“量子态隐形传输”违背量子力学的全同性原理 实验解释隐含的“贝尔基测量规则”毫无道理

— 潘建伟等的实验并没有实现量子信息的隐形传输

梅　晓　春

（福州原创物理研究所, mxc001@163.com）

内容摘要　本文指出“量子态隐形传输”理论采用反对称的波函数描述三光子过程，违背量子力学的全同对称性原理。塞林格和潘建伟等对“量子态隐形传输”实验的也解释存在严重问题。为了使实验能被解读，塞林格和潘建伟等实际上引入一个可称为“贝尔基测量规则”的假设。但这个假设没有任何物理根据，是完全错误的。“量子态隐形传输”理论双光子和三光子的波函数写成费米子反对称的形式，而不是玻色子的对称形式，违背量子力学波函数的全同对称性原理。然后塞林格和潘建伟等用四个贝尔基构造三光子波函数，其中只有$\left|\psi_{12}^{+}\right\rangle$满足玻色子波函数全同对称性，反对称的$\left|\psi_{12}^{-}\right\rangle$只能用于描述费米子。$\left|\Phi_{12}^{\pm}\right\rangle$则在实验过程中不存在，其结果导致三光子符合计数的理论预言与实验不一致。然而奇怪的是，在“量子态隐形传输”实验中，塞林格和潘建伟等却偏偏只用反对称的$\left|\psi_{12}^{-}\right\rangle$描述双光子。他们的理由是，$\left|\psi_{12}^{-}\right\rangle$乘上一个空间反对称的波函数，就变成对称波函数。然后他们假定，反对称空间波函数描述的两个光子一定会出现在不同的探测器上，对称空间波函数描述的两个光子则会出现在相同的探测器上，由此引入了所谓的“贝尔基测量规则”。但这个规则在物理学上没有任何根据，完全是错误的。为得是自圆其说，人为地达到三光子符合计数的目的。按照这种逻辑，对称性的$\left|\psi_{12}^{+}\right\rangle$也要乘上一个空间对称波函数，意味着用$\left|\psi_{12}^{+}\right\rangle$描述的两个光子只能出现在相同的探测器上。但这样就无法达到三光子符合计数，于是塞林格和潘建伟等就认为$\left|\psi_{12}^{+}\right\rangle$不可测量，完全不顾$\left|\psi_{12}^{+}\right\rangle$才是正确描述光子的波函数。**本文用量子力学标准方法，计算了“量子态隐形传输”实验中的所有三光子测量的符合计数率。塞林格等的计算除了 $f_1 f_2 d_2$（或 $f_1 f_2 d_1$）项与本文计算一致外，其他项的计算结果都与本文不一样。“量子态隐形传输”实验也只对 $f_1 f_2 d_2$（$f_1 f_2 d_1$)进行测量，没有对其他项进行测量。按塞林格等的说法，其他项不可测量。实际上情况是，按照他们的测量规则，$\left|\psi_{12}^{+}\right\rangle$项也是可测量的。只是测量结果与他们的理论肯定不一致，因而被“省略”了。按照量子力学标准计算方法，根本不需要引入贝尔基，即不存在波函数崩塌到某个贝尔基的问题，也不存在量子态“隐形态传输”的问题。**因此无论在理论上还是在实验上，塞林格等都没有证明“量子态隐形传输”现象的存在。我们不可能在“量子态隐形传输”基础上建立量子通讯系统，达到信息传输不可破译的目的。

关键词：量子力学，全同性原理，量子信息，超空间隐形传输，纠缠态，贝尔基，玻色子，费米子

一. 前　言

全同性原理是量子力学的基本原理，它代表量子力学与经典力学最重要的差别之一，事实上微观粒子的干涉效应就直接与全同性原理有关。所谓全同性指粒子的质量，电荷，自旋量子数等内秉

性质完全相同的粒子。微观系统由大量粒子微观粒子组成，微观粒子可以分为玻色子和费米子。按照全同性原理，玻色子互相交换后波函数不变，费米子互相交换后波函数要改变一个负号。之所以做这样的区分，是由于实验证明两类粒子的统计性质是不一样的。如果不考虑全同性原理，量子统计就退化到经典统计。因此量子力学在构造波函数时，必须考虑全同对称性，否则计算结果就一定与实验不符的。

“量子态隐形传输”理论最早由 **Bennet** 等在 **1993** 年提出【**1**】,实验由塞林格和潘建伟等在 **1997** 年进行【**2**】。“量子态隐形传输”实验采用光子来传递信息，光子是玻色子，波函数应当是对交换对称的。然而奇怪的是，塞林格和潘建伟等采用以下波函数描述光子 **2** 和 **3** 的状态：

$$\left|\psi_{23}^{-}\right\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left|0\right\rangle_2\left|1\right\rangle_3-\left|1\right\rangle_2\left|0\right\rangle_3\right] \tag{1}$$

显然$\left|\psi_{23}^{-}\right\rangle$是反对称的，只能描述费米子，不能描述玻色子。他们同时将三光子的波函数写成：

$$\left|\Psi_{123}\right\rangle=\left|\varphi_1\right\rangle\left|\psi_{23}^{-}\right\rangle=\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\left[\alpha\left|0\right\rangle_1+\beta\left|1\right\rangle_1\left|\varphi_1\right\rangle\right]\left[\left|0\right\rangle_1\left|0\right\rangle_2\left|1\right\rangle_3-\left|0\right\rangle_1\left|1\right\rangle_2\left|0\right\rangle_3\right]$$

$$=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\alpha\left|0\right\rangle_1\left|0\right\rangle_2\left|1\right\rangle_3-\alpha\left|0\right\rangle_1\left|1\right\rangle_2\left|0\right\rangle_3+\beta\left|1\right\rangle_1\left|0\right\rangle_2\left|1\right\rangle_3-\beta\left|1\right\rangle_1\left|1\right\rangle_2\left|0\right\rangle_3\right] \tag{2}$$

这个波函数对光子 **2** 和 **3** 的交换也是反对称的，因此“量子态隐形传输”理论从一开始就是错的。

“量子态隐形传输”理论将三光子波函数用四个贝尔基来展开。四个贝尔基是：

$$\left|\psi_{12}^{\pm}\right\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left|0\right\rangle_1\left|1\right\rangle_2\pm\left|1\right\rangle_1\left|0\right\rangle_2\right] \qquad \left|\Phi_{12}^{\pm}\right\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left|0\right\rangle_1\left|0\right\rangle_2\pm\left|1\right\rangle_1\left|1\right\rangle_2\right] \tag{3}$$

其中$\left|\psi_{12}^{-}\right\rangle$是反对称的，另外三个是对称的。“量子态隐形传输”实验涉及贝尔基的测量，通过测量使波函数崩塌，到达光子信息的转移。同样奇怪的是，在“量子态隐形传输”实验中，塞林格伟等偏偏使用反对称波函数$\left|\psi_{12}^{-}\right\rangle$描述双光子，不用对称性的波函数$\left|\psi_{12}^{+}\right\rangle$。为什么要这样做呢？这里面是大有文章的。

由于$\left|\psi_{12}^{-}\right\rangle$反对称，塞林格等就认为双光子系统波函数应当有两部分组成，一部分是偏振态波函数（即$\left|\psi_{12}^{-}\right\rangle$），另一部分是空间波函数。将反对称的偏振态波函数乘上反对称的空间波函数，就能使总的波函数满足玻色子的全同对称性。

然后他们又假定，用对称的空间波函数描述的两个光子会出现在分束器的相同表面，到达同一个计数器。用反对称空间波函数描写的两个光子只能出现在分束器的不同表面，分别到达两个不同的检测器，由此就建立了所谓的“贝尔基测量规则”。这个规则隐含的规则对“量子态隐形传输”的解释至关重要，没有它我们就无法确定实验结果到底意味着什么，无法在实验和理论之间建立联系。

由于三光子符合计数必须使两个光子同时达到两个不同的探测器，塞林格和潘建伟等就用$\left|\psi_{12}^{-}\right\rangle$描述双光子态，并认为在“量子态隐形传输”实验中只有这个态才是可测量的。然而按照这种逻辑，用其他三个贝尔基$\left|\psi_{12}^{+}\right\rangle$和$\left|\Phi_{12}^{\pm}\right\rangle$描述双光子也必须乘上对称的空间波函数，此时两个光子都只能到达同一个计数器，就得不到三光子符合计数的结果。于是塞林格和潘建伟等就声称$\left|\psi_{12}^{+}\right\rangle$和$\left|\Phi_{12}^{\pm}\right\rangle$在实验上不能测量，全然不顾$\left|\psi_{12}^{+}\right\rangle$和$\left|\psi_{12}^{-}\right\rangle$只相差一个负号，$\left|\psi_{12}^{+}\right\rangle$实际上才真正代表双光子的物理态。

塞林格和潘建伟等的“贝尔基测量规则”在物理学上没有任何根据，显然是完全错误的。按照量子力学，空间反对称波函数只表示两个粒子的空间位置互换，并没有要求粒子处于分束器的两边，达到不同的检测器。事实上两个粒子处于分束器的同一边，只要空间位置不重叠，它们的波函数也可以互换。塞林格和潘建伟等在实验解释中塞入这个“贝尔基测量规则”，完全是为了自圆其说，人为地达到三光子符合计数的结果。因此“贝尔基测量规则”是不可能成立的，结果直接导致“量子隐形态传输”的全盘崩溃。

另外，光子波函数能否写成空间波函数与偏振波函数的乘积，这也是有疑问的。事实上物理学中没有其他人这样做，塞林格等也没有给出空间波函数的具体形式，他们只是说说而已。本文证明，三光子的对称波函数就不能写成空间波函数与贝尔基的乘积。

本文用标准量子力学方法，计算了“量子态隐形传输”实验中的所有三光子测量的符合计数率。潘建伟和塞林格的计算除了 $f_1 f_2 d_2$（或 $f_1 f_2 d_1$）项在表面上与本文一致外，其他项的计算结果都与本文不一样。“量子态隐形传输”实验也只对 $f_1 f_2 d_2$（或 $f_1 f_2 d_1$）进行测量，没有对其他项进行测量。按塞林格和潘建伟等的说法，其他项不可测量。实际上情况是其他项都是可测量的，只是测量结果肯定与他们的预言不一致。比如按量子力学标准方法计算，$f_1 f_1 d_2$ 的符合计数率为 **0.125**，是完全可以测量的。按塞林格等的理论，它对应于 $|\psi_{12}^{+}\rangle$ 态，符合计数率是 **0.25**，二者完全不一样。

按照标准量子力学的方法计算，根本不需要引入贝尔基，不存在波函数崩塌到某个贝尔基的问题，因此根本不存在什么量子态“隐形态传输”的问题。也就是说，无论在理论上还是在实验上，都没有证明“量子态隐形传输”现象的存在。以下我们做详细论证。

二.“量子态隐形传输”理论违背全同对称性原理

所谓的“量子态隐形传输”过程如图 **1** 所示。假设开始时 **Alice** 和 **Bob** 两人分开一段足够远的距离，**Alice** 的手中有粒子 **1** 和 **2**，**Bob** 手中有光子 **3**。用 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 代表两个不同的光子态，设光子 **1** 处于以下叠加的信息态：

$$|\varphi_1\rangle = \alpha|0\rangle_1 + \beta|1\rangle_1 \tag{4}$$

其中系数 α 和 β 是使上式满足归一化的任意复数，它们就是要传送信息。光子 **2** 和 **3** 的量子态则由（**1**）式表示，三光子系统的总波函数用（**2**）式表示。利用贝尔基（**3**）式，可以将三光子的波函数（**2**）式改写为【**3**】：

$$|\Psi_{123}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left\{-|\psi_{12}^{-}\rangle\left[\alpha|0\rangle_3+\beta|1\rangle_3\right]+|\psi_{12}^{+}\rangle\left[-\alpha|0\rangle_3+\beta|1\rangle_3\right]\right.$$

$$\left.+|\Phi_{12}^{-}\rangle\left[\alpha|1\rangle_3+\beta|0\rangle_3\right]+|\Phi_{12}^{+}\rangle\left[\alpha|1\rangle_3-\beta|0\rangle_3\right]\right\} \tag{5}$$

实验要达到的目的是，**Alice** 将手中粒子 **1** 的量子信息（α 和 β 的数值）转移到 **Bob** 手中的粒子 **3** 上。实验程序是，**Alice** 先对手中的粒子 **1** 和 **2** 做贝尔基的测量。或者说通过某种方法，确定粒子 **1** 和 **2** 到底处于（**5**）式的哪一个态，然后用经典方法将测量结果通知 **Bob**。**Bob** 知道 **Alice** 的测量结果后，对粒子 **3** 的波函数进行选择性幺正变换，就可实现量子态的转移。

具体地说，如果 **Alice** 的测量结果显示粒子 **1** 和 **2** 处于 $|\psi_{12}^{-}\rangle$ 态，或者说测量使总波函数 $|\Psi_{123}\rangle$ 立

即崩塌到（5）式第一项，**Bob** 手中的粒子 **3** 的波函数就自动崩塌到 $\alpha|0\rangle_3+\beta|1\rangle_3$ 态。因此 **Bob** 就知道 **Alice** 手中粒子 **1** 原先的状态（α 和 β 的数值），或者说粒子 **1** 的信息转移到粒子 **3**。如果 **Alice** 宣布测量结果是 $|\psi_{12}^{+}\rangle$，总波函数 $|\Psi_{123}\rangle$ 就崩塌到（5）式第二项。相应地，粒子 3 的波函数就是 $(-\alpha|0\rangle_3+\beta|1\rangle_3)$。在这种情况下，**Bob** 需要对粒子 **3** 的波函数进行 σ_z 幺正变换，结果是：

$$\sigma_z\left(-\alpha|0\rangle_3+\beta|1\rangle_3\right)=\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\beta\\ -\alpha\end{pmatrix}=\alpha|0\rangle_3+\beta|1\rangle_3 \qquad (6)$$

Bob 就可以获得粒子 **1** 的信息 α 和 β，或者说粒子 **1** 的信息同样可以传递到粒子 **3**。如果 **Alice** 宣布测量的结果是 $|\Phi_{12}^{+}\rangle$，**Bob** 对粒子 **3** 进行 σ_y 变换；如果 **Alice** 宣布测量结果是 $|\Phi_{12}^{-}\rangle$，**Bob** 对粒子 **3** 进行 σ_x 变换，都能使 **Bob** 获得粒子 **1** 的信息 α 和 β。

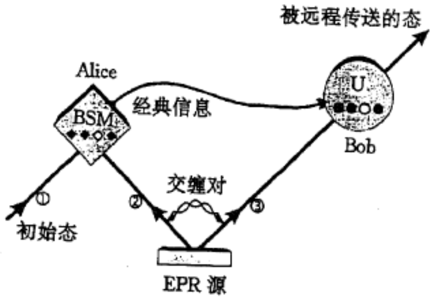

图 1."量子态超空间隐形传输"原理

这种信息的传播是通过波函数崩塌，在瞬间完成实现的。在 **Alice** 对贝尔基进行测量的同时，光子 **3** 的状态就被定格。尽管 **Alice** 通知 **Bob** 测量结果通过经典方式进行，粒子 **1** 的信息转移到粒子 **3** 的过程被认为是不需要时间，不需要实际接触相互作用的超空间的隐形传播。按照塞林格和潘建伟等的说法，量子态从光子 **1** 到光子 **3** 的传输过程中，两个光子可以任意远。**Alice** 甚至不需要知道 **Bob** 究竟在何处，她只需将测量结果以公开的方式宣布。光子 **1** 的初态对世界上任何人而言都是未知的，甚至可以认为光子 **1** 的状态是完全未定的。由于量子态的测量会使波函数崩塌，所传递的信息被认为是不可破译，就使"量子态隐形传输"具有巨大的使用价值。

然而这种理论在逻辑上有很大的缺陷。如果在图 **1** 中令光路 **3** 的距离比光路 **2** 短，则光子 **3** 先到达 **Bob** 处，进入某个探测器，偏振状态被确定后，光子 **2** 才到达 **Alice** 处。也就是说光子 **3** 的状态与 **Alice** 的测量无关，并不是 **Alice** 的测量导致波函数崩塌，使光子 **1** 的状态传输到光子 **3**。"量子态隐形传输"的整个逻辑链就不存在，根本谈不上"隐形传输"的可能性。

此外塞林格和潘建伟认为，实验中只有一个贝尔基可测量，**Alice** 每次测量的都是 $|\psi_{12}^{-}\rangle$。因此 **Alice** 通过经典途径传达的信息就毫无用处，整个信息传输过程没有秘密可言。事实上在 **Bob** 收到 **Alice** 的经典信息之前，光子 **3** 早就到达 **Bob** 处。**Bob** 的偏振器已经与光子相互作用，并将光子发送到探测器 d_1 或 d_2。由于光子 **3** 的信息已经定格，**Alice** 的信息完全是马后炮。所谓量子信息不可破译只是一厢情愿，即使"量子态隐形传输"理论正确，在塞林格和潘建伟的实验中也无法实现。

更严重的问题是，"量子态隐形传输"理论将光子的波函数用（1）和（2）式表示，直接破坏了量子力学的玻色子全同对称性原理。那么"量子态隐形传输"理论能不能用对称的光子波函数来描述呢？这显然是不可能的，因为三光子对称的波函数为：

$$\left|\psi_{23}^{+}\right\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[|0\rangle_2|1\rangle_3+|1\rangle_2|0\rangle_3\right] \tag{7}$$

$$\left|\Psi_{123}\right\rangle=\left|\varphi_1\right\rangle\left|\psi_{23}^{+}\right\rangle=\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\left[|0\rangle_1|0\rangle_2|1\rangle_3+|0\rangle_1|1\rangle_2|0\rangle_3\right]+\frac{\beta}{\sqrt{2}}\left[|1\rangle_1|0\rangle_2|1\rangle_3+|1\rangle_1|1\rangle_2|0\rangle_3\right] \tag{8}$$

式中括号内各项前都是正号，但贝尔基中包含负号，（8）式显然不可能按四个贝尔基展开。

严格按照玻色子波函数的全同性对称性原理，对于三光子系统，（8）式中还包含光子 1 与光子 2 和 3 的交换，一共有 12 项，对称性波函数应当写为：

$$\left|\Psi_{123}\right\rangle=\frac{\alpha}{\sqrt{12}}\left[|0\rangle_1|0\rangle_2|1\rangle_3+|0\rangle_2|0\rangle_1|1\rangle_3+|0\rangle_3|0\rangle_2|1\rangle_1+|0\rangle_1|1\rangle_2|0\rangle_3+|0\rangle_2|1\rangle_1|0\rangle_3+|0\rangle_3|1\rangle_2|0\rangle_1\right]$$

$$+\frac{\beta}{\sqrt{12}}\left[|1\rangle_1|0\rangle_2|1\rangle_3+|1\rangle_2|0\rangle_1|1\rangle_3+|1\rangle_3|0\rangle_2|1\rangle_1+|1\rangle_1|1\rangle_2|0\rangle_3+|1\rangle_2|1\rangle_1|0\rangle_3+|1\rangle_3|1\rangle_2|0\rangle_1\right] \tag{9}$$

（9）式显然包含（8）式，但比（8）式包含更多的内容。三光子量子力学过程应当这种波函数讨论问题，计算物理量的期望值时，应当用上式来做统计平均。在量子力学的其他领域，三光子系统的波函数都是这样写，“量子态隐形传输”理论有什么理由可以例外呢？如果认为可以这样做，“隐形传输”理论讨论的就不是量子力学，就不要说是量子态的传输。

显而易见，如果三光子波函数用（9）式表示，就更无法用四个贝尔基来展开了。而“量子态隐形传输”是用波函数崩塌到某个贝尔基来传输信息的，我们有什么理由认为“量子态隐形传输”理论是对的呢？第四节中我们将用（9）式计算“量子态隐形传输”实验的所有三光子测量符合计数率，结果塞林格等的计算的只有一项一样，其他项都不一样。这种标准计算方法不需要引入贝尔基，即不存在波函数崩塌到某贝尔基的问题，也不存在什么量子态的隐形传输的问题。

另外，三光子波函数（5）式中包含$\left|\Phi_{12}^{\pm}\right\rangle$。我们将在下文证明，$\left|\Phi_{12}^{\pm}\right\rangle$在三光子“量子态隐形传播”实验中不存在，而不是塞林格和潘建伟等认为的不可测量。这个结果还会对三光子重合计数造成影响，导致理论与实验不符。由于$\left|\Phi_{12}^{+}\right\rangle$不存在，就应当在总波函数中将其剔除，结果导致展开式（5）不成立。事实上对于 N 光子系统，交换对称项有 $N!$ 项，全同对称性导致的波函数比用四个贝尔基能表达的要复杂得多。用贝尔基或许可能代表其中的一部分，但不可能描述系统的完整的性质，尤其不可能正确地描述波函数的对称性，这是“量子态隐形传输”理论不可能成立的根本原因。

为了赋于贝尔基测量实际物理的意义，就建立了所谓的“贝尔基测量规则”。塞林格等于是认为光子波函数应当写成偏振和空间两部分乘积，然后假定用对称的空间波函数描述的两个光子会出现在分束器的相同表面，到达同一个计数器。用反对称空间波函数描写的两个光子只能出现在分束器的不同表面，分别到达两个不同的检测器。

我们暂时不谈这个假定的合理问题，只从一致性考虑，则三光子波函数（5）式也应当引入空间波函数，使它满足波色子的全同对称性。但塞林格和潘建伟等为什么不这样做呢？以下证明实际上无法做到这一点。

将光子的波函数分成空间部分和偏振部分，（1）~（5）式表示的就是偏振部分的波函数。设单个光子的空间部分波函数用$\phi(\bar{x})$表示，两个光子的反对称空间波函数用$\phi^{-}\left(\bar{x}_1,\bar{x}_2\right)$表示，其他三个对称空间波函数用$\phi^{+}\left(\bar{x}_1,\bar{x}_2\right)$和$\chi^{\pm}\left(\bar{x}_1,\bar{x}_2\right)$表示。与四个贝尔基类似，定义：

$$\phi^{\pm}(\vec{x}_1,\vec{x}_2)=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\phi_1(\vec{x}_1)\phi_2(\vec{x}_2)\pm\phi_1(\vec{x}_2)\phi_2(\vec{x}_1)\right] \tag{10}$$

$$\chi^{\pm}(\vec{x}_1,\vec{x}_2)=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\phi_1(\vec{x}_1)\phi_1(\vec{x}_2)\pm\phi_2(\vec{x}_1)\phi_2(\vec{x}_2)\right] \tag{11}$$

考虑到空间部分波函数后，（2）式改写为：

$$|\Psi_1\rangle=\phi_1(\vec{x}_1)|\varphi_1\rangle=\phi_1(\vec{x}_1)\left(\alpha|0\rangle_1+\beta|1\rangle_1\right) \tag{12}$$

由于双光子的波函数对光子交换应当是对称的，光子 2 和 3 的初态波函数就应当写为：

$$|\Psi_{23}\rangle=\phi^{-}(\vec{x}_2,\vec{x}_3)|\psi_{23}^{-}\rangle=\frac{1}{2}\left[\phi_2(\vec{x}_2)\phi_3(\vec{x}_3)-\phi_2(\vec{x}_3)\phi_3(\vec{x}_2)\right]\left[|0\rangle_2|1\rangle_3-|1\rangle_2|0\rangle_3\right] \tag{13}$$

因此三光子系统的满足波色子全同对称性的总波函数就变为：

$$\begin{aligned}|\Psi_{123}\rangle&=|\Psi_1\rangle|\psi_{23}^{-}\rangle=\phi_1(\vec{x}_1)\phi^{-}(\vec{x}_2,\vec{x}_3)|\varphi\rangle_1|\psi_{23}^{-}\rangle\\
&=\frac{1}{2}\phi_1(\vec{x}_1)\left[\alpha\left(\phi_2(\vec{x}_2)\phi_3(\vec{x}_3)-\phi_2(\vec{x}_3)\phi_3(\vec{x}_2)\right)|0\rangle_1|0\rangle_2|1\rangle_3\right.\\
&+\alpha\left(\phi_2(\vec{x}_3)\phi_3(\vec{x}_2)-\phi_2(\vec{x}_2)\phi_3(\vec{x}_3)\right)|0\rangle_1|1\rangle_2|0\rangle_3\\
&+\beta\left(\phi_2(\vec{x}_2)\phi_3(\vec{x}_3)-\phi_2(\vec{x}_3)\phi_3(\vec{x}_2)\right)|1\rangle_1|0\rangle_2|1\rangle_3\\
&\left.+\beta\left(\phi_2(\vec{x}_3)\phi_3(\vec{x}_2)-\phi_2(\vec{x}_2)\phi_3(\vec{x}_3)\right)|1\rangle_1|1\rangle_2|0\rangle_3\right]\end{aligned} \tag{14}$$

考虑空间波函数后，满足光子波函数全同交换对称性的四个贝尔基就应当改写为：

$$|\Psi_1^{-}\rangle=\phi^{-}(\vec{x}_1,\vec{x}_2)|\psi_{12}^{-}\rangle=\frac{1}{2}\left[\phi_1(\vec{x}_1)\phi_2(\vec{x}_2)-\phi_1(\vec{x}_2)\phi_2(\vec{x}_1)\right]\left[|0\rangle_1|1\rangle_2-|1\rangle_1|0\rangle_2\right] \tag{15}$$

$$|\Psi_2^{+}\rangle=\phi^{+}(\vec{x}_1,\vec{x}_2)|\psi_{12}^{+}\rangle=\frac{1}{2}\left[\phi_1(\vec{x}_1)\phi_2(\vec{x}_2)+\phi_1(\vec{x}_2)\phi_2(\vec{x}_1)\right]\left[|0\rangle_1|1\rangle_2+|1\rangle_1|0\rangle_2\right] \tag{16}$$

$$|\Psi_3^{-}\rangle=\chi^{-}(\vec{x}_1,\vec{x}_2)|\Phi_{12}^{-}\rangle=\frac{1}{2}\left[\phi_1(\vec{x}_1)\phi_1(\vec{x}_2)-\phi_2(\vec{x}_1)\phi_2(\vec{x}_2)\right]\left[|0\rangle_1|0\rangle_2-|1\rangle_1|1\rangle_2\right] \tag{17}$$

$$|\Psi_4^{+}\rangle=\chi^{+}(\vec{x}_1,\vec{x}_2)|\Phi_{12}^{+}\rangle=\frac{1}{2}\left[\phi_1(\vec{x}_1)\phi_1(\vec{x}_2)+\phi_2(\vec{x}_1)\phi_2(\vec{x}_2)\right]\left[|0\rangle_1|0\rangle_2+|1\rangle_1|1\rangle_2\right] \tag{18}$$

如果按（5）式的方式对以上四个对称的贝尔基进行组合，得到：

$$\left|\Gamma_{123}\right\rangle=\frac{1}{2}\phi_3(\bar{x}_3)\left\{-\left|\Psi_1^-\right\rangle\left[\alpha\left|0\right\rangle_3+\beta\left|1\right\rangle_3\right]+\left|\Psi_2^+\right\rangle\left[-\alpha\left|0\right\rangle_3+\beta\left|1\right\rangle_3\right]\right.$$

$$\left.+\left|\Psi_3^-\right\rangle\left[\alpha\left|1\right\rangle_3+\beta\left|0\right\rangle_3\right]+\left|\Psi_4^+\right\rangle\left[\alpha\left|1\right\rangle_3-\beta\left|0\right\rangle_3\right]\right\}$$

$$=\frac{1}{2}\alpha\phi_3(\bar{x}_3)\left[\phi_1(\bar{x}_1)\phi_1(\bar{x}_2)\left|0\right\rangle_1\left|0\right\rangle_2\left|1\right\rangle_3-\phi_1(\bar{x}_1)\phi_2(\bar{x}_2)\left|0\right\rangle_1\left|1\right\rangle_2\left|0\right\rangle_3\right.$$

$$\left.-\phi_1(\bar{x}_2)\phi_2(\bar{x}_1)\left|1\right\rangle_1\left|0\right\rangle_2\left|0\right\rangle_3+\phi_2(\bar{x}_1)\phi_2(\bar{x}_2)\left|1\right\rangle_1\left|1\right\rangle_2\left|1\right\rangle_3\right]$$

$$+\frac{1}{2}\beta\phi_3(\bar{x}_3)\left[-\phi_2(\bar{x}_1)\phi_2(\bar{x}_2)\left|0\right\rangle_1\left|0\right\rangle_2\left|0\right\rangle_3+\phi_1(\bar{x}_2)\phi_2(\bar{x}_1)\left|0\right\rangle_1\left|1\right\rangle_2\left|1\right\rangle_3\right.$$

$$\left.+\phi_1(\bar{x}_1)\phi_2(\bar{x}_2)\left|1\right\rangle_1\left|0\right\rangle_2\left|1\right\rangle_3-\phi_1(\bar{x}_1)\phi_2(\bar{x}_2)\left|1\right\rangle_1\left|1\right\rangle_2\left|0\right\rangle_3\right] \tag{19}$$

按照（14）和（19）式，可得：

$$\left|\Psi_{123}\right\rangle-\left|\Gamma_{123}\right\rangle=\frac{1}{2}\left[\phi_1(\bar{x})\phi_2(\bar{x}_2)\phi_3(\bar{x}_3)\left((\alpha+\beta)\left|0\right\rangle_1\left|1\right\rangle_2\left|0\right\rangle_3-\alpha\left|0\right\rangle_1\left|0\right\rangle_2\left|1\right\rangle_3-\beta\left|1\right\rangle_1\left|0\right\rangle_2\left|1\right\rangle_3\right)\right.$$

$$+\phi_1(\bar{x}_2)\phi_2(\bar{x}_1)\phi_3(\bar{x}_3)\left(\alpha\left|1\right\rangle_1\left|0\right\rangle_2\left|0\right\rangle_3-\beta\left|0\right\rangle_1\left|1\right\rangle_2\left|1\right\rangle_3\right)$$

$$\left.+\phi_2(\bar{x}_1)\phi_2(\bar{x}_2)\phi_3(\bar{x}_3)\left(\alpha\left|1\right\rangle_1\left|1\right\rangle_2\left|1\right\rangle_3-\beta\left|0\right\rangle_1\left|0\right\rangle_2\left|0\right\rangle_3\right)\right]\neq 0 \tag{20}$$

可见$\left|\Psi_{123}\right\rangle$和$\left|\Gamma_{123}\right\rangle$是不相同的函数，三个光子的全同对称性波函数不可能用（15）~（19）式来表示。或者说我们无法用四个对称化的贝尔基来表示三个光子的全同对称性波函数，使之满足三光子“量子态隐形态传输”理论的要求。因此塞林格等在实验解释中塞入的“贝尔基测量规则”是不自洽的，更不用说这个规则在物理上是根本不成立的。

再来简单讨论四光子的“量子态隐形传输”。设初始时光子 1 和 2 处于纠缠态，光子 3 和 4 处于基础态。按照“隐形传输”理论，系统的初始偏振态波函数写为：

$$\left|\Psi_{1234}\right\rangle=\frac{1}{2}\left[\left|H\right\rangle_1\left|V\right\rangle_2-\left|V\right\rangle_1\left|H\right\rangle_2\right]\cdot\left[\left|H\right\rangle_3\left|V\right\rangle_4-\left|V\right\rangle_3\left|H\right\rangle_4\right] \tag{21}$$

其中 H 表示水平偏振，V 表示垂直偏振。（21）式的波函数对光子 1 和 2 进行交换是反对称的，对光子 3 和 4 交换也是反对称的。对光子 1 和 3 交换，1 和 4 交换，2 和 3 交换以及 2 和 4 交换，波函数没有对称性。只有对光子 1 和 2 进行交换的同时对 3 和 4 交换时，波函数才是对称的。因此（21）式不可能代表四光子真实的波函数。事实上即使将（21）式改写为以下对称的形式：

$$\left|\Psi_{1234}\right\rangle=\frac{1}{2}\left[\left|H\right\rangle_1\left|V\right\rangle_2+\left|V\right\rangle_1\left|H\right\rangle_2\right]\cdot\left[\left|H\right\rangle_3\left|V\right\rangle_4+\left|V\right\rangle_3\left|H\right\rangle_4\right] \quad (22)$$

它也不能代表四光子系统完全的波函数。考虑到全同对称性，波函数还应当包括光子 1 和光子 2 与光子 3 和 4 的交换，其形式会非常复杂。在量子力学的其他领域，我们都是这样处理问题，在“量子态隐形传输”理论中也不能例外。如果将（22）式用四个贝尔基来分解，可以写为：

$$\left|\Psi_{1234}\right\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left|\psi_{14}^{+}\right\rangle\left|\psi_{23}^{+}\right\rangle-\left|\psi_{14}^{-}\right\rangle\left|\psi_{23}^{-}\right\rangle-\left|\Phi_{14}^{+}\right\rangle\left|\Phi_{23}^{+}\right\rangle-\left|\Phi_{14}^{-}\right\rangle\left|\Phi_{23}^{-}\right\rangle\right] \quad (23)$$

同的理由，（22）式也不符合波色子系统波函数对称性的要求。即使按照前述方式，引入空间部分波函数和偏振部分波函数，也只能得到与（19）式类似的结果。由此类推，不论对奇数个光子的系统还是对偶数个光子的系统，即使将光子波函数写成空间部分和偏振部分乘积的形式，仍然不可能将光子的波函数按照对称化的四个贝尔基展开，满足量子力学的要求。

因此“量子态隐形传输”的理论是不可能成立的。以下我们来讨论“量子态隐形传输”实验，看它是否真的实现了量子态的“超空间隐形传输”。

三.“量子态隐形传输”的实验设置

塞林格和潘建伟等 1997 年在《Nature》上发表的“量子态隐形传输”论文对理论和实验的描述和解读都很含糊【2】。1999 年发表在国内《物理》杂志 28 卷 10 期上的文章详细一点【4】，本文以下以这篇文章为基础进行分析。“量子态超空间隐形传输”的实验设计如图 2 所示，后来的改进型实验大同小异，因此本文的结论适用于类似的实验。

实验中一束波长为 394 纳米的紫外光脉冲射到非线性 BBO 晶体（EPR 源）上，通过参数下转换机制，一个光子变成两个波长为 788 纳米的纠缠光子，将它们编号为光子 2 和 3。这两个光子的偏振态不一样，纠缠态波函数用（2）式表示。在 BBO 晶体后放上一个反射镜，紫外光脉冲射透过晶体后的被反射回晶体，也可以产生两个纠缠光子，将它们编号为光子 1 和 4。

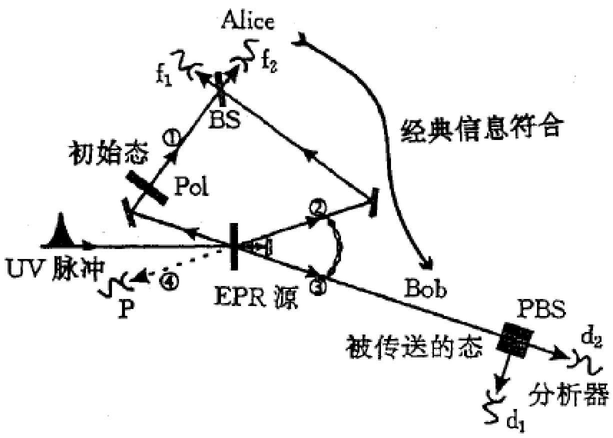

图 2.“量子态隐形传输”实验设置

图 2 光路 1 上有一个偏振器 Pol，用来设定光子 1 的初始态。比如选择$+45^0$偏振器，使进入的光子 1 都是$+45^0$偏振。光子 1 和光子 3 在分束器 BS 上叠加干涉，产生新的纠缠态。Alice 将通过

BS 的光子分别输入探测器 f_1 和 f_2，进行符合计数测量，然后将测量结果通过经典渠道将告诉 **Bob**。**Bob** 用一个偏振分束器分析光子 **3**， 用探测器 d_1 和 d_2 进行记录。d_1 用来记录 -45^0 偏振的光子，d_2 用来探测 $+45^0$ 偏振的光子。光子 **4** 则通过另外一个探测器记录，用来证实光子 **1** 确实已经发出。

实验采用 $\pm45^0$ 线偏振，水平偏振和垂直偏振，以及左旋偏振和右旋偏振，得到的结果都一样。以下仅讨论 $\pm45^0$ 偏振，即 $\beta=\pm\alpha$。用 $|0\rangle$ 表示 -45^0 偏振，用 $|1\rangle$ 表示 $+45^0$ 偏振。设光子 **1** 沿 $+45^0$ 偏振，则光子 **2** 处于 -45^0 偏振，它们的纠缠态波函数用 $|\psi_{12}^-\rangle$ 表示。按照（**5**）式，$|\psi_{12}^-\rangle$ 态出现的几率为 **0.25**。由于光子 **2** 和 **3** 的初始态用（**2**）式表示，如果光子 **1** 处于 -45^0 偏振，光子 **3** 则处于 $+45^0$ 偏振。在这种情况下，乙方的 d_1 探测器探测到光子 **3** 的几率为 **1**，d_2 探测器探测到光子 **3** 的几率为零。三重符合计数结果是，$f_1f_2d_1$ 的符合几率为 **0.25**，$f_1f_2d_2$ 的符合几率为零。这个结果用图 **2** 中曲线的最低点表示，此时横坐标 **delay** 值为零。

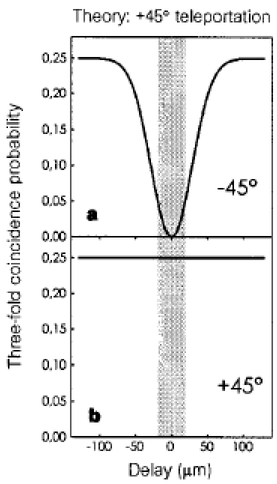

图 3. 三光子隐形传输理论预言

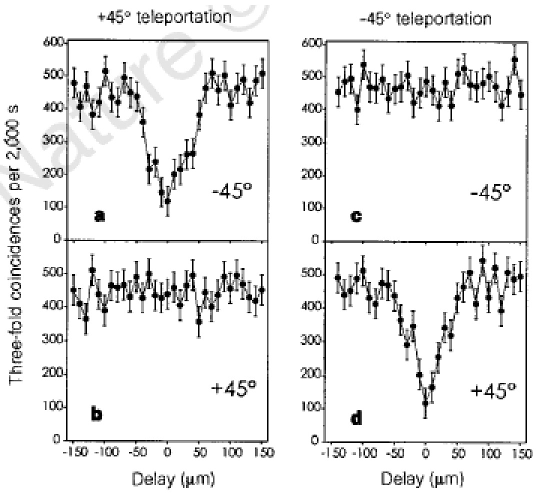

图 4. 三光子隐形传输实验结果

移动图 **1** 中光子 **2** 路径上的反射镜，使光子 **2** 到达分束器 **BS** 的时间发生改变。在图 **2** 中时间延迟值用镜子的位移来表示。两条竖线之间是发生“隐形传输”的区域，在此区间内光子 **1** 和 **2** 形成纠缠态 $|\psi_{12}^-\rangle$，f_1 和 f_2 的二重符合计数率仍然为 **0.25**。在竖线之外光子 **1** 和 **2** 没有关联，独立地进入 f_1 或 f_2，f_1 和 f_2 的二重符合计数率为 **0.5**。

光子 **3** 没有确定的偏振，按照（**2**）式，它只是纠缠态的一部份。由于分束器的作用，探测器 d_1 和 d_2 接受到光子 **3** 的几率各为 **0.5**。所以在“隐形传输”的区域外，无论是 $+45^0$ 分析（$f_1f_2d_1$ 三重符合），还是 -45^0 分析（$f_1f_2d_2$），以及对任何延迟，给出的几率都是 **0.25**。

总之，按照“量子态隐形传输”理论预言，图 **1** 的实验结果应当是，当改变延迟时间时，-45^0 偏振分析的 $f_1f_2d_2$ 三重合曲线是一个深谷的曲线，$+45^0$ 偏振分析的 $f_1f_2d_1$ 三重符合是一个常数 **0.25** 的直线。理论预言如图 **2** 所示，实验结果如图 **3** 所示，二者被认为是一致的。

因此实验者就认为，实验过程将光子 **1** 所载荷的信息转移到光子 **3** 上，实现了所谓的“量子态超空间隐形传输”。

四．用量子力学标准方法计算“量子态隐形传输”实验的结果

以下我们用量子力学标准方法计算“量子态隐形传输”实验，得到该实验所有的符合计数率。

结果显示塞格林等的计算与量子力学标准方法的计算结果是不一致的，实验不可能证明“量子态隐形传输实验”的理论是正确的。

严格按照量子力学全同性原理，三光子系统的全同对称性波函数要用（**9**）式表示。由于实验中采用了 **SB** 分束器，要对光子 **1** 和 **2** 做分束器变换。用偏振$\pm 45^0$的光子做实验，$\alpha=\beta=\sqrt{2}/2$，用$|\rightarrow\rangle$代表透过分束器的光子，$|\uparrow\rangle$代表被分束器反射的光子，由于透射和反射的几率一样，可令：

$$|0\rangle_1=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[|\rightarrow\rangle_{01}+|\uparrow\rangle_{01}\right] \qquad |1\rangle_1=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[|\rightarrow\rangle_{11}+|\uparrow\rangle_{11}\right]$$

$$|0\rangle_2=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[|\rightarrow\rangle_{02}+|\uparrow\rangle_{02}\right] \qquad |1\rangle_2=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[|\rightarrow\rangle_{12}+|\uparrow\rangle_{12}\right] \tag{24}$$

其中$|\rightarrow\rangle_{01}$代表偏振-45^0透过分束器，进入f_2探测器的光子 **1**，$|\uparrow\rangle_{01}$偏振-45^0被分束器反射，进入f_1探测器的光子 **1**，其他类推，就可以将上式写为：

$$|0\rangle_1=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[|f_1\rangle_{01}+|f_2\rangle_{01}\right] \qquad |1\rangle_1=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[|f_1\rangle_{11}+|f_2\rangle_{11}\right]$$

$$|0\rangle_2=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[|f_1\rangle_{02}+|f_2\rangle_{02}\right] \qquad |1\rangle_2=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[|f_1\rangle_{12}+|f_2\rangle_{12}\right] \tag{25}$$

$$|\Psi_{123}\rangle=|\varphi_1\rangle|\psi_{23}^{+}\rangle=\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\left[|0\rangle_1|0\rangle_2|1\rangle_3+|0\rangle_1|1\rangle_2|0\rangle_3\right]+\frac{\beta}{\sqrt{2}}\left[|1\rangle_1|0\rangle_2|1\rangle_3+|1\rangle_1|1\rangle_2|0\rangle_3\right] \tag{8}$$

$|0\rangle_3=|d_1\rangle_3$则代表偏振$-45^0$进入$d_1$探测器的光子 **3**；$|1\rangle_3=|d_2\rangle_3$代表偏振$+45^0$进入$d_2$探测器的光子 **3**。代入（**9**）式，就得到：

$$|\Psi_{123}\rangle=\frac{1}{\sqrt{6}}\left[\left(|0\rangle_1|0\rangle_2+|0\rangle_1|1\rangle_2+|0\rangle_2|1\rangle_1\right)|1\rangle_3+\left(|0\rangle_1|1\rangle_2+|0\rangle_2|1\rangle_1+|1\rangle_1|1\rangle_2\right)|0\rangle_3\right]$$

$$\begin{aligned}
&=\frac{1}{2\sqrt{6}}\Big[\Big(|f_1\rangle_{01}|f_1\rangle_{02}+|f_1\rangle_{01}|f_2\rangle_{02}+|f_2\rangle_{01}|f_1\rangle_{02}+|f_2\rangle_{01}|f_2\rangle_{02}\\
&\quad+|f_1\rangle_{01}|f_1\rangle_{12}+|f_1\rangle_{01}|f_2\rangle_{12}+|f_2\rangle_{01}|f_1\rangle_{12}+|f_2\rangle_{01}|f_2\rangle_{12}\\
&\quad+|f_1\rangle_{02}|f_1\rangle_{12}+|f_1\rangle_{02}|f_2\rangle_{12}+|f_2\rangle_{02}|f_1\rangle_{12}+|f_2\rangle_{02}|f_2\rangle_{12}\Big)|d_2\rangle_3\\
&\quad+\Big(|f_1\rangle_{02}|f_1\rangle_{12}+|f_1\rangle_{02}|f_2\rangle_{12}+|f_2\rangle_{02}|f_1\rangle_{12}+|f_2\rangle_{02}|f_2\rangle_{12}\\
&\quad+|f_1\rangle_{02}|f_1\rangle_{12}+|f_1\rangle_{02}|f_2\rangle_{12}+|f_2\rangle_{02}|f_1\rangle_{12}+|f_2\rangle_{02}|f_2\rangle_{12}\\
&\quad+|f_1\rangle_{11}|f_1\rangle_{12}+|f_1\rangle_{11}|f_2\rangle_{12}+|f_2\rangle_{11}|f_1\rangle_{12}+|f_2\rangle_{11}|f_2\rangle_{12}\Big)|d_1\rangle_3\Big]
\end{aligned} \tag{26}$$

由于测量中光子 **1** 和 **2** 不可区分，我们只能统计两个探测器同时探测到一个光子的几率，以及一个探测器同时探测到两个光子，另一个探测器没有探测到光子的几率。因此含 $|f_1\rangle|f_2\rangle|d_2\rangle$ 代表三个光子在 f_1， f_2 和 d_2 探测器上同时被探测到的情况，一共有 **6** 项。（**26**）式总共有 **24** 项，由于每项与其他项都是正交的， $f_1 f_2 d_2$ 的符合计数几率是 $6/24=0.25$。 $|f_1\rangle|f_1\rangle|d_1\rangle$ 则代表两个光子 f_1 在探测器上，一个光子在 d_1 探测器上同时被探测到的情况，一共有 **3** 项，符合计数几率是 $3/24=0.125$。全部情况统计如下：

$f_1 f_2 d_1$ 符合	$\lvert f_1\rangle\lvert f_2\rangle\lvert d_1\rangle$	共 **6** 项	几率 **0.25**
$f_1 f_2 d_2$ 符合	$\lvert f_1\rangle\lvert f_2\rangle\lvert d_2\rangle$	共 **6** 项	几率 **0.25**
$f_1 f_1 d_1$ 符合	$\lvert f_1\rangle\lvert f_1\rangle\lvert d_1\rangle$	共 **3** 项	几率 **0.125**
$f_1 f_1 d_2$ 符合	$\lvert f_1\rangle\lvert f_1\rangle\lvert d_2\rangle$	共 **3** 项	几率 **0.125**
$f_2 f_2 d_1$ 符合	$\lvert f_2\rangle\lvert f_2\rangle\lvert d_1\rangle$	共 **3** 项	几率 **0.125**
$f_2 f_2 d_2$ 符合	$\lvert f_2\rangle\lvert f_2\rangle\lvert d_2\rangle$	共 **3** 项	几率 **0.125**

$f_1 f_2 d_1$ 或 $f_1 f_2 d_2$ 的计数符合率与塞林格和潘建伟等的实验结果一致，它们就是对 $|\psi_{12}^-\rangle$ 基的测量。但塞林格等的理论和实验都没有给出 $f_1 f_1 d_1$， $f_1 f_1 d_2$， $f_2 f_2 d_1$ 和 $f_2 f_2 d_2$ 的计数符合率。他们认为贝尔基 $|\psi_{12}^+\rangle$ 和 $|\Phi_{12}^{\mp}\rangle$ 存在，且每个基的几率也是 **0.25**，只是实验无法测量。然而按照他们的理论和贝尔基测量原则， $|\psi_{12}^+\rangle$ 对应于两个光子同时出现在同一个探测器的情况。而这种情况相应于 $f_1 f_1 d_1$， $f_1 f_1 d_2$， $f_2 f_2 d_1$ 和 $f_2 f_2 d_2$，它们在实验上是可测量的。然而按照量子力学标准方法，测量结果应当是 **0.125**，与塞林格等的预言是不同的。

在以上标准量子力学计算过程中，我们也没有引入贝尔基来分解波函数，即不存在波函数崩塌到某贝尔基的问题，也不存在什么量子态的“隐形传输”的问题。以下我们进一步分析塞格林和潘建伟等对他们的实验的解读错在何处。

五. “量子态隐形传输”实验解释存在的错误

1. “量子隐形态传输”实验最关键的一步是贝尔基的测量，但怎么做才算对贝尔基进行测量呢？为此需要引入“贝尔基测量规则”。于是实验者就认为实验只能测量光子 **1** 和 **2** 的反对称偏振态 $|\psi_{12}^-\rangle$，但由于光子波函数是交换对称的，就必须引入空间反对称性波函数：

$$\phi^-(\bar{x}_1,\bar{x}_2)=\frac{1}{2}\Big[\phi_1(\bar{x}_1)\phi_2(\bar{x}_2)-\phi_1(\bar{x}_2)\phi_2(\bar{x}_1)\Big] \tag{27}$$

光子 **1** 和 **2** 的对称波函数用（**15**）式表示。在此基础上潘建伟和塞林格假定，空间反对称波函数 $\phi^-(\bar{x}_1,\bar{x}_2)$ 描述的光子 **1** 和 **2** 只能出现在分束器 **BS** 的两边，分别进入探测器 f_1 和 f_2。三重符合计数结果是， $f_1 f_2 d_1$ 的符合几率为 **0.25**， $f_1 f_2 d_2$ 的符合几率为零。

这个隐含的“贝尔基测量规则”对实验的解读是至关重要。没有这个规则就无法确定在光子计数符合的物理意义，无法实现量子态的“隐形态传输”。为此我们引用塞林格和潘建伟等在论文【**4**】

中的一段话，来确认他们的说法：

“当两个全同光子在分束器上重叠干涉后，出射的末态整体波函数必须是交换对称的。如果光子 **1** 和 **2** 的极化波函数处于反对称的态 $\left|\psi_{12}^{-}\right\rangle$，则其空间波函数就必须也是反对称的。从而光子 **1** 和 **2** 将总是出现在分束器 **BS** 不同的输出端口上。如果光子 **1** 和 **2** 处于另三个变换对称的极化态上，则相应地它们的空间波函数也必须是交换对称的。也即光子 **1** 与 **2** 将总是同时出现在分束器的某一输出端口上。因此，在光子 **1** 与 **2** 通过分束器后，一旦我们观察到 f_1 和 f_2 之间的符合计数，就自动意味着实现了光子 **1** 与 **2** 到反对称极化态 $\left|\psi_{12}^{-}\right\rangle$ 上的投影”。

然而这个假定没有任何物理根据，完全是为了达到符合计数，使理论和实验能自圆其说而引入的。事实上按照量子力学，空间反对称波函数（**27**）式只表示两个粒子的空间位置互换，并没有要求粒子处于分束器的两边。两个粒子处于分束器的同一边，只要空间位置不重叠，它们的波函数也可以互换。在这种情况下，一个探测器同时探测到两个光子，另外一个没有探测到光子。虽然此时双光子态纠缠态仍然是 $\left|\psi_{12}^{-}\right\rangle$，三重符合计数结果却为零，理论与实验就不一致。如果 **Alice** 也将这个结果通过经典渠道告诉 **Bob**，她提供的信息就互相矛盾的，使 **Bob** 无所适从。

2. 塞林格等认为，他们的实验上只能测量四个贝尔态中的 $\left|\psi_{12}^{-}\right\rangle$ 态，因此只有 **25%**的成功率。问题是我们凭什么认为实验只能测量反对称的 $\left|\psi_{12}^{-}\right\rangle$，不能测量对称的 $\left|\psi_{12}^{+}\right\rangle$。二者实际上只差一个负号，从测量的角度，不可能只能测量一个，另外一个不可测量。事实上对称的 $\left|\psi_{12}^{+}\right\rangle$ 态才是光子真正的物理态，反对称的 $\left|\psi_{12}^{-}\right\rangle$ 不是光子的物理态。

如果状态为 $\left|1\right\rangle_1$ 的光子 **1** 沿光路 **1** 进入，状态为 $\left|0\right\rangle_2$ 的光子 **2** 沿光路 **2** 进入，在分束器上进行干涉产生纠缠后，双光子的偏振态波函数应该用 $\left|\psi_{12}^{+}\right\rangle$ 表示。按相同的逻辑，对于对称态偏振波函数 $\left|\psi_{12}^{+}\right\rangle$，也应该引入空间波函数：

$$\phi^{+}(\vec{x}_1,\vec{x}_2)=\frac{1}{2}\left[\phi_1(\vec{x}_1)\phi_2(\vec{x}_2)+\phi_1(\vec{x}_2)\phi_2(\vec{x}_1)\right] \qquad (28)$$

总波函数则用（**16**）式表示。按照塞林格等的“贝尔基测量规则”，光子 **1** 和 **2** 应当出现在分束器的同一边，产生的二重和三重符合计数都为零。然而这个测量规则实际上不成立，即使采用空间对称波函数，光子 **1** 和 **2** 同样可以出现在分束器的两边，分别到达探测器 f_1 和 f_2。三重符合计数结果同样可以是 $f_1f_2d_1$ 的符合率为 **0.25**， $f_1f_2d_2$ 的符合率为零或者相反，导致 $\left|\psi_{12}^{+}\right\rangle$ 态与 $\left|\psi_{12}^{-}\right\rangle$ 无法区分。在这种情况下，**Alice** 仍然可能提供互相矛盾的信息，让 **Bob** 无所适从。

3. 塞林格等认为，另外两个对称的贝尔态 $\left|\Phi_{12}^{\pm}\right\rangle$ 是存在的，只是目前的技术无法测量。 这也是不正确的，以下证明在三光子“隐形传输”中 $\left|\Phi_{12}^{\pm}\right\rangle$ 态不存在。“隐形传输”需要纠缠态来传递信息。从光路 **1** 来的光子 **1** 是 $\left|0\right\rangle_1$，从光路 **2** 来的是 $\left|0\right\rangle_2$。按照塞林格等的方法，假定它们在分束器上产生纠缠，纠缠态就是：

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left|0\right\rangle_1\left|0\right\rangle_2+\left|0\right\rangle_2\left|0\right\rangle_1\right]=\frac{1}{2}\left|0\right\rangle_1\left|0\right\rangle_2 \qquad \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left|0\right\rangle_1\left|0\right\rangle_2-\left|0\right\rangle_2\left|0\right\rangle_1\right]=0 \qquad (29)$$

可见它们实际上不构成纠缠。如果从光路 **1** 来的光子 **1** 是 $\left|1\right\rangle_1$，从光路 **2** 来的是 $\left|2\right\rangle_2$，同样有：

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left|1\right\rangle_1\left|1\right\rangle_2+\left|1\right\rangle_2\left|1\right\rangle_1\right]=\frac{1}{2}\left|1\right\rangle_1\left|1\right\rangle_2 \qquad \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left|1\right\rangle_1\left|1\right\rangle_2-\left|1\right\rangle_2\left|1\right\rangle_1\right]=0 \qquad (30)$$

只有从两路传来的光子处于不同的态时，它们才构成纠缠态$\left|\psi_{12}^{\pm}\right\rangle$。因此$\left|\Phi_{12}^{\pm}\right\rangle$态在三光子“隐形传输”过程中不存在，而不是不能测量。

可见即使“贝尔基测量规则”成立，由于$\left|\Phi_{12}^{\pm}\right\rangle$态不存在，三光子传输过程只剩下$\left|\psi_{12}^{\pm}\right\rangle$两个基。在图 2 的两条竖线之间是发生“隐形传输”的区域，$\left|\psi_{12}^{-}\right\rangle$态的 $f_1 f_2$ 二重符合计数率应该是 **0.5**，而不是 **0.25**。同时$\left|\psi_{12}^{+}\right\rangle$态的 $f_1 f_2$ 二重符合计数是零，而不是不可测量。

4. 如果在图 **2** 中令光路 **3** 的距离比光路 **2** 短，则光子 **3** 先到达 **Bob** 处，进入某个探测器，偏振状态被确定后，光子 **2** 才到达 **Alice** 处。也就是说光子 **3** 的状态与 **Alice** 的测量无关，并不是 **Alice** 的测量导致波函数崩塌，使光子 **1** 的状态传输到光子 **3**。“量子态隐形传输”的整个逻辑链不存在，根本谈不上“隐形传输”的可能性。

5. “量子隐形态传输”理论除了要求测量贝尔基，还要通过经典渠道传递测量结果。**Alice** 将测量得到哪个贝尔基的结果通知 **Bob**，**Bob** 才知道通过什么幺正变换，得到光子 **3** 的量子信息。然而在塞林格等的实验中，只有一个贝尔基。每次测量都是对$\left|\psi_{12}^{-}\right\rangle$，**Alice** 通过经典途径传达的信息毫无用处，整个信息传输过程没有秘密可言。

6. 在塞林格和潘建伟的实验中，**Bob** 收到 **Alice** 的经典信息之前，光子 **3** 早就到达 **Bob** 处。**Bob** 的偏振器已经与光子相互作用，并将光子发送到探测器d_1或d_2。也就是说在 **Alice** 的经典信息到来之前，光子 **3** 的信息已经定格。**Alice** 的信息完全是马后炮，所谓量子信息不可破译只是一厢情愿，在塞林格和潘建伟的实验中根本无法实现。

7. 在“量子隐形态传输”实验中，输入端光子 **1** 的偏振是确定的，这个偏振值就是“隐形传输”要传递的信息。**Bob** 接受端的偏振分束器 **PSB** 是根据输入端光子 **1** 的偏振预先确定的。比如已知光子 **1** 的偏振是45^0，就应当选择45^0偏振分束器，使光子 **3** 只会到达d_2，不会到达是d_1。然而在实际应用过程中，输入光子的偏振值α正是需要传输和保密的信息，这就会产生以下问题。比如输入端光子 **1** 的偏振值是未知数α，光路 **2** 上恰好有一个偏振值为$\alpha-90^0$的光子 **2**，与光子 **1** 在分束器上形成$\left|\psi_{12}^{-}\right\rangle$态。于是光子 **1** 就将$\alpha$传给光子 **3**，那么 **Bob** 怎么知道光子 **3** 的α值呢？为了弄清这个问题，我们需要了解偏振分束器的工作原理。

我们知道光的偏振实际上这是一个宏观概念，偏振代表电磁场的振动方向。而电磁场的振动是一个宏观概念，反映了大量光子的统计平均行为。如果非要给每个光子的偏振下定义的话，只能认为光子的偏振方向等于电场的振动方向。按照经典光学，偏振光通过方位角为θ偏振器后，电场的方向转过一个角度θ，光的强度从I变为$I\cos^2\theta$。意味着只有一部分的光透过偏振器，另一部分的光被反射或折射到其他方向。然而如果一个光子射入偏振分束器，就不可能是部分光子透过，部分光子被反射。我们只能说一个光子穿过偏振分束器的概率是多少，被反射的概率是多少。

按照这种分析，在接收端固定的偏振分束器上，**Bob** 就无法得到明确的三重计数符合率。他只能得到光子 **3** 透过偏振分束的几率是多少，被偏振分束反射的几率是多少。也就是说对于 **Bob** 而言，单次测量光子 **3** 的α值不确定。“量子隐形态传输”就无法传输精确的信息，变得没有实用价值。

8. “量子态隐形传输”实验最重要的一步是光子 **1** 和 **2** 在 **SB** 分束器上产生的纠缠。由于光子 **2** 和 **3** 是纠缠态，就可以将光子 **1** 的信息超空间隐形传输给光子 **3**。如果没有这种纠缠链，“量子态隐形传输”就无法完成。然而我们知道，参数下转换产生纠缠光子对涉及到非线性光学的三阶相互作用，需要$10^{12}\sim10^{13}$伏的电场强度，而且概率非常成低。实验者使用的分束器是经典线性光学器件，根本不存在高能相互作用，光子 **1** 和 **2** 怎么可能在这种分束器上产生类似与光子 **2** 和 **3** 的纠缠

呢？

9. 在完成三光子“量子态隐形传输”实验后，潘建伟等又做了四光子，五光子纠缠态的“隐形传输”实验【**5**】，还声称已经完成了高达十光子的纠缠【**6**】。所用的方法却仍然是传统的，通过线性分束器将光束叠加的方法。事实上我们根本不可能像双光束干涉那样产生大量的，真正的纠缠态关联光子，低能光子之间发生相互作用的可能性几乎等于零。我们在空间中观察到的两束可见光总是相互透过的，说明低能光子之间不可能通过相互作用导致纠缠关联。如果用线性分束器也能产生纠缠态关联光子，非线性量子光学在牛顿时代就已经诞生了，何必等到激光时代！

五. 结 论

综上所述，可以得到以下结论：

1. “量子态隐形传输”理论一开始就将双光子和三光子的波函数写成费米子的反对称形式，违背了量子力学的波函数全同对称性原理。

2. 标准量子力学的计算方法是，先写出系统的全同对称性波函数，然后求几率和期望值。“量子态隐形传输”理论违背这种基本规则，得到的结果是不可信的。

3. 本文用标准量子力学方法，计算了“量子态隐形传输”实验中的所有三光子测量的符合计数率。除了 $f_1 f_2 d_2$（或 $f_1 f_2 d_1$）这一项外表面上一致外，塞林格和潘建伟等对其他项的计算结果都与本文不一样。他们的实验也只对 $f_1 f_2 d_2$（或 $f_1 f_2 d_1$）进行测量，没有对其他项进行测量。按实验者的说法，其他项不可测量。实际上情况是，其他项都是可测量的，只是测量结果一定与他们的理论预言不一致。比如按量子力学标准方法计算，$f_1 f_1 d_2$ 的符合计数率为 **0.125**。按潘建伟等的说法，它对应于 $|\psi_{12}^{+}\rangle$ 态，符合计数率是 **0.25**，二者完全不一样。由于实验结果不可能是 **0.25**，就被潘建伟等“省略”了。

4. “量子态隐形传输”理论将三光子波函数按四个贝尔基展开，其中只有 $|\psi_{12}^{+}\rangle$ 可以描述光子。另外三个贝尔基中，反对称的 $|\psi_{12}^{-}\rangle$ 只能用于描述费米子。对称的 $|\Phi_{12}^{\pm}\rangle$ 在“量子态隐形传输”实验中不存在，直接导致三光子“量子态隐形传输”的理论计数符合率也与实验不一致。

5. 为了能将实验结果解释为“量子态隐形传输”，塞林格等不得不引入“贝尔基测量规则”。他们用反对称的 $|\psi_{12}^{-}\rangle$ 描述双光子，然后乘上一个空间反对称的波函数，使之变成对称波函数。并声称反对称空间波函数描述的两个光子一点会出现在不同的探测器上，由此达到三光子重合计数的目的。然而这个“贝尔基测量规则”没有任何物理根据，完全是为了自圆其说而引入的。

6. 按照这种逻辑，对称的贝尔态 $|\psi_{12}^{+}\rangle$ 也要乘上一个对称的空间波函数，这意味着两个纠缠光子会出现在同一个探测器上，无法达到三光子符合计数的要求。于是塞林格和潘建伟等就认为 $|\psi_{12}^{+}\rangle$ 在实验上无法测量，完全不顾 $|\psi_{12}^{+}\rangle$ 与 $|\psi_{12}^{-}\rangle$ 只相差一个负号，前者才是真正描述双光子的量子态。“贝尔基测量规则”不成立，就直接导致“量子态隐形传输”的崩溃。

7. 塞林格和潘建伟认为在他们的实验中只有一个贝尔基可测量，每次测量都是对 $|\psi_{12}^{-}\rangle$。因此 **Alice** 通过经典途径传达的信息就毫无用处，整个信息传输过程没有秘密可言。事实上在 **Bob** 收到 **Alice** 的经典信息之前，光子 **3** 早就到达 **Bob** 处。**Bob** 的偏振器已经与光子相互作用，并将光子发送到探测器 d_1 或 d_2。也就是说光子 **3** 的信息已经定格，**Alice** 的信息完全是马后炮。所谓量子信息不可破译只是一厢情愿，即使“量子态隐形传输”理论正确，在塞林格和潘建伟的实验中也根本无法实现。

8. 最根本的问题是，“量子态隐形传输”理论和实验建立在量子力学波函数崩塌和量子纠缠态假设的基础上，这两个假设是否成立在物理学上是有很大争议的，甚至可能是错误的。事实上用量子力学标准方法计算“量子态隐形传输”实验，根本不需要引入贝尔基，即不存在波函数崩塌到某贝尔基的问题，更不存在什么量子态的“隐形传输”的问题。因此“量子隐形态传输”没有物理学基础，完全是虚幻的，根本谈不上可以作为实用技术加以开发。

8. 所谓的“量子态隐形传输”实验是利用非线性光学中产生的光子纠缠对，在分束器上进行线性混合，加上符合计数测量，并进行统计的结果（实验时间为 **2000** 秒，过程中产生大量的光子）。即使该实验中存在某些新的量子光学现象，也与“量子态隐形传输”无关。由于所用的波函数和计算方法与标准量子力学不一致，潘建伟和塞林格等对三光子符合计数统计中漏掉了许多东西。

总而言之，无论在理论上还是在实验上，塞林格和潘建伟等都没有证明“量子态隐形传输”现象的存在。我们不可能在这种“量子态隐形传输”理论的基础上建立量子通讯系统，达到信息传输不可破译的目的。

参考文献

1. **C.H. Bennet et al. Phys. Rev. Lett., 70, 1895 (1993).**
2. **D. Bouweester, Jian-Wei Pan et al. Nature, 390, 575 (1997). Jian-Wei Pan, D. Bouweester, et al. Phys. Rev. Lett., 80, 3891 (1999).**
3. 张永德， 量子力学，科学出版社，**p 354, (2008).**
4. 潘建伟，安东.塞林格，量子态远程传送的实验实现，物理，**28** 卷，**10** 期 **(1999).**
5. 潘建伟等，五光子纠缠和终端开放隔空传输的实验演示， **Nature**，**(2004).**
6. 潘建伟等，超纠缠 **10** 量子比特薛定谔猫态的实验演示，**Nature**，**(2010).**