

编者按 鉴于量子信息研究的迅速发展,多位专家、学者建议我刊组织出版量子计算和量子信息专题,于是我们安排了这一专题.量子计算机具有比经典计算机更强的计算能力,量子通信具有更强的安全性.量子计算和量子信息利用量子的手段进行信息的制备、传输、储存和处理,具有多方面的优点.

本专题共组织了7篇文章,分两期发表.该专题从量子关联,单光子的发射和探测,连续变量量子计算,超导量子计算器件,量子纠缠,量子算法等几个方面对量子计算和量子信息的相关研究及其进展进行了介绍,希望本专题能够有益于读者了解量子信息的主要的几个方面.由于时间的限制,本专题还有许多重要的方面没有反映,以后会在适当的时间继续介绍.

量子关联

许金时 李传锋[†] 张永生 郭光灿

(中国科学技术大学中国科学院量子信息重点实验室 合肥 230026)

摘要 量子纠缠是量子信息处理过程中的重要资源,也是量子力学与经典力学本质区别的一个重要特征.最近随着量子信息理论不断发展,人们发现可分态中也可以存在非经典的量子关联,量子纠缠只是量子关联的一部分.而且这种非纠缠的量子关联可能在一些量子信息处理过程中起到重要的作用.文章介绍了量子关联最近所取得的一些研究进展,特别是量子关联在各种消相干环境下的演化规律等.

关键词 量子纠缠,量子关联,关联演化,量子消相干

Quantum correlation

XU Jin-Shi LI Chuan-Feng[†] ZHANG Yong-Sheng GUO Guang-Can

(Key Laboratory of Quantum Information, University of Science and Technology of China,
Chinese Academy of Sciences, Hefei 230026, China)

Abstract Quantum entanglement is fundamental in quantum physics both for its essential role in understanding the nonlocality of quantum mechanics and its practical application in quantum information processing. Recently, with the development of quantum information theory, nonclassical correlation has been found to exist even in separated states. The quantum correlation of quantum states includes entanglement and other kinds of nonclassical correlation. Moreover, such kinds of non-entangled quantum correlation may also play important roles in certain quantum information processes. We review recent progress in this field, particularly the dynamics of quantum correlation in different kinds of decoherence environments.

Keywords quantum entanglement, quantum correlation, correlation dynamics, quantum decoherence

1 引言

量子信息学是将量子力学基本原理运用到信息理论和计算机科学中所产生的一门崭新学科,是当前国际研究最活跃、最重要的课题之一.量子信息可以实现诸多经典领域所不能完成的信息处理任务,例如量子隐形传态^[1]、量子密集编码^[2]、绝对安全的

量子密钥传输^[3],能够破解当前广泛使用的公开密钥体系 RSA 的大数因子分解的量子算法^[4]等等.

量子纠缠是不同量子体系之间的一种特殊关联.1935年,Einstein, Podolsky 和 Rosen(EPR)基

* 国家重点基础研究发展计划(批准号:2011CB921201)、国家自然科学基金(批准号:10874162)、中国博士后科学基金(批准号:20100470836)资助项目

2010-08-09 收到

[†] 通讯联系人. Email: cfli@ustc.edu.cn

于局域实在假定,发表了著名的质疑量子力学完备性的文章^[5],从此,量子纠缠就一直是量子力学中最热点讨论的基本问题之一.量子纠缠是一种非局域的关联,它是量子力学区别于经典力学的一个本质特征,可以存在于相隔非常遥远没有相互作用的两个量子体系之间,比如一对相隔很远的原子、光子、电子等等.量子纠缠的这些特殊的性质使它成为量子通信和量子计算中的重要资源^[6].很多经典方法所不能实现的量子信息方案都可以通过量子纠缠来辅助实现.

然而我们所感兴趣的量子体系一般不是一个封闭系统,它不可避免地要与环境发生相互作用,从而发生消相干^[7].量子纠缠体系也不例外^[8],与环境的耦合将破坏纠缠的特性,这给量子信息技术的发展和应用带来严峻的考验.因此对量子纠缠在不同噪声环境中的动力学过程的研究,将有助于我们采取措施来克服困难;而且量子纠缠在消相干信道中的演化会展现出与单粒子相干性渐进衰减完全不同的性质.纠缠可能在有限的演化时间内完全消失^[9-19],即纠缠的突然死亡现象^[19],这为我们更深刻地理解和利用纠缠提供了契机.

最近,随着量子信息理论的发展,很多工作已经指出,包含经典和量子两部分的关联可能比纠缠更广泛,更基础.纠缠只是作为一种特殊的量子关联存在.举个最简单的例子,在一个 Bell 态中,经典关联和量子关联都为 1,而在这种情况下,纠缠就等于量子关联.更进一步,人们又发现了可分态中可能含有非经典关联,这就意味着纠缠为零的可分态中可能含有非零的量子关联^[20,21],而且这种非纠缠的量子关联已经在理论上被用在非幺正的量子计算模型中,以实现使问题加速解决的一些计算方案^[22],并且这些方案已经在实验上得到实现^[23].

与纠缠一样,量子系统中的各种关联在周围环境噪声作用下都会不断衰减.研究各种关联在不同噪声信道下的动力学过程,将有助于我们进一步理解和应用它们.而且相对于纠缠突然死亡的独特性质,对其他各种关联独特演化方式的研究,不仅有助于区分各种关联在量子信息方案优越性方面所起的作用,而且对进一步利用它们也有着重要的实际意义.

本文将着眼于量子体系中总的非经典关联(量子关联),首先介绍它的一些不同度量方法,并介绍最近的一些研究进展;本文第三节将结合我们所做的几个实验工作,阐述量子关联在各种消相干环境下的演化规律;最后将对量子关联的研究进行小结和展望.

2 量子关联的定义

关联是自然界中普遍存在的现象.我们对一个系统进行观测的结果一般与我们先前对这个系统的观测和认识有关^[24].在经典领域,关联可以很好地在 Shannon 信息理论框架内进行刻画^[25].假定我们在一系列的不同时刻(t_1, t_2, \dots, t_N)对一个给定的系统进行连续测量.我们把每次的测量结果记为 x_1, x_2, \dots, x_N ,每个测量序列的结果都有不同的概率输出,将之记为 $p(x_1, x_2, \dots, x_N)$.关联就意味着对任意的 $1 \leq n \leq N$,这些概率分布不会以乘积的形式出现,即 $p(x_1, x_2, \dots, x_n) \times p(x_{n+1}, \dots, x_N)$ ^[25].Shannon 引入了互信息量的概念来度量不同观测值之间的关联度的大小.为了简单起见,我们将所有的测量分成两组 A 和 B,他们各自的概率分布为 $p(A)$ 和 $p(B)$,以及共同的概率分布 $p(A, B)$.这样 A 和 B 之间的互信息量就定义为 $I(A; B) = H(A) + H(B) - H(A, B)$,其中 $H(X) = - \sum_{x \in X} p(x) \log p(x)$ (在文章中 \log 表示以 2 为底的对数),即为著名的 Shannon 熵.

我们可以很自然地将互信息量的概念推广到量子系统,这样就能够得到量子互信息量的概念.考虑一个两体的量子态 ρ_{AB} ,量子互信息量定义为

$$I(\rho_{AB}) = S(\rho_A) + S(\rho_B) - S(\rho_{AB}) \quad (1)$$

其中 $S(\rho) = -\text{tr} \rho \log \rho$ 为 von Neumann 熵(tr 指求迹,即求矩阵对角线元素之和), ρ_A 和 ρ_B 分别为 ρ_{AB} 的约化密度矩阵.受 Landauer 信息擦除原理的启发,Groisman 等人利用一个关联的可操作性定义证明两体量子系统的总关联为其量子互信息量^[26].

在经典信息理论领域,根据 Bayes 定理($H(A|B) = H(A, B) - H(B)$),经典互信息量还有一个等价的表达方式: $C(A; B) = H(A) - H(A|B)$,其中 $H(A|B)$ 表示在知道 B 体系测量结果情况下 A 体系的条件熵.因此,经典互信息量也度量了在对 B 测量时所能提取的 A 的信息量.

对这种经典互信息量表达形式的量子推广,我们需要引入一套完备的测量基底 $\{\Pi_j\}$ (不一定是正交基底)来对 B 体系进行测量,对于每次的测量结果 j ,其概率为 $p_j = \text{tr}_{AB}(\rho_{AB} \Pi_j)$,A 的态将塌缩到 $\rho_A^j = \text{tr}_B(\Pi_j \rho_{AB} \Pi_j) / p_j$.在对所有的测量基进行优化时,量子体系的经典关联就可定义为^[26]

$$C(\rho_{AB}) = S(\rho_A) - \min_{\{\Pi_j\}} \sum_j p_j S(\rho_A^j) \quad (2)$$

由于对两个量子关联在一起的体系中一个进行

测量,将不可避免地导致对另一个体系的扰动,因此经典互信息量两种等价的表达形式在量子世界中一般是不一致的,它们之间的差值为

$$Q(\rho_{AB}) = I(\rho_{AB}) - C(\rho_{AB}) \quad (3)$$

这就是著名的量子失协(quantum discord^[21]).可分态中也可能含有非0的量子失协,量子失协包含量子体系中的量子纠缠和非纠缠的量子关联,它度量了量子体系中总的非经典关联.量子失协一经提出立刻引起了广泛的关注.人们已经证明,几乎所有的量子态都含有量子失协^[27],并研究了不同物理体系中量子失协的情况,包括自旋链^[28-30]、原子系统^[31]、光子系统^[23,32,33]、量子点^[34]以及核磁共振(NMR)系统^[35]等.最近量子失协的概念还从分立体系推广到连续高斯态体系^[36-38],而且已经开始被用来分析生物系统中可能的量子现象^[39].

量子失协(特别是非纠缠的量子关联)在量子信息处理过程中的应用也被广泛研究,包括DQC1的量子计算方案^[22,23],Grover搜索算法^[40]等,它将有助于说明量子方案能超越经典的真正原因.量子失协在一些基本的物理问题中也起到重要的作用,如麦克斯韦妖^[41],量子相变^[28-30]等,人们甚至开始研究具有相对论效应的量子失协情况^[42,43].量子失协在一些基本量子信息理论方面也有着重要的应用,比如它与正定映射演化^[44,45]及量子态广播定理^[46,47]之间的对应关系等等.考虑到消相干环境,量子失协在马尔科夫环境^[36,48-51]和非马尔科夫环境^[29,37,52-54]下的演化也被广泛研究.实验上,我们利用光学系统分别研究了量子失协在马尔科夫环境^[32,33]和非马尔科夫环境下的演化规律^[32,33],Soares-Pinto等人也在NMR体系中研究了量子失协在马尔科夫环境下的演化情况^[35].

在量子失协的概念提出后,人们也开始从不同的角度考虑量子系统中各种关联的度量方法.最近,Modi等人^[55]利用距离相对熵的方法对量子体系中的各种关联进行定义.这样就可使所有的关联都能放在同一个框架内进行考虑,并且可以直接推广到多体高维系统.在所有的可分态中,局域可区分态的混合叠加构成了经典态,而量子系统 ρ 的量子关联就定义为离其最近经典态 χ_ρ 的距离,可以简化为 $Q(\rho) = S(\chi_\rho) - S(\rho)$.而经典关联定义为经典态 χ_ρ 与其相应直积态 π_{χ_ρ} 的最近距离,可以写成 $C(\rho) = S(\pi_{\chi_\rho}) - S(\chi_\rho)$.在这个框架下, ρ 的量子纠缠则定义为到离其最近的可分态的距离,即纠缠的相对熵^[56].

从原始量子失协的定义可以看出,这是一种单

边测量的定义方式.而这种定义方法在一般情况下并不是对称的,对B的测量和对A的测量将得到不同的量子失协.利用两边同时测量来定义各种关联的方法也已经被提出.在一个复合的两体系统中,经典关联可以表示为“最大的经典互信息量”,也就是通过对系统的两个子体系同时做局域测量,并对测量基底进行优化^[57,58].由于从热库中提取信息需要做功,一种热力学方法也被用来定义量子关联^[59,60].特别是我们可以将通过完全的局域操作和经典通信操作所提取的信息与总信息之间的差值定义为量子信息差额,并可以用它来度量量子关联^[60].考虑到经典态在测量的过程中不会被扰动,通过定义测量导致的扰动也可以用来刻画经典和量子关联^[61].

虽然量子失协是度量量子系统中量子关联一个很基本的概念,它的计算要求在一个给定的系统上对所有的测量进行优化,因此对一般的情况将是非常艰难的计算过程.目前只有对一些特殊的高对称态得到了量子关联和经典关联的解析解^[62,63].值得一提的是,对于高对称形式的Bell对角态,上面所提到的不同量子关联定义的计算结果都是相等的.

3 量子关联在噪声环境下的演化

考虑到量子系统与环境之间不可避免的相互作用,各种关联的演化规律引起了人们的高度关注.很多工作集中于比较量子失协和量子纠缠在各种噪声环境下演化的异同之处,发现量子失协在马尔科夫环境下比纠缠更能抵抗消相干^[48].最近人们还发现经典关联和量子关联在马尔科夫噪声下一些特殊的演化规律,比如关联的衰减率有突变的现象^[49],量子关联在消相干环境下会保持不变,并且出现从经典消相干到量子消相干的突然变化^[51],以及量子关联突然消失但却没有流失到环境中的现象^[50].很多工作也研究关联在非马尔科夫环境下的演化,发现在有限的时间间隔内,量子关联会间断性消失而纠缠却会完全消失^[52,53].这一节将结合我们所做的几个实验工作,阐述量子关联在各种消相干环境下的演化规律.

光子比特可以很容易地进行单比特操作并可以很好地与环境相分离,因此将光子偏振编码成信息载体的方法已经被用来实现很多量子信息过程^[6].而利用光子偏振与频率模式在双折射环境中的相互耦合,可以模拟消相位环境^[64].我们将光子的水平

偏振(H)和垂直偏振(V)编码成一个量子比特的两个能级,并让偏振纠缠的光子对通过单边可控的石英晶体(用来模拟马尔科夫极限的消位相信道)来研究不同关联的演化.我们研究的量子态为 Bell 对角态,并利用前面量子互信息量的定义来度量总关联,用优化单边测量的方法度量经典关联,因此量子失协就可以度量量子关联^[32].

图 1 为我们的实验装置.通过中心波长为 780nm、脉宽 130fs 的钛宝石锁模激光倍频,得到的紫外脉冲光被一个紫外偏振分束器(UV PBS)分成两路.其中一路透射 45 度的线偏振光($1/\sqrt{2}(H+V)$),另一路反射-45 度的线偏振光($1/\sqrt{2}(H-V)$).这两路的相对功率大小可以很容易地通过半波片(HWP1)来改变,并且它们之间的时间差别约为 6ns.这两路光在一个分束镜上重新合在一起,并且同时泵浦两块切割角相同但是光轴相互垂直放置的 BBO 晶体,以制备光子偏振纠缠态^[65].在用石英晶体(CP)补偿 BBO 晶体中的双折射效应后,短路程的光制备得到最大纠缠态 $|\Phi^+\rangle = 1/\sqrt{2}(HH+VV)$,而长路程的光制备得到 $|\Phi^-\rangle = 1/\sqrt{2}(HH-VV)$.

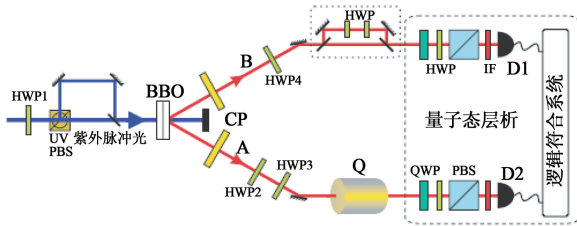


图 1 关联在马尔科夫消位相信道下演化的实验装置^[32](图中 UV PBS 为紫外偏振分束镜, PBS 为偏振分束镜, BBO 为 β 相偏硼酸钡晶体, CP 为补偿石英晶体, Q 为消相干石英晶体, QWP 为四分之一波片, D1 和 D2 为单光子探测器, IF 为干涉滤波片)

两个光轴设置在 22.5 度的半波片(HWP2 和 HWP4)时,可以将 H 变成 $1/\sqrt{2}(H+V)$,将 V 变成 $1/\sqrt{2}(H-V)$.光轴设置在 0 度的半波片(HWP3)时,在 H 和 V 上引入一个 π 位相.由于探测器区分不出两个制备过程的时间信息^[66,67],因此所制备态变成

$$\rho_{AB} = b |\Phi^-\rangle\langle\Phi^-| + d |\Psi^-\rangle\langle\Psi^-|, \quad (4)$$

这里 b 由两束泵浦光的相对强度决定,并且 $b+d=1$.然后模式 A 上频率分布为 $f(\omega)$ 的光子,经过由厚度为 L 、光轴设置在水平方向的石英片(Q)所模拟的消位相环境.由于不同频率的光子在双折射环境中所获得的相对位相不一样,在将频率信息抹除后,光子偏振将出现消相干,并且消相干系数为 $k = \int f(\omega) \exp(i\tau\omega) d\omega$,其

中 $\tau = L\Delta n/c$, c 为光子在真空中的速度, Δn 为水平光子和垂直光子折射率的差值.

模式 B 中的虚线框是一个不等臂 Mach-Zehnder 装置,它将光子再次分到长路径和短路径上,以制备另一个输入态.虚线框中的长路径有一个光轴放置在 45 度上的半波片和一个光轴放置在水平方向的半波片.这两个路径的时间差大于光子的相干长度而小于符合时间窗口(大约为 3ns).因此,所制备的态变为

$$\rho = dR |\Phi^+\rangle\langle\Phi^+| + b(1-R) |\Phi^-\rangle\langle\Phi^-| + bR |\Psi^+\rangle\langle\Psi^+| + d(1-R) |\Psi^-\rangle\langle\Psi^-|, \quad (5)$$

其中 R 为虚线框中两个部分反射镜总的有效反射率.模式 A 上的光子接着通过消位相信道.我们利用量子态层析的方法来重构演化态^[68].每个模式上的四分之一波片、半波片和偏振分束镜用来设定所需要的 16 个测量基底.最后用装有半高全宽(FWHM)为 3nm 的干涉滤波片的单光子探测器来探测两个光子,并进行符合计数.

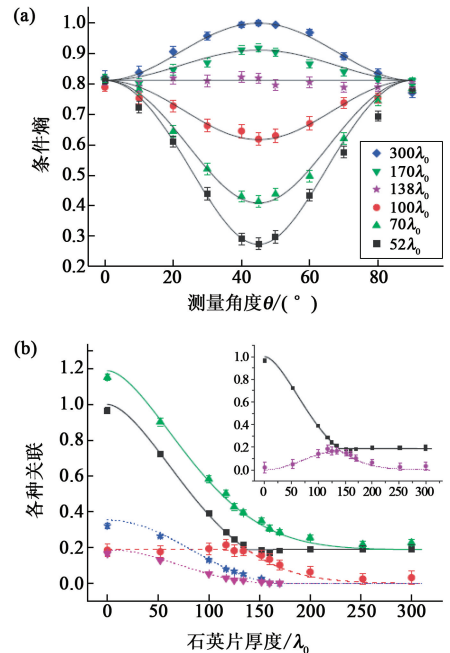


图 2 关联衰减率突然变化的演化情况^[32]

图 2 为 $\rho_{AB} = b |\Phi^-\rangle\langle\Phi^-| + d |\Psi^-\rangle\langle\Psi^-|$ ($b=0.75$) 在消位相信道下的关联演化情况.理论上,应当对 B 模式上光子的投影基底 $|l\rangle = \cos\theta|0\rangle + \sin\theta e^{i\phi}|1\rangle$ 通过搜索最佳的 θ 和 ϕ 进行优化,以便得到模式 A 上的条件熵 $S(\rho'_A)$,进而计算经典关联.在实验中,我们取 $\phi=0$,将 θ 当成变量来测量 $S(\rho'_A)$ 的值.图 2(a) 为在不同石英片厚度下 $S(\rho'_A)$ 的变化情况.我们发现,在 $L < 138\lambda_0$ 时, $S(\rho'_A)$ 的最小值在 $\theta=45^\circ$ 的时候取得,而 $L \geq 138\lambda_0$ 时,其最小

值在 $\theta=0^\circ$ 时取得($\lambda_0=0.78\mu\text{m}$ 为光子的中心波长).这与理论预言(实线)相吻合^[49].根据前面的定义,这就意味着经典关联(C)的衰减率有一个突变现象.图2(b)展现了总关联(I)、经典关联(C)和量子关联(Q)的演化情况.C(黑色方块)在 $L<138\lambda_0$ 时单调衰减,而在 $L\geq 138\lambda_0$ 时保持不变,这与图2(a)相一致.经典关联在消相干环境下保持不变的特性也可以用作计算经典关联和量子关联的一种可操作性方法^[49].相反地,Q(圆点)以一种不同的方式演化,它在 $L<138\lambda_0$ 时保持不变,而在 $L\geq 138\lambda_0$ 时单调衰减.实验得到量子关联无消相干区域有重要意义,它可以用来实现抗消相干的量子信息处理方案.这个现象随后在理论上被Mazzola等人进一步进行阐述^[51].我们可以看到I(上三角形)在演化过程中总是指数衰减,这与量子互信息量连续变化的性质相一致.相应的浅色实线、黑色实线以及虚线分别表示总关联、经典关联和量子关联相应的理论预言.误差主要来源于计数的统计起伏.

我们还考虑了量子纠缠的演化情况.在这里,我们分别用生成纠缠(E_n)^[69]和纠缠相对熵(R_n)^[56]来度量的纠缠.图2(b)中浅色星形表示 E_n 的实验结果,而相应的点线为其相应的理论预言.可以看到,纠缠在 $L=173\lambda_0$ 时被置为0,展现了纠缠突然死亡的现象^[19].浅色下三角形表示 R_n 的实验结果,而相应的点线为其理论预言.虽然在一开始的演化中 E_n 大于 R_n ,它们在同一厚度出现突然死亡,这验证了它们的自洽性.我们发现量子关联在演化过程中有时小于 E_n 而有时又大于 E_n .特别在 $L>173\lambda_0$ 时,量子关联指数衰减而纠缠已经完全消失.这验证了以前理论上关于量子失协比纠缠更能抵抗消相干的预言^[48].由于 R_n 与其他关联一样都是以熵为计算基础,它总是小于量子关联,这也为我们的实验所证实.图2(b)中的插图进一步比较了非纠缠量子关联($D=Q-R_n$)^[24]与经典关联的大小关系.浅色圆点表示 D 的实验结果,而浅色虚线表示相应的理论结果.由于Q在衰减率上有突变现象, D 的衰减率也有突变现象,并且我们发现 $D<C$.

图3展现了另外一种关联的演化情况,即衰减率突然变化的现象消失.入射态分别是 $\rho_{AB}=b|\Phi^-\rangle\langle\Phi^-|+d|\Psi^-\rangle\langle\Psi^-|$, $b=0.5$ (可分态,图3(a))和 $b=1$ (最大纠缠态,图3(b)).图3(a)中 $S(\rho_A)$ 的最小值是在 $\theta=45^\circ$ 时取得的,而图3(b)中最小值是在 $\theta=0^\circ$ 的时候取得的($\phi=0$)^[49].浅色上三角形、黑色方块和浅色圆点分别表示I,C和Q.

图3(a)中的量子关联一直为0,而总关联等于经典关联并且都单调衰减.图3(b)中的经典关联保持为1,而量子关联呈指数衰减.与生成纠缠 E_n (浅色星形)的演化相比较,我们发现图3(a)的纠缠保持为0(实验点没有画出来),并且与Q相等,而图3(b)中生成纠缠总是大于量子关联.浅色的菱形表示 $\Delta(\Delta=\sqrt{\chi_1}-\sqrt{\chi_2}-\sqrt{\chi_3}-\sqrt{\chi_4})$,其中 χ_i 表示矩阵 $\rho(\sigma_2\otimes\sigma_2)\rho^*(\sigma_2\otimes\sigma_2)$ 从大到小排列的4个本征值^[70]. σ_2 表示第二个Pauli矩阵,而 ρ^* 为 ρ 的复共轭.如果 $\Delta\geq 0$,它的值就等于 concurrence^[70]的值,它也是呈指数衰减的.在 $\Delta<0$ 时,生成纠缠被置为0.图3还展示了纠缠相对熵(R_n)的演化情况.在图3(a)中, R_n 保持为0(实验点没有画出来)而它在图3(b)中呈指数衰减.在两种情况下, R_n 与量子关联完全重合,非纠缠的量子关联都为0,并且实验结果与相应的理论预言吻合很好.

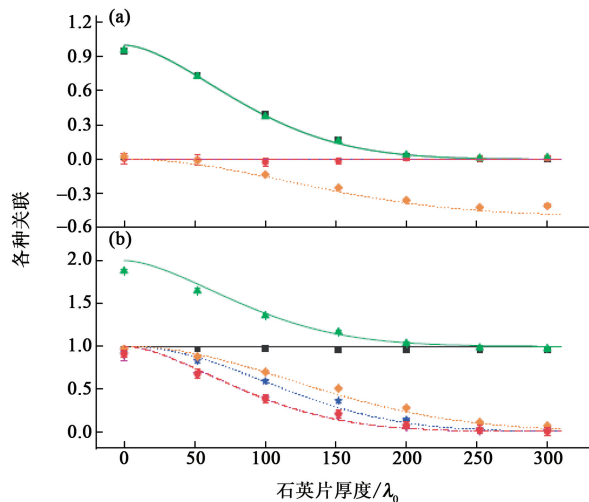


图3 初始态为 $\rho_{AB}=b|\Phi^-\rangle\langle\Phi^-|+d|\Psi^-\rangle\langle\Psi^-|$, $b=0.5$ (a)和 $b=1$ (b)关联的演化情况^[32]

长期以来,人们对量子体系中的经典关联和量子关联的大小关系一直很感兴趣,Lindblad在一篇文章中猜测量子体系中的经典关联总是不小于量子关联^[71].然而最近很多理论文章都找出了反例^[28,49,72],反驳了这种猜测.在实验中,我们首次观测到 $Q>C$ 的现象.此时,图1中的虚线框被用在模式B上,所制备的初态为

$$\rho = dR|\Phi^+\rangle\langle\Phi^+| + b(1-R)|\Phi^-\rangle\langle\Phi^-| + bR|\Psi^+\rangle\langle\Psi^+| + d(1-R)|\Psi^-\rangle\langle\Psi^-|,$$

我们令 $b=0.9$ 和 $R=0.9$ 使得 $Q-C$ 最大.图4展现了我们的实验结果.总关联(浅色上三角形)呈指数衰减,而经典关联(黑色方块)和量子关联(浅色圆点)在 $L=78\lambda_0$ 仍然出现衰减率突然变化的现象.在

大约为 $50\lambda_0$ 到 $90\lambda_0$ 。石英片厚度区间中, Q 在误差范围内大于 C 。图 4 还展现了生成纠缠 En (浅色星形)和纠缠相对熵 Rn (浅色下三角形)的演化情况。这两种纠缠的刻画方式在 $L = 220\lambda_0$ 时都出现纠缠的突然死亡,并且纠缠在随后的演化中都被置为 0。图 4 插图中的非纠缠量子关联 D (浅色圆点)在衰减率上也有一个突变现象。在我们的实验中,纠缠和非纠缠的量子关联都一直小于经典关联。

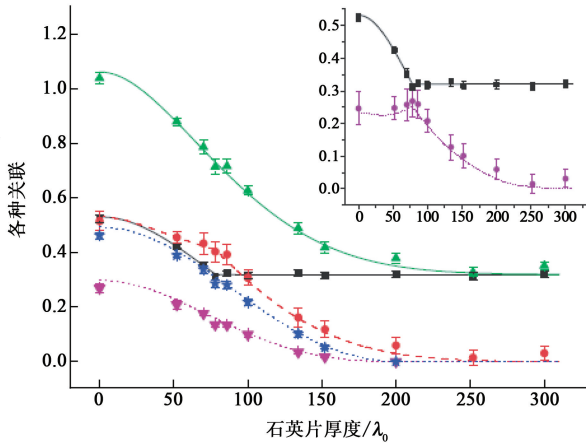


图 4 量子关联大于经典关联的演化情况^[32]

最近有记忆作用的非马尔科夫效应是量子信息中的一个研究热点,然而具体的实验实现却是一个很大的挑战。我们在光学系统中利用一个 Fabry-Perot (FP)腔及其后的双折射石英晶体成功地模拟了非马尔科夫消位相信道,并演示两体纠缠在此环境中的崩塌和复原现象^[18]。这个 FP 腔是一个 0.2 mm 厚,两面都镀上中心波长为 780 nm、反射率为 90% 反射膜的石英玻璃。虽然波长在 FP 腔反射带边的光子都被反射,但由于多光束干涉效应,半波长整数倍等于腔光学厚度的光子可以完全透过。因此连续频谱的光子通过 FP 腔后将变为分立的频谱。分立频谱的光子在消位相信道中演化时,其总体相对位相会出现再聚焦,使得光子的相干性得到恢复。我们同时还进一步研究 Bell 对角态在这种非马尔科夫环境中经典关联和量子关联的演化情况^[33]。我们利用距离相对熵的方法来度量各种关联,实验中观测到经典消相干到量子消相干突然变化的现象。在一开始的演化中,经典关联指数衰减而量子关联保持不变,在经典关联等于量子关联后,经典关联保持不变而量子关联指数衰减。由于非马尔科夫环境中相对位相的再聚焦,量子关联可以从几乎为 0 的值得到恢复,然后在随后的演化中进一步衰减。在我们的实验中,经过 FP 腔后,光子的频谱由三个宽度为 0.85nm 的高斯波包来拟合。然而它们在消位相信道中的非马尔科夫效应太微弱,以致于

经典关联无法得到恢复,经典关联在量子关联实现恢复的区域仍然保持不变。原则上我们可以通过改变 FP 腔的参数来控制实验中非马尔科夫效应的强弱,比如可以减少 FP 腔的厚度,这样通过它的分立频谱的线宽将减少,从而使得光子在演化过程中的再聚焦效应增强,并观测到经典关联和量子关联的恢复。然而这在实验上有很大难度,为此,我们选择利用光学的 σ_x 操作来研究从量子恢复到经典恢复的突然变化。在这种情况下,一开始量子关联逐渐增大,经典关联保持不变。在它们的交汇点后,量子关联保持不变而经典关联逐渐增大。光学的 σ_x 操作是通过一个光轴放置在 45 度上的半波片来实现的,它能够将 H 和 V 互换,因此光子经过一定厚度的石英片并在 H/V 基底上消相干后,通过 σ_x 操作,再通过相同厚度的石英片,其相干性将得到完全恢复。这与核磁共振中的自旋回声^[73]很相像。在 σ_x 操作后,各种关联在随后的演化中都恢复到初始值,并且初态到末态的关联分布关于 σ_x 操作点对称,展现了关联的回声现象。

4 结束语

在量子关联研究的过程中还存在着很多有趣的问题,其中之一就是多体系高维度量子系统中量子关联的度量。Bennett 等人最近提出度量真正多体关联所必须具备的三个基本条件^[74]。他们发现, Kaszlikowski 等人提出的用以度量多体关联的 covariance^[75]的概念并不满足他们所提出的其中两个条件。因此 Bennett 等人认为, covariance 并不能作为一个度量方法。前面所提到的利用距离相对熵的度量方法,可以很方便地推广到多体系高维度情况^[55],它可能对目前的争论有所帮助。

另一个有趣的问题是,生成纠缠与量子关联之间的大小关系。在前面介绍的实验中,已经验证了生成纠缠会大于量子关联。实际上,理论已经证明,对于两体系统,在体系维度大于 5 的情况下,作为度量总关联的量子互信息量甚至会小于生成纠缠^[76]。这种不一致是因为关联是在不同的框架下进行定义的。我们可以利用纠缠相对熵的方法来度量纠缠,这样,各种关联就可以都在熵的框架下进行度量,从而进行比较。

随着量子优越性的进一步发掘,人们对其深层次原因也愈加感兴趣,因此对各种关联的研究也将更加深入。量子体系中不同关联的演化呈现出独特的演化特征,这不仅有助于设计更为有效的量子信息方案,而且能够促进对一些基本物理现象的理解。目前对于

两个量子比特系统的量子纠缠在噪声环境下的演化已经有了一般的描述方式^[77-79],人们期望其他各种关联的演化的研究也能有相类似的规律.另一方面,即使对于最简单的两体量子体系,各种关联的计算也并非易事,而多体系高维度系统将呈现出更为奇特的现象,因此这将是未来研究的重点和难点.

参考文献

- [1] Bennett C H, Brassard G, Crepeau C *et al.* Phys. Rev. Lett., 1993, 70 (13), 1895
- [2] Bennett C H, DiVincenzo D P. Nature, 2000, 404 (6775): 247
- [3] Bennett C H, Brassard G. Processings of the IEEE International Conference on Computers, Systems, and Signal Processing, Bangalore, 1984, 175—179
- [4] Shor P W. Proceedings of the 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science, 1994, 124—134
- [5] Einstein A, Podolsky B, Rosen N. Phys. Rev., 1935, 47: 777
- [6] Nielsen M A, Chuang I L. Quantum Computation and Quantum Information. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000
- [7] Zurek W H. Rev. Mod. Phys., 2003, 75 (3): 715
- [8] Mintert F, Carvalho A R R, Kus M *et al.* Phys. Rep., 2005, 415 (4): 207
- [9] Zyczkowski K, Horodecki P, Horodecki M *et al.* Phys. Rev. A, 2002, 65 (1): 012101
- [10] Rajagopal A K, Rendell R W. Phys. Rev. A, 2001, 63 (2): 022116
- [11] Diosi L. In: Benatti F, Floreanini R Eds. Irreversible Quantum Dynamics. Springer New York, 2003. 157—163
- [12] Dodd P J, Halliwell J J. Phys. Rev. A, 2004, 69 (5): 052105
- [13] Daffer S, Wodkiewicz K, McIver J K. Phys. Rev. A, 2003, 67 (6): 062312
- [14] Yu T, Eberly J H. Phys. Rev. Lett., 2004, 93 (14): 140404
- [15] Yu T, Eberly J H. Phys. Rev. Lett., 2006, 97 (14): 140403
- [16] Almeida M P, de Melo F, Hor-Meyll M *et al.* Science, 2007, 316 (5824): 579
- [17] Laurat J, Choi K S, Deng H *et al.* Phys. Rev. Lett., 2007, 9 (18): 180504
- [18] Xu J S, Li C F, Gong M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2010, 104: 100502
- [19] Yu T, Eberly J H. Science, 2009, 323 (5914): 598
- [20] Henderson L, Vedral V. J. Phys. A: Math. Gen., 2001, 34 (35), 6899
- [21] Ollivier H, Zurek W H. Phys. Rev. Lett., 2001, 88 (1): 017901
- [22] Datta A, Shaji A, Caves M. Phys. Rev. Lett., 2008, 100 (5): 050502
- [23] Lanyon B P, Barbieri M, Almeida M P *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 101 (20): 200501
- [24] Vedral V. <http://arxiv.org/abs/0906.3656>, 2009
- [25] Shannon C E. Bell System Technical Journal, 1948, 27: 379—423; 623—656
- [26] Groisman B, Popescu S, Winter A. Phys. Rev. A, 2005, 72 (3): 032317
- [27] Ferraro A, Aolita L, Cavalcanti D *et al.* Phys. Rev. A, 2010, 81: 052318
- [28] Sarandy M S. Phys. Rev. A, 2009, 80: 022108
- [29] Werlang T, Rigolin G. Phys. Rev. A, 2010, 81: 044101
- [30] Chen Y X, Li S W. Phys. Rev. A, 2010, 81: 032120
- [31] Cole J H. J. Phys. A: Math. Theor., 2010, 43: 135301
- [32] Xu J S, Xu X Y, Li C F *et al.* Nat. Commun., 2010, 1: 7
- [33] Xu J S, Li C F, Zhang C J *et al.* Phys. Rev. A, 2010, 82: 042328
- [34] Fanchini F F, Castelano L K, Caldeira A O. New. J. Phys., 2010, 12: 073009
- [35] Soares-Pinto D O, Celeri L C, Auccaise R *et al.* Phys. Rev. A, 2010, 81: 062118
- [36] Giorda P, Pairs M G A. Phys. Rev. Lett., 2010, 105: 020503
- [37] Vasile R, Olivares P, Paris S *et al.* Phys. Rev. A, 2010, 82: 012313
- [38] Adesso G, Datta A. Phys. Rev. Lett., 2010, 105: 030501
- [39] Bradler K, Wilde M M, Vinjanampathy S *et al.* 2010, arXiv: 0912.5112
- [40] Cui J, Fan H. J. Phys. A: Math. Theor., 2010, 43: 045305
- [41] Zurek W H. Phys. Rev. A, 2003, 67 (1): 012320
- [42] Datta A. Phys. Rev. A, 2009, 80: 052304
- [43] Wang J C, Deng J F, Jing J L. Phys. Rev. A, 2010, 81: 052120
- [44] Rodriguez-Rosario C A, Modi K, Kuah A M *et al.* J. Phys. A: Math. Theor., 2008, 41 (20): 205301
- [45] Shabani A, Lidar D A. Phys. Rev. Lett., 2009, 102 (10): 100402
- [46] Piani M, Christandl M, Mora C E *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 102: 250503
- [47] Luo S. Lett. Math. Phys., 2010, 92: 143
- [48] Werlang T, Souza S, Fanchini F F *et al.* Phys. Rev. A, 2009, 80 (2): 024103
- [49] Maziero J, Celeri C, Serra R M. Phys. Rev. A, 2009, 80: 044102
- [50] Maziero J, Werlang T, Fanchini F F *et al.* Phys. Rev. A, 2010, 81: 022116
- [51] Mazzola L, Piilo J, Maniscalco S. Phys. Rev. Lett., 2010, 104: 200401
- [52] Wang B, Xu Z Y, Chen Z Q *et al.* Phys. Rev. A, 2010, 81: 014101
- [53] Fanchini F F, Werlang T, Brasil C A *et al.* Phys. Rev. A, 2010, 81: 052107
- [54] Ge R C, Gong M, Li C F *et al.* Phys. Rev. A, 2010, 81: 064103
- [55] Modi K, Paterek T, Son W *et al.* Phys. Rev. Lett., 2010, 104: 080501
- [56] Vedral V, Plenio M B, Rippin M A *et al.*, Phys. Rev. Lett., 1997, 78 (12): 2275
- [57] Terhal B M, Horodecki M, Leung D W *et al.* J. Math. Phys., 2002, 43 (9): 4286
- [58] DiVincenzo D P, Horodecki M, Leung D W *et al.* Phys. Rev. Lett., 2004, 92 (6): 067902
- [59] Oppenheim J, Horodecki M, Horodecki P *et al.* Phys. Rev. Lett., 2002, 89 (18): 180402
- [60] Horodecki M, Horodecki P, Horodecki R *et al.* Phys. Rev. A, 2005, 71 (6): 062307
- [61] Luo S. Phys. Rev. A, 2008, 77 (2): 022301
- [62] Luo S. Phys. Rev. A, 2008, 77 (4): 042303
- [63] Ali M R, Rau A R P, Alber G. Phys. Rev. A, 2010, 81: 042105
- [64] Berglund A J. <http://arxiv.org/abs/quant-ph/0010001>, 2000
- [65] Kwiat P G, Waks E, White A G. Phys. Rev. A, 1999, 60 (2): R773
- [66] Puentes G, Voigt D, Aiello A. Opt. Lett., 2006, 31 (13): 2057

- [67] Aiello A, Puentes G, Voigt D *et al.* Phys. Rev. A, 2007, 5 (6):062118
- [68] James D F V, Kwiat P G, Munro J *et al.* Phys. Rev. A, 2001, (5):052312
- [69] Bennett C H, DiVincenzo D P, Smolin J A *et al.* Phys. Rev. A, 1996, (5):3824
- [70] Wootters W K. Phys. Rev. Lett., 1998, 80 (10):2245
- [71] Lindblad G. In: Bendjaballah C *et al.* (eds.) Quantum Aspects of Optical Communications. Lecture Notes in Physics, Berlin :Springer, 1991, 378, 71
- [72] Luo S, Zhang Q. J. Stat. Phys., 2009, 136: 165
- [73] Hahn E. Phys. Rev., 1950, 80:580
- [74] Bennett C H, Grudka A, Horodecki M *et al.* <http://arxiv.org/abs/0805.3060>, 2010
- [75] Kaszlikowski D, Sen (De) A, Sen U *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 101 (7): 070502
- [76] Li N, Luo S. Phys. Rev. A, 2007, 76 (3): 032327
- [77] Konrad T, de Melo F, Tiersch M *et al.* Nature Phys., 2008, 4: 99
- [78] Farias O J, Latune C L, Walborn S P *et al.* Science, 2009, 324:1414
- [79] Xu J S, Li C F, Xu X Y *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 103: 240502