关于量子态可分性的 O-约化判据*

郁司夏[†]　刘乃乐
（中国科学技术大学近代物理系　合肥微尺度物质科学国家实验室（筹）　合肥　230026）

摘　要　文章提出了一类纠缠目击者. 它们是以局域正交可观测量的形式给出的，因而自动提供了利用局域测量和经典通信来探测纠缠的方法. 利用 Jamiołkowski 同构得到了相应的非完全正的正映射，从而导出一类新的可分性判据——O-约化判据. 约化判据和重排判据都是该判据的特例. 另外，还发现 O-约化判据可以通过测量局域正交可观测量的一个厄米关联矩阵来获得物理的实现. 作为应用，构造了 Horodecki 在 1997 年发现的第一个束缚纠缠态的纠缠目击者的清晰形式，并且提出了一类 $d\otimes d$ 束缚纠缠态，其纠缠可以通过对局域正交可观测量进行置换来探测.

关键词　局域正交可观测量，纠缠目击者，O-约化判据，束缚纠缠态

O-reduction criterion for the separability of quantum states

YU Si-Xia[†]　LIU Nai-Le
(*Department of Modern Physics and Hefei National Laboratory for Physical Sciences at Microscale*, *University of Science and Technology of China*, *Hefei* 230026, *China*)

Abstract　We propose a family of entanglement witnesses. These witnesses are constructed by using local orthogonal observables, and therefore can be easily measured by means of local measurements and classical communications. From the Jamiołkowski isomorphism we obtain the corresponding positive maps that are not completely positive. These maps lead to a new separability criterion——the O-reduction criterion, which includes the reduction criterion and the realignment criterion as special cases. In addition, we find that the O-reduction criterion can be physically realized by measuring a Hermitian correlation matrix of local orthogonal observables. As applications, we construct an explicit entanglement witness for the first bound entangled state found by Horodecki in 1997, and as well introduce a family of $d\otimes d$ bound entangled states, whose entanglement can be detected by permuting local orthogonal observables.

Keywords　local orthogonal observables, entanglement witnesses, O-reduction criterion, bound entangled states

纠缠是量子系统的特性，它使得一个量子系统根本不同于经典系统：对于一个由两个或多个子系统组成的经典系统，它的全部知识是关于各个子系统的知识的总和；但当一个量子系统处于纠缠态时，关于该系统整体的知识并不能约化为其各个子系统的知识之和，而各个子系统在某种程度上失去了其个体性. 换句话说，当整体系统处于一个确定的态时，其子系统的状态可能并不确定. 量子纠缠曾经在上世纪早期被 Schrödinger 用来讥讽量子态的叠加原理[1]，并被 Einstein，Podolsky 和 Rosen 用来质疑量子力学关于波函数描述的完备性[2]. Bell 不等式[3]定量地约束了任何局域实在理论中局域测量结果之间可能的关联，显示了某些量子纠缠系统中的关联强于任何经典系统. 近些年来，那些源自量子纠缠的、奇妙的、看上去自相矛盾的方面被人们积极地利用，来完成一些采用任何经典手段都无法完成

*　国家自然科学基金（批准号：90303023）、中国科学院知识创新工程、教育部留学回国人员科研启动基金资助项目
2006－01－09 收到

†　通讯联系人. Email：yusixia@ustc.edu.cn

的任务[4—7]，从而导致了量子信息领域的诞生和迅速发展.

自从 Werner 于 1989 年提出纠缠混态的操作性定义[8]以来，人们着眼于回答如下一个基本问题：给定一个多粒子态，如何判断它是可分态还是纠缠态？要回答这一问题，需要研究一个可分态必须满足的条件，给出一些可分性判据（separability criteria）. Bell 不等式就是一类典型的可分性判据，这是因为处于可分态的多体系统的任何局域测量结果都容许有一个局域实在模型，从而满足所有的 Bell 不等式. 但是，虽然 Bell 不等式在研究非定域性方面具有基本的重要性，却并不是一个非常强的量子态可分性判据，原因有二：首先，存在一些纠缠态，它们容许一个局域实在模型来模拟所有局域测量结果[8]，从而满足所有的 Bell 不等式；其次，Peres 曾经提出一个猜想[9]，说所有具有正部分转置（positive partial transposition，PPT）的纠缠态不破坏任何 Bell 不等式. 到目前为止，没有发现任何两体的 PPT 纠缠态破坏 Bell 不等式. 而 PPT 纠缠确是存在的[10]，并且属于一种不可提纯的纠缠——束缚纠缠（bound entanglement）[11]. 自 20 世纪 90 年代中期以来，发展出更多有效的可分性判据，比如正部分转置判据（PPT criterion）[12,13]、域判据（range criterion）[10]、约化判据（reduction criterion）[14,15]、盖判据（majorization criterion）[16]、重排判据（realignment criterion）[17,18]、对称扩展判据（symmetric extension criterion）[19,20]、基于解方程的方法[21]、局域不确定性关系[22—24]、纠缠目击者（entanglement witness）[13,25]等等. 一些判据（比如正部分转置判据和约化判据等）是基于非完全正的正映射（positive maps that are not completely positive）[13]. 非完全正的正映射的例子是很少的，而且一般不能直接获得物理的实现，因为物理的过程由完全正的正映射来表达.

另一方面，量子纠缠是量子信息处理和量子通信中一种关键的资源. 然而这种资源却是昂贵和脆弱的. 说它昂贵，是由于它不能通过局域的操作和经典的通信产生或绝对地增加，如果使用者处于相对遥远的地点，则需要进行纠缠的发送；说它脆弱，是由于在纠缠发送的过程中，粒子不可避免地与环境耦合而导致消相干或耗散等过程，从而使纠缠的品质降低. 因此，当处于遥远地点的使用者获得粒子时，他们有必要使用可行的实验手段（局域测量和经典通信）来判断这些粒子是不是还处于纠缠态、以及纠缠的品质如何. 如何利用局域的手段来进行量子纠缠探测已成为量子通信中的关键课题之一[26—30]. 最近，我们发现了一种构造纠缠目击者的新方法和一类新的可分性判据[31]，其中的一些纠缠目击者和可分性判据能够探测束缚纠缠，而且易于通过局域测量和经典通信来获得物理的实现. 本文将介绍这些进展. 为简便起见，本文仅限于讨论 $d\otimes d$ 维的两体复合系统，对单体和两体密度矩阵分别用 ρ 和 ρ_{AB} 表示，以示区分.

首先，我们需要扼要介绍一些基本概念. 如果一个两体密度算符能够写成直积态的凸组合的形式，那么我们称这样的两体态为可分态，否则称为纠缠态. 可分态可以通过局域的操作和经典的通信来制备，而纠缠态却不可以. 所谓纠缠目击者是指复合系统的一个可观测量，它在所有的可分态下都具有非负的期望值，但它本身并不是一个正算符，即至少具有一个负本征值. 可以证明：一个两体量子态是可分态的充分必要条件，是所有的纠缠目击者在该态下都具有非负的期望值. 如果一个映射 Λ 将正算符映射为正算符，我们就称这个映射为正映射. 恒定映射（identity map）I 就是一个平庸的正映射. 如果对于一个正映射 Λ 和任意维数的任一附加系统，映射 $\Lambda\otimes \mathrm{I}$ 都将被扩大了的系统上的正算符映射为正算符，我们就称映射 Λ 是一个完全正的正映射. 可以证明：一个两体量子态 ρ_{AB} 是可分态的充分必要条件是，对于所有的非完全正的正映射 Λ，都有 $\Lambda\otimes \mathrm{I}(\rho_{AB})\geqslant 0$. 而且可以证明，上述这两个分别基于纠缠目击者和非完全正的正映射的充分必要条件是等价的，这种等价性源自纠缠目击者与非完全正的正映射之间的 Jamiołkowski 同构关系[32]. 需要注意的是，虽然这两个条件都是充分必要条件，但利用它们来探测纠缠却绝非易事，因为单个纠缠目击者或者非完全正的正映射都只能判别一小部分纠缠态；对于给定的纠缠态，构造能探测其纠缠的纠缠目击者和非完全正的正映射往往是很困难的.

如果两个可观测量 X 和 Y 满足 $\mathrm{Tr}(XY)=0$，我们就称它们是相互正交的可观测量. 作用于一个 d 维 Hilbert 空间上的任意 d^2 个相互正交的可观测量，可以用来展开所有的线性算符，因此称它们为一组完备的正交可观测量. 例如，对于单个 qubit 系统，一组典型的完备正交可观测量是 $\{I,\sigma_x\sigma_y\sigma_z\}/\sqrt{2}$. 假设 $\{|i\rangle\}$ 是一个 d 维系统的一组正交归一基，我们定义如下一组标准的完备正交可观测量：$\{\lambda_\mu\equiv\lambda_i,\lambda_{jk}^{+},\lambda_{jk}^{-}(i,j,k=1,2,\cdots,d,j<k)\}$，其中

$$\lambda_i = |i\rangle\langle i|, \lambda_{jk}^{+} = \lambda \frac{|j\rangle\langle k| + |k\rangle\langle j|}{\sqrt{2}},$$

$$\lambda_{jk}^{-} = \frac{|j\rangle\langle k| - |k\rangle\langle j|}{i\sqrt{2}}. \quad (1)$$

假设 O 是任一实正交矩阵,则 λ_μ 的线性组合 $\lambda_\mu^o = \sum_{\nu=1}^{d^2} O_{\mu\nu}\lambda_\nu$ 必定也是一组完备的正交可观测量. 而且任何一组完备的正交可观测量(比方说 λ_μ 的转置 λ_μ^T)都可以表示为 λ_μ 的线性组合,组合系数构成一个实正交矩阵.

根据密度矩阵正性的必要条件 $\mathrm{Tr}\rho^2 \leqslant 1$,我们容易得到如下结论:在任一态 ρ 下,任何一组完备的正交可观测量 λ_μ 满足如下不确定性关系:

$$\sum_{\mu=1}^{d^2} \langle\lambda_\mu\rangle_\rho^2 \leqslant 1. \quad (2)$$

利用这一关系和柯西不等式可以证明,可观测量:

$$W_O \equiv \mathrm{I} \otimes \mathrm{I} - \sum_{\mu=1}^{d^2} \lambda_\mu^o \otimes \lambda_\mu^T. \quad (3)$$

在所有可分态下都具有非负的期望值. 因此如果我们选择 O,使得 W_O 至少有一个负本征值,那么 W_O 就是一个纠缠目击者. 例如,选取 $\lambda_\mu^o = \lambda_{\sigma^l(\mu)}$,其中 $\lambda_{\sigma^l(\mu)}$ 代表前面定义的标准正交可观测量中前 d 个可观测量 λ_i 的 $d-1$ 种循环置换:$\sigma^l(i) = i - l$,($l = 1,2,\cdots,d-1$),同时其他可观测量 $\lambda_{jk}^{\pm}$ 保持不变. 这等价于在基 $\{|i\rangle\}$ 下写出的密度矩阵的对角元根据规则 $\sigma^{-l}(i)$ 进行置换. 可以证明相应的可观测量 W_O 必有负本征值,因而是纠缠目击者.

(3)式这种构造纠缠目击者的新方法有其突出的特点:它与具体的态无关,而以前构造纠缠目击者往往是针对具体的态进行的;而且由于它是以局域可观测量的形式给出的,因此自动提供了利用局域测量和经典通信来进行实验探测的方法. 作为应用,我们通过构造合适的矩阵 O,首次给出了 Horodecki 于 1997 年发现的第一个束缚纠缠态[10]的纠缠目击者的具体形式[31]. 由于篇幅所限,此处不详细介绍.

与可观测量 W_O 通过 Jamiołkowski 同构相联系的正映射具有如下形式:

$$\mathrm{O}(\rho) = I\mathrm{Tr}\rho - \sum_{\mu=1}^{d^2} \langle\lambda_\mu\rangle_\rho \lambda_\mu^o \equiv I\mathrm{Tr}\rho - \rho^o. \quad (4)$$

并不是所有正交矩阵 O 对应的正映射 O 都是非完全正的. 比如,如果 $\lambda_\mu^o = \lambda_\mu^T$,那么 O 就是完全正的.

设两粒子体系 AB 处于态 ρ_{AB}. 我们可以用算符基 $\{\lambda_\mu \otimes \lambda_\nu^T\}$ 来展开 ρ_{AB}:$\rho_{AB} = \sum_{\mu\nu} T_{\mu\nu}\lambda_\mu \otimes \lambda_\nu^T$,其中 $T_{\mu\nu} = \langle\lambda_\mu \otimes \lambda_\nu^T\rangle_{\rho_{AB}}$. 将 O 作用到子系统 A 上,我们就得到一个新的可分性判据:如果态 ρ_{AB} 是可分态,则对于所有的 O,如下不等式成立:

$$\mathrm{Tr}_A\rho_{AB} - \sum_{\mu,\nu=1}^{d^2} T_{\mu\nu}\lambda_\mu^o \otimes \lambda_\nu^T \geqslant 0. \quad (5)$$

我们称这类新判据为 O-约化判据. 如果 $\lambda_\mu^o = u\lambda_\mu u^\dagger \equiv \lambda_\mu^u$,其中 u 是某个幺正算符,那么 O 就退化为约化映射(reduction map)[14,15],同时 O-约化判据退化为约化判据. 我们知道,如果一个态破坏约化判据,则该态一定可以被提纯[14]. 换言之,任何束缚纠缠态都满足约化判据. 因此,如果 O-约化判据能够探测束缚纠缠,那么相应的 λ_μ^o 一定不能表达为 λ_μ 的幺正变换的形式.

重排判据是近来被发现的一类较强的可分性判据[17,18],它能够判别一些束缚纠缠态. 对于密度矩阵 ρ_{AB},按下列方式得到一个重排矩阵 $\tilde{\rho}_{AB}$:$\langle i|\langle j|\tilde{\rho}|k\rangle|l\rangle = \langle i|\langle k|\rho_{AB}|j\rangle|l\rangle$. 重排判据是说,如果 ρ_{AB} 是可分态,那么 $\tilde{\rho}_{AB}$ 的所有奇异值之和不大于 1. 可以证明,重排判据等价于我们的纠缠目击者,而其判别纠缠的效力比 O-约化判据弱. 解释如下:对于任一形如(3)式的纠缠目击者 W_O,可分态 ρ_{AB} 都必须满足 $\mathrm{Tr}(\rho_{AB}W_O) \geqslant 0$,这等价于要求 T 的所有奇异值之和不大于 1. 这个要求等价于重排判据,因为 $\tilde{\rho}_{AB}$ 在正交归一基 $\{|\lambda_\mu\rangle \equiv \sqrt{d}(\lambda_\mu \otimes \mathrm{I})|\Phi^+\rangle\}$ 下的矩阵恰为 T,其中 $|\Phi^+\rangle = (1/\sqrt{d})\sum_{i=1}^{d}|i\rangle|i\rangle$ 是一个最大纠缠态. 但是,重排判据有其局限性,因为它不能判别一些 $2\otimes2$ 的纠缠[17]. 而 O-约化判据显然能够判别所有的 $2\otimes2$ 纠缠,因为它的一个特例(约化判据)对于 $2\otimes2$ 量子态的可分性是一个充分必要条件. 另一方面,由以下关系

$$\langle\Phi^+|(\mathrm{O}\otimes\mathrm{I})(\rho_{AB})|\Phi^+\rangle = 1 - \mathrm{Tr}(TO^T). \quad (6)$$

可知,如果对于所有 O,都有 $(O\otimes\mathrm{I})(\rho_{AB}) \geqslant 0$ 成立,则 T 的所有奇异值之和一定不大于 1. 也就是说,不能用 O-约化判据判别的纠缠,一定也不能用重排判据判别. 可见,O-约化判据比重排判据强.

作为 O-约化判据的应用,我们来研究下列 $d\otimes d$ 态的纠缠性质. 我们会发现它在某些参数空间内是 PPT 纠缠态,即束缚纠缠态,

$$\rho = a_1|\Phi^+\rangle\langle\Phi^+| \sum_{i=2,k=1}^{d} \frac{a_i}{d}\lambda_k \otimes \lambda_{k+i-1}, \quad (7)$$

其中所有的 a_i 都是正数,且满足 $\sum_{i=1}^{d} a_i = 1$,当下

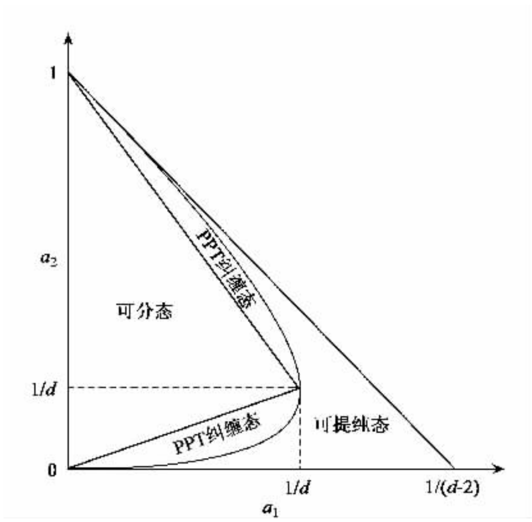

图1 当除了 a_2 和 a_d 之外的其他参数都等于 a_1 时，以 a_1 和 a_2 作为独立参数描绘的由(7)式表示的态

标 $k+i-1$ 超过 d 时，默认它为 $k+i-1-d$，以下均采用这种默认. 可以证明以下四条结论：(1) 如果对于所有 $i=2,\cdots,d$ 都有 $a_i\geqslant a_1$，那么 ρ_{AB} 是可分态. (2) ρ_{AB} 是 PPT 态(即 ρ_{AB} 的部分转置算符为正算符)的充分必要条件是对于所有 $i=2,\cdots,d$，都有 $a_ia_{d+2-i}\geqslant a_1^2$. (3) 如果对于某 i，有 $a_ia_{d+2-i}<a_1^2$ 成立，即 ρ_{AB} 不是 PPT 态，则 ρ_{AB} 一定是可提纯的. (4) 现在我们利用前面讨论过的 $d-1$ 个 $\lambda_{\sigma^l(\mu)}$ 所对应的 O-约化判据，(5) 式即为

$$\frac{a_1}{d}\sum_{i\neq k}|ii\rangle\langle kk| + \sum_{i,k=1}^{d}\frac{a_i}{d}\lambda_{k-l}\otimes\lambda_{k+i-1}\leqslant\frac{I}{d}. \tag{8}$$

容易验证，以上不等式左边的算符有一个本征值为 $(1/d)[(d-1)a_1+a_{1-l}]$，相应的本征态为 $|\Phi^+\rangle$. 于是我们得到如下结论：如果 ρ_{AB} 是可分态，那么对于所有 $i=1,2,\cdots,d$，都有 $(d-1)a_1+a_i\leqslant 1$ 成立.

以上这4条结论约束了 ρ_{AB} 是可分态、PPT 态或可提纯态时，ρ_{AB} 在参数空间中的可能位置. 为了看清其中存在 PPT 纠缠态，我们考虑一种特殊情况，即除了 a_2 和 a_d 之外的其他参数都等于 a_1. 由于 $(d-2)a_1+a_2+a_d=1$，此时只有两个独立参数，比方说 a_1 和 a_2 所有的态都处于由直线 $(d-2)a_1+a_2=1$、a_1 轴和 a_2 轴所夹的三角形内；可分性的充分必要条件是 $a_2\geqslant a_1$ 且 $a_d\geqslant a_1$；PPT 的充分必要条件是 $a_2a_d\geqslant a_1^2$. 由图1可见存在 PPT 纠缠态.

众所周知，所有的量子操作都只能用完全正的正映射来描述. 由于 O-约化判据源自非完全正的正映射，看上去不能通过物理的过程来实现这一判据. 然而，如果考虑由完备正交可观测量 $\{\lambda_\mu^o\}$ 和 $\{\lambda_\nu^u\}$ 在态 ρ_{AB} 下的关联函数构成的一个 $d\times d$ 厄米关联矩阵 $X=\sum_\mu \mathrm{Tr}(X\lambda_\mu)\lambda_\mu$：

$$\mathrm{Tr}(X\lambda_m)=\langle(I-\lambda_m^o)\otimes\lambda_m^u\rangle_\rho, \tag{9a}$$

$$\mathrm{Tr}(X\lambda_{mn}^+)=\frac{-1}{\sqrt{2}}\langle\lambda_{mn}^{+o}\otimes\lambda_{mn}^{+u}-\lambda_{mn}^{-o}\otimes\lambda_{mn}^{-u}\rangle_\rho, \tag{9b}$$

$$\mathrm{Tr}(X\lambda_{mn}^-)=\frac{-1}{\sqrt{2}}\langle\lambda_{mn}^{+o}\otimes\lambda_{mn}^{-u}+\lambda_{mn}^{-o}\otimes\lambda_{mn}^{+u}\rangle_\rho, \tag{9c}$$

我们可以证明，对于所有正交矩阵 O 都有 O-约化判据成立，等价于对于任意幺正变换 u 和任意正交矩阵 O 都有 $X\geqslant 0$. 于是 O-约化判据等价于通过局域地测量上式中的关联函数来判断厄米关联矩阵 X 是否为正算符，从而获得物理的实现.

综上所述，我们发现了一种构造纠缠目击者的新方法和一种新的可分性判据——O-约化判据，它们可以探测束缚纠缠态，并可通过局域测量正交可观测量来获得物理的实现，这为在量子通信中进行量子纠缠探测提供了新的手段.

参 考 文 献

[1] Schrödinger E. Naturwissenschaften, 1935, 23: 807

[2] Einstein A, Podolsky B, Rosen N. Phys. Rev., 1935, 47: 777

[3] Bell J S. Physics (Long Island City, N.Y.), 1964, 1: 195; reprinted in Bell J S, Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics, Cambridge, England: Cambridge University Press, 1988

[4] Ekert A K. Phys. Rev. Lett., 1991, 67: 661

[5] Bennett C H, Wiesner S J. Phys. Rev. Lett., 1992, 69: 2881

[6] Bennett C H, Brassard G, Crépeau C *et al*. Phys. Rev. Lett., 1993, 70: 1895

[7] Bouwmeester D, Ekert A, Zeilinger A (Eds.). The Physics of Quantum Information: Quantum Cryptography, Quantum Teleportation, Quantum Computation, Heidelberg, Germany: Springer-Verlag, 2000

[8] Werner R F. Phys. Rev. A, 1989, 40: 4277

[9] Peres A. Found. Phys., 1999, 29: 589

[10] Horodecki P. Phys. Lett. A, 1997, 232: 333

[11] Horodecki M, Horodecki P, Horodecki R. Phys. Rev. Lett., 1998, 80: 5239

[12] Peres A. Phys. Rev. Lett., 1996, 77: 1413

[13] Horodecki M, Horodecki P, Horodecki R. Phys. Lett. A, 1996, 223: 1

[14] Horodecki M, Horodecki P. Phys. Rev. A, 1999, 59: 4206

[15] Cerf N J, Adami C, Gingrich R M. Phys. Rev. A, 1999, 60: 898
[16] Nielsen M A, Kemple J. Phys. Rev. Lett., 2001, 86: 5184
[17] Chen K, Wu L A. Quantum Inf. Comput., 2003, 3: 193
[18] Rudolph O. J. Phys. A, 2000, 33: 3951
[19] Doherty A C, Parrilo P A, Spedalieri F M. Phys. Rev. Lett., 2002, 88: 187904
[20] Doherty A C, Parrilo P A, Spedalieri F M. Phys. Rev. A, 2004, 69: 022308
[21] Wu S J, Chen X M, Zhang Y D. Phys. Lett. A, 2000, 275: 244
[22] Yu S, Pan J W, Chen Z B *et al*. Phys. Rev. Lett., 2003, 91: 217903
[23] Hofmann H F. Phys. Rev. A, 2003, 68: 034307
[24] Gühne O. Phys. Rev. Lett., 2004, 92: 117903
[25] Terhal B M. Phys. Lett. A, 2000, 271: 319
[26] Horodecki P, Ekert A. Phys. Rev. Lett., 2002, 89: 127902
[27] Gühne O, Hyllus P, Bruβ *et al*. Phys. Rev. A, 2002, 66: 062305
[28] Barbieri M, Martini F De, Nepi G Di *et al*. Phys. Rev. Lett., 2003, 91: 227901
[29] Bourennane M, Eibl M, Kurtsiefer C. Phys. Rev. Lett., 2004, 92: 087902
[30] Tóth G, Gühne O. Phys. Rev. Lett., 2005, 94: 060501
[31] Yu S, Liu N L. Phys. Rev. Lett., 2005, 95: 150504
[32] Jamiołkowski A. Rep. Math. Phys., 1972, 3: 275

· 物理新闻和动态 ·

DNA 金字塔的自组装

DNA 是生命的基本单元，它是由四个不同的碱基元组成两条序列串，相互联结形成一个双螺旋结构. DNA 中的序列串是用互补碱基序列来识别和相互约束的生物工程组件，它能利用自组装的方式组合成复杂的分子结构.

过去曾试图构造立体的或八面体的 DNA 纳米结构，但构造这类形状的 DNA 所需的步骤比较多，同时由它们所组合的分子类又比较少. 最近英国牛津大学的 Turberfield A 和 Goodman R 两位教授的发明解决了这个问题. 他们构造出一个纳米尺度的 DNA 四面体，称为 DNA 金字塔，这种四面体结构只要几秒的时间就可组装出结构的 95%. 四面体由四条序列串所组成，其中每一条 DNA 序列串排列在一个面上，而面与面的交界线是由相邻两个序列串的互补碱基对所构成.

新方法非常简单，首先将 DNA 序列串放在盐溶液中，将溶液加热到沸点以下，然后再把序列串迅速冷却，这时序列串会自组装成一个四面体. 利用 DNA 序列串的功能就能将不同的四面体联结成不同类别的大分子.

两位教授指出，他们的思想来源于建筑工程，因为在建筑中，四面体形状是一种既简单又稳定的结构单元. 因此将它移植到生物工程的纳米结构上应该也是一个理想的基本单元. 与此同时，荷兰 Vrije 大学的同行们对 DNA 金字塔进行了力学测量，他们利用原子力显微镜的针尖对四面体加压，测试表明，DNA 四面体可承受 100 pN 的压力. 他们还将进一步测试四面体的弹性系数.

Turberfield 教授的下一步工作是设计一个 DNA 金字塔系列，它们的特点是结构稳定，制造方便. 这样就可以形成一个纳米量级的工作平台，其作用类似于装配工程中的模板. DNA 四面体结构也可以用作单个蛋白分子的容器，从而可在药物传输方面起作用.

（云中客　摘自 Science, 2005, 310: 1661）

封面说明

左图：用粒子成像测速法测到的湍流热对流系统的瞬时速度场，图中箭头的颜色和长短表示该点的速度大小，方向表示该点的流体速度方向，在图中我们可以清晰的观察到一个尺度为对流槽高度的所谓大尺度环流；右边中间的小图是与左图对应的流动模式卡通图，其中红色的椭圆圈表示大尺度环流，对角上两个蓝色小圆圈表示反向小环流，褐色箭头表示大尺度环流的角向运动方向；最右边的小图是长时间平均后的流动模式，由于大尺度环流的角向运动，中间的流场抵消，只留下了上下底板附近的两个如螺线管般的流动模式. 在对流系统中，无论从时间还是空间上看，流场都显示出紊乱的特性，然而，如此紊乱的系统中竟然存在一个有规律的相干结构——尺度为对流槽高度的大尺度环流. 而这个大尺度环流又被发现有明显的角向运动，这种大尺度环流的角向运动不仅决定了对流系统的传热，它的统计和动力学特性还对理解地球外地核对流所产生的地磁场以及地磁场翻转提供了新的线索（详见本刊第 265—268 页）.

（香港中文大学物理系 夏克青）