 年被提出了，下面我们采取一种最简单的方法引入 CHSH 不等式. 首先引入记号$A_1=\boldsymbol{a}_1\cdot\sigma$，对$A_2,B_1,B_2$定义类似，这四个可观测量的可能取值均为$\pm1$. 我们考察

$$\mathcal{B}_{\mathrm{CHSH}}=A_1\otimes(B_1+B_2)+A_2\otimes(B_1-B_2)$$

通过分析可知(四个可观测量分别取±1遍历)，对于每个单次测量而言，$\mathcal{B}_{\mathrm{CHSH}}=\pm2$. 则无论输入怎样的 2-qubit 态，都有$|\mathcal{B}_{\mathrm{CHSH}}|\leq2$，即

$$|E(\boldsymbol{a}_1,\boldsymbol{b}_1)+E(\boldsymbol{a}_1,\boldsymbol{b}_2)+E(\boldsymbol{a}_2,\boldsymbol{b}_1)-E(\boldsymbol{a}_2,\boldsymbol{b}_2)|\leq2,$$

这就是 CHSH 不等式. 该不等式并没有假设任何具有特殊性质的量子态，对于实验而言，只要我们能够制备一个两光子态，选取一定的基矢(即使存在误差)，观测到违背即可论证量子力学的正确性.

本实验中，我们利用通过 PPKTP 晶体准相位匹配产生的纠缠光子对完成 CHSH 不等式违背的验证. 实验中我们需要测量的即$E(\boldsymbol{a}_1,\boldsymbol{b}_1),E(\boldsymbol{a}_1,\boldsymbol{b}_2),E(\boldsymbol{a}_2,\boldsymbol{b}_1),E(\boldsymbol{a}_2,\boldsymbol{b}_2)$这四个可观测量(这里也可以称为关联系数)，它可以通过在两个光子路径上放入不同角度的偏振片，记录透过偏振片光子的符合计数实现. 对于$E(\boldsymbol{a}_i,\boldsymbol{b}_j)$，$\boldsymbol{a}_i$和$\boldsymbol{b}_j$表示光子 1 和光子 2 的测量基矢方向，实验中一组测量基矢对应偏振片的两个角度θ和$\theta^{\perp}$(本征值$+1$和-1)，这里将$\boldsymbol{a}_i$和$\boldsymbol{b}_j$对应的角度分别记作θ_{ai}和θ_{bj}. 为了得到关联系数

$$E(\boldsymbol{a}_i,\boldsymbol{b}_j)=\langle\psi|(\boldsymbol{a}_j\cdot\sigma)_1\otimes(\boldsymbol{b}_j\cdot\sigma)_2|\psi\rangle,$$

我们需要记录四种偏振片角度组合的符合计数率，从而得到

$$E(\boldsymbol{a}_i,\boldsymbol{b}_j)=\frac{C(\theta_{ai},\theta_{bj})+C(\theta_{ai}^{\perp},\theta_{bj}^{\perp})-C(\theta_{ai},\theta_{bj}^{\perp})-C(\theta_{ai}^{\perp},\theta_{bj})}{C(\theta_{ai},\theta_{bj})+C(\theta_{ai}^{\perp},\theta_{bj}^{\perp})+C(\theta_{ai},\theta_{bj}^{\perp})+C(\theta_{ai}^{\perp},\theta_{bj})}.$$

其中$C(\theta_{ai},\theta_{bj})$表示两个偏振片分别为$\theta_{ai}$和$\theta_{bj}$时的符合计数率. 这里以实验中所制备出的态$|\Psi^{+}\rangle_{AB}$为例，当$\theta_{a1}=0°,\theta_{a2}=45°,\theta_{b1}=22.5°,\theta_{b2}=-22.5°$时, CHSH 不等式左侧能够取到极大值$2\sqrt{2}$.

4. PPKTP 晶体准相位匹配和纠缠光子对的制备

目前一般利用非线性过程产生纠缠光子对. 线性过程和非线性过程均涉及介质的极化. 线性过程中光场与极化通过一个二阶张量ϵ_{ij}相联系，即$P_i=\epsilon_{ij}E_j$(重复指标自动求和)，可以看到，在线性过程中介质的极化频率和输入电场频率一致，由此可知该过程中介质并不会对光场频率造成影响. 对于非线性过程，我们需要考虑极化的更高阶影响，此时需要引入更高阶的张量描述该过程. 这里以二阶非线性效应为例，引入张量χ_{ijk}，则极化强度矢量为$P_i=\chi_{ijk}E_jE_k$，计算中我们缩去了两个指标，这标志着电矢量的相乘，这个过程必然存在频率的加减，从而产生频率的转换.

本实验中，我们主要利用一种二阶非线性效应产生纠缠光子对. 在该过程中，入射的光子(称为泵浦光子，频率ω_{p})会自发劈裂成两个沿与入射光子同方向传输，频率相同的低能量光子，分别称为信号(signal)光和闲频光(idler)，频率为$\omega_{\mathrm{i}}=\omega_{\mathrm{s}}=\omega_{\mathrm{p}}/2$. 该过程称为共线且简并的 2 型**自发参量下转换过程(Spontaneous Parametric Down-Conversion)**，**参量**表示该过程能量守恒；**下转换**表示该过程使光子能量变低；该过程没有种子光激发，属于自发过程; 2 型为 SPDC 的修饰词，表示出射的两个下转换光子偏振相互垂直.

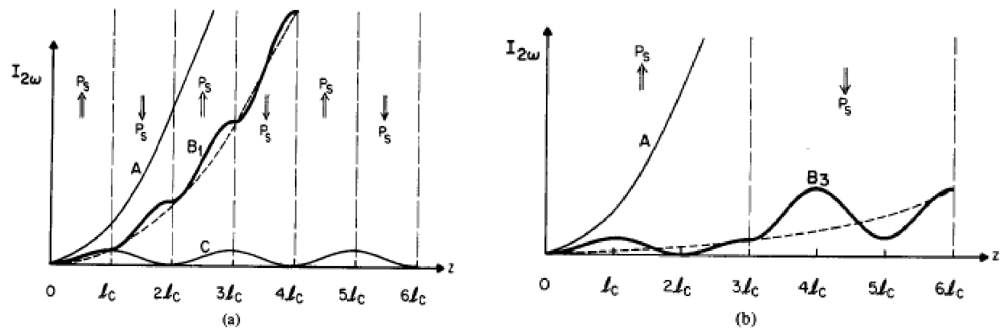
该过程显然需满足能量守恒，除此之外，还需满足动量守恒(即相位匹配条件)$\Delta k=k_{\mathrm{p}}-k_{\mathrm{s}}-k_{\mathrm{i}}=0$，于是有$2n_{\mathrm{p}}=n_{\mathrm{s}}+n_{\mathrm{i}}$. 也就是说，给定特定波长$\omega_{\mathrm{p}}$，我们需要利用各向异性介质的色散关系，在晶体中找到满足动量守恒所要求的的折射率关系的方向，按此切割晶体. 但当$\Delta k\neq0$并不意味着该过程不会发生，本质上而言，不满足相位匹配条件的能量守恒过程也会发生，但由于非线性过程在晶体内泵浦光所及之处均等概率发

生, 当晶体较厚时, 只有满足相位匹配条件的方向才能保证在泵浦光所经各处的 SPDC 光子干涉相长, 以较大强度出射晶体. 事实上, 出射光强表达式中包含如下和光栅方程的类似的一项

$$I \propto \mathrm{sinc}^2 \frac{l\,\Delta k}{2}$$

其中l为晶体长度. 可见相位失配时, 泵浦光入射后仍能产生 SPDC 光子, 但随着晶体长度增加, 信号光的光强呈现周期震荡, 在$l\,\Delta k/2=\pi/2$时信号光达到最强, 我们定义此时晶体长度为相干长度l_c. 相位匹配条件满足时, 光强的表达式中震荡项消失, 信号光光强随晶体长度增长而变强.

因此一般而言, 我们需要按照相位匹配条件切割晶体, 但还存在一种方法, 在相位匹配条件不满足时仍能达到同样效果, 称为准相位匹配(Quasi-Phase-Matching)



如上图 a 所示, 曲线 A 表示相位匹配的情况, 此时随着作用距离的增长, 信号光光强不断增加; 曲线 C 表示相位不匹配的情况, 此时随着作用距离的增长, 信号光光强周期性地振荡. 曲线 B 则是准相位匹配的结果, 它使得信号光持续增长, 但是事实上它却并没有实现相位匹配, 因此称之为准相位匹配. 准相位匹配的做法是周期性地改变非线性晶体的取向, 在信号光达到最强即将下降时, 改变非线性极化率的符号, 从而使得信号光光强继续增长, 从图中可见, 极化周期等于两个相干长度. 图 b 每 3 个相干长度改变一次极化方向的结果, 在前 3 个相干长度中, 信号光的增长符合相位不匹配的情况的振荡情况. 在 4~6 个相干长度中, 极化方向改变, 信号光再次振荡 1.5 周期, 只是此时起始光强更大. 这样同样可以实现信号光的增加, 但效率有所下降.

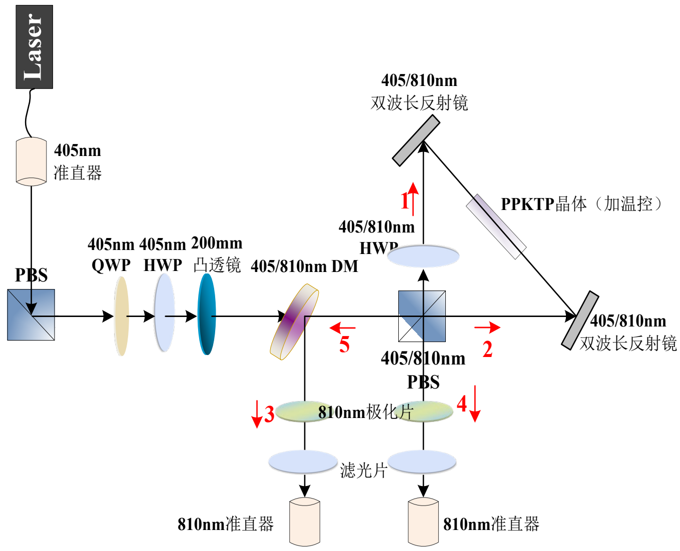
这里我们引入准相位匹配条件

$$\Delta k = k_\mathrm{p} - k_\mathrm{s} - k_\mathrm{i} - \frac{2\pi}{\Lambda} = 0$$

其中, Λ 为极化周期.

本实验系统利用准相位匹配晶体 PPKTP 结合 Sagnac 干涉仪, 产生偏振纠缠光子对, 实验装置简洁、紧凑、稳定, 且光子源的亮度较高. 纠缠源具体制备原理如下:

PPKTP 晶体经泵浦产生一对共线参量光子, 比如用 H 极化泵浦, 产生 H 偏振的信号光和 V 偏振的闲频光, 参量光子间无直接纠缠.



将 PPKTP 晶体和 Sagnac 环结合, 即可产生高亮度的偏振纠缠源, 下面给出详细分析. 泵浦光被由极化分束器(PBS)反射只剩下 V 分量, 再由半波片将 V 极化的泵浦光置于 45°极化, 之后再次入射极化分束器(PBS), H 分量透射, V 分量反射. 透射部分直接进入 PPKTP 晶体, 以一定概率打出一对信号光(H)和闲频光(V), 经 45 度半波片后极化翻转, 分别记为$|V_s\rangle$和$|H_i\rangle$; 反射部分泵浦光经过 45 度半波片变换为 H, 同样以一定概率打出一对信号光(H)和闲频光(V), 分别记为$|H_s\rangle$和$|V_i\rangle$. 透射和反射的泵浦光由于光强相同, 所以泵出一对光子的概率也相同. 透射(反射)泵浦光所产生的下转换光子分别沿 Sagnac 环逆时针(顺指针)再次进入 PBS, 经 PBS 变换, 信号光进入路径 3, 闲频光进入路径 5, 记为$|V_s\rangle_3|H_i\rangle_5$($|H_s\rangle_3|V_i\rangle_5$). 由于光子的全同性, 当在 3 和 5 端口观测到符合计数时, 我们无法分辨下转换光子的顺(逆)时针, 此时在 3 和 5 路径上, 两个光子便处于纠缠态

$$|\Psi^+\rangle_{35}=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|V_s\rangle_3|H_i\rangle_5+|H_s\rangle_3|V_i\rangle_5\right).$$

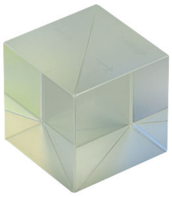
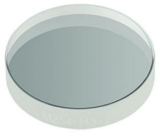
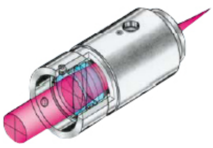
这里我们可以看到, 进入路径 3(5)的光子均为信号(闲频)光, 这样的 Sagnac 结构能够避

免由于光谱不同产生的纠缠干涉对比度下降. 另外由于 Sagnac 干涉环的两臂重合，故此结构能够保证即便较长距离的干涉，光子的波包也能较好的重合.

【实验装置】

本套实验装置已经搭建完成，实验时只需调节波片以及偏振片观察符合计数，一定不要调节任何与耦合器/反射镜/PBS 相关的镜架.

1. 光器件

 激光器	 偏振分束器	 波片
 透镜	 二向色镜	 双波长反射镜
 PPKTP 晶体	 滤波片	 极化片
 准直器	 光纤跳线	

激光器: 半导体激光器，最大输出功率约 100mw，输出功率可调，中心波长 405nm，保偏尾纤耦合，接可调焦距准直器输出.

偏振分束器(PBS): 包含 405nm 和 405&810nm 双波 PBS，反射 V 光，透射 H 光.

波片：包含 405nm$\lambda/4$ 波片(QWP)和半波片(HWP)以及 405&810nm 双波长半波片.

透镜: 对泵浦光进行聚焦, 和前端光纤准直器配合, 实现光束聚焦. 此实验系统中, 光束模式匹配对于纠缠光子的产生和收集都有非常重要的影响.

二向色镜: 定制元件, 透射 405nm, 反射 810nm. 用于泵浦光和下转换光分离.

双波长反射镜: 定制元件, 反射 405nm 和 810nm 波长.

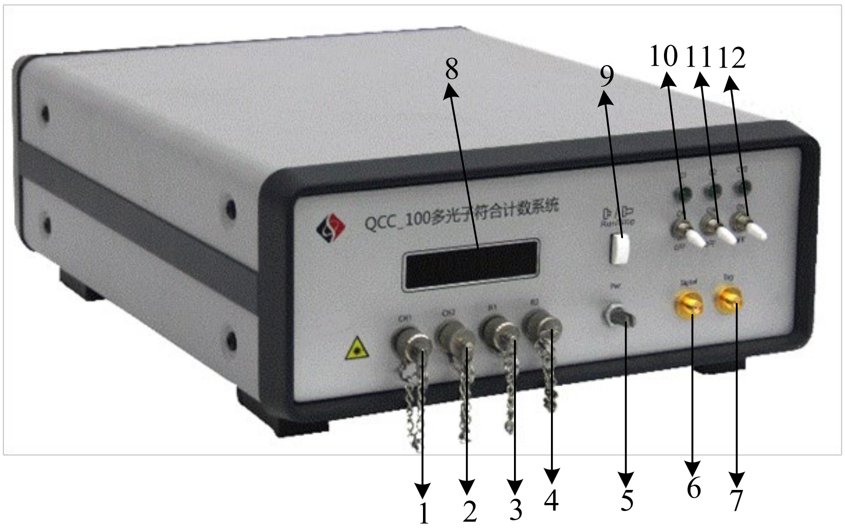
PPKTP 晶体: 为系统的核心, 泵浦光经 PPKTP 以小概率发生自发参量下转换过程. 未发生参量下转换过程的大部分泵浦光(405nm 激光)经 PPKTP 后方向不变, 这部分光不再需要, 通过滤波片滤除.

滤波片: 滤除 405nm 的泵浦光及外界杂散光, 减少本底噪声.

极化片: 测量器件, 旋转极化片到 θ 角, 就可直接测量光束在 θ 方向的投影.

准直器&光纤跳线：准直器将空间中的纠缠光子耦合至光纤, 从而传输到单光子探测器, 便于单光子探测器对收集到的光子数进行统计.

2. 电子学设备



1/2 为光接收端, 3/4 为预留光接口. 通过光纤跳线将两个耦合器收集到的光子传输到单光子探测器. 探测器将光脉冲信号转换成电脉冲信号, 从而让符合电路进行甄别与符合计数. 5 为甄别电压调节, 达到甄别电平的电脉冲才被计数. 6/7 为预留电子学接口，为电子学硬件测试和以后功能扩展预留. 8 为八段数码管, 用于实时显示探测到的光子数(每秒钟统计一次). 9 为 Run/Stop 开关, 控制计数器是否进行计数. 10/11/12 为显示切换开关, 10 为 ch1 和 ch2 的计数和, 11 为偶然符合计数, 12 为符合计数.

【实验流程】

1. 开启激光器电源, 钥匙旋转至 ON 使激光器出光, 调节功率至 030.

2. 打开符合计数器，将模式切换至符合计数．首先将两个偏振片置于 90/0 以及 0/90，观察 HV 和 VH 的计数，并记录．
3. 将两个偏振片分别置于 $\pm 45^\circ$ 的四种组合，调节前端 405nm 四分之一波片和半波片，使得偏振片均为 $+45^\circ$ 和均为 -45° 时符合计数为大值，两偏振片角度不同时为小值，两大值和/两小值和应当大于 10．固定这两个拨片的度数．
4. 根据 CHSH 不等式，测量所需的符合计数，观察并记录，计算实验结果以及标准偏差，以三倍标准偏差违背不等式．
5. 测量关联曲线，将其中一个偏振片置于 0 和 45 度，旋转另一个偏振片，测量两条关联曲线(每条曲线间隔 10 度取一个点，即 19 个点)．
6. 关闭探测器；激光器功率调至最小，之后将钥匙置于 off，关闭电源．

【注意事项】

★不要用眼睛直视激光，不要让手被聚焦的蓝紫激光灼伤．

★切忌用手直接接触镜片表面，防止油渍沾到镜片上(装镜片时，手只能接触磨砂面)．也不要用嘴吹镜片上的灰尘，防止水汽污染镜片表面．如果镜片只是稍微有点灰尘，可以用专用的吹气球吹掉镜片表面的灰尘．

★打开探测器模块时应保证输入口接入光纤，不要让强光直接进入单光子探测器，防止烧坏单光子探测器．

【思考题】

1. 实验原理部分给出的 CHSH 不等式最大违背条件下有 $\mathcal{B}_{\mathrm{CHSH}} = 2\sqrt{2}$，给出详细计算过程．
2. 根据实验数据分析，该实验中我们制备的纠缠态是四个 Bell 态中的哪一个？(需给出分析的过程)
3. 实验中需调节 405nm 泵浦光路径上的四分之一波片和半波片，其作用是什么？
4. 如果我们实验中制备的态是 HV 和 VH 的概率叠加，测到的关联曲线会是什么样子？尝试计算此时 CHSH 不等式违背情况．结合本问题谈谈 Sagnac 环在实验中起到的作用．

5. 调研双光子干涉现象(Hong-Ou-Mandel interference); 该现象是由于光子的波色统计特性，如果用费米子做同样的实验会有怎样的现象. (选做)

【拓展阅读材料】

1. PPKTP entanglement source: T. Kim, M. Fiorentino, and F.N.C.Wong, *Phase-stable source of polarization-entangled photons using a polarization Sagnac interferometer*, Phys. Rev. A **73**,012316 (2006).
2. Original paper of Bell inequality: https://cds.cern.ch/record/111654/files/vol1p195-200_001.pdf
3. Hone-Ou-Mandel interference: http://en.wikipedia.org/wiki/Hong-Ou-Mandel_effect
4. A famous textbook for quantum information: Michael A. Neilson, Isaac L. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information*, (Cambridge University Press, Cambridge, England, 2000).
5. 张永德，量子信息物理原理，科学出版社，2005.