

半导体量子点中的杂化量子比特

王保传^{1,2} 陈明博^{1,2} 曹刚^{1,2} 郭国平^{1,2,†}

(1 中国科学技术大学物理学院 中国科学院量子信息重点实验室 合肥 230026)

(2 中国科学技术大学 量子信息与量子科技前沿协同创新中心 合肥 230026)

2017-03-09收到

† email: gpguo@ustc.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20181105

Hybrid qubits in semiconductor quantum dots

WANG Bao-Chuan^{1,2} CHEN Ming-Bo^{1,2} CAO Gang^{1,2} GUO Guo-Ping^{1,2,†}

(1 CAS Key Laboratory of Quantum Information, School of Physical Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

(2 Synergetic Innovation Center of Quantum Information and Quantum Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

摘要 文章介绍了半导体新型量子比特——杂化量子比特。通过与半导体量子点中自旋量子比特和电荷量子比特进行比较,阐述了杂化量子比特兼具长相干与快操控的优点。在总结了杂化量子比特发展与现状的基础上,进一步简单介绍了中国科学技术大学中国科学院量子信息重点实验室在改进型杂化量子比特方面的工作成果。

关键词 量子计算, 量子点, 杂化量子比特

Abstract We introduce the hybrid qubit in semiconductor systems. Compared with the spin qubit and charge qubit, the hybrid qubit can have both long coherence time and fast operation. After a review of the development of hybrid qubits, we describe our recent work at the University of Science and Technology of China in improving the properties of hybrid qubits.

Keywords quantum computation, quantum dot, hybrid qubit

1 引言

与现代计算机控制晶体管高低电平编码经典比特0或1不同,量子计算机利用量子力学的叠加特性,量子比特可以处于0和1的叠加态。正是由于量子叠加态特性,量子计算机具有天然的并行计算能力,能够轻松解决密码破译、气候模拟等经典计算机难以处理的问题。在过去几十年里,人们在多个物理系统中尝试量子计算的研究,包括离子阱、半导体量子点、超导约瑟夫森结、金刚石NV色心等。基于半导体量子点的量子计算因为与现代半导体工艺兼容,具有良好的可扩展、可集成等特性,自1998年D. Loss等人提出

量子点实现半导体量子计算的方案后^[1],受到国际学术界的广泛关注,并取得了迅速的发展^[2, 3]。本文将GaAs体系为例,从传统半导体量子比特编码的发展与遇到的问题出发,介绍一种新型编码量子比特——杂化量子比特,比较它与传统量子比特的优势与区别。简单阐述杂化量子比特的工作原理与操控方式,并介绍中国科学技术大学中国科学院量子信息重点实验室在该方面的进展。

2 传统半导体量子比特

栅型量子点通常是采用纳米加工技术,在半导体材料上制备纳米电极,通过加在这些电极上

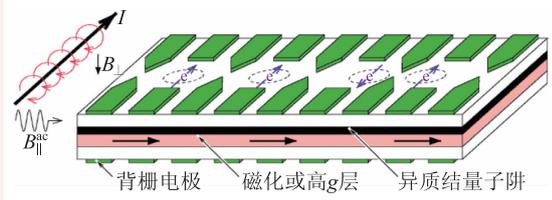


图1 栅型半导体量子点中自旋量子比特示意图(图片摘自引文[4])

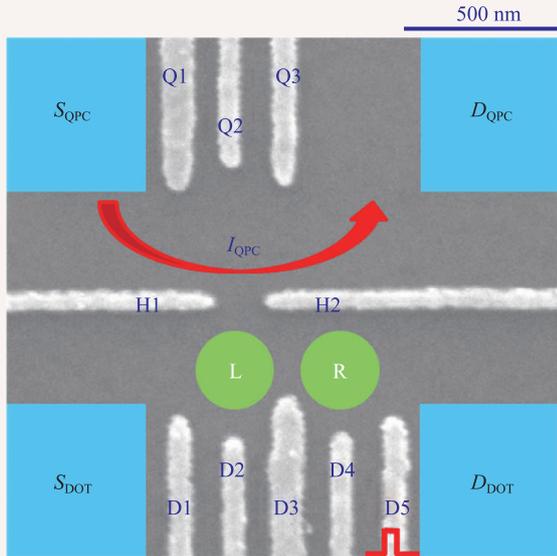


图2 扫描电子显微镜下双量子点样品结构示意图(扫描电镜照片同引文[24])

的电压，将半导体异质结上形成的二维电子气束缚在势阱中。根据量子力学原理，在势阱中会形成量子化的分立能级，电子占据在不同的分立能级中。在半导体量子点系统中，量子比特一般分为自旋型量子比特^[4-14]和电荷型量子比特^[15-23]。但不管是哪种比特，一般用布洛赫球来表征比特的信息状态。完成比特普适逻辑门很重要的一点是能够操控比特到布洛赫球上任意一点，如果能够分别操控比特绕 x 轴(比特翻转)和 z 轴(相位演化)运动，则通过二者组合就能够实现这一要求。本文用脉冲操控实现比特绕 x 轴的拉莫(Larmor)振荡和绕 z 轴的拉姆齐(Ramsey)干涉来描述比特演化。

自旋型量子比特，顾名思义，即利用电子的自旋特性来编码量子比特。如利用单电子自旋编码的自旋量子比特，通过施加面内磁场，电子自旋发生塞曼分裂，可以用电子的自旋方向(向上或

是向下)构成自旋量子比特的两个态。图1为利用电子自旋实现量子计算示意图^[1]，图2为扫描电子显微镜下的双量子点样品结构图^[24]。因为自旋量子比特与环境噪声耦合很弱，所以通常有较长的相干时间(~ 40 ns^[7])。若要对量子比特进行操控，实现电子自旋翻转，一般要求能够外加振荡电场或是磁场，发生电子自旋共振。但是因为耦合很弱，自旋翻转非常慢(~ 100 ns^[6])，因此基于自旋编码的量子比特操控也非常慢。

电荷型量子比特则以单个电子在双量子点中的不同位置状态进行编码。图2是一个双量子点样品在扫描电子显微镜下的照片。可以利用单个电子处在左侧量子点和右侧量子点时，分别定义为 $|L\rangle$ 和 $|R\rangle$ 来编码量子比特。与自旋型量子比特不同的是，电荷量子比特在 $|L\rangle$ 和 $|R\rangle$ 间的翻转速度由两量子点间的隧穿耦合决定，其翻转频率可以非常快(~ 5 GHz)。但是因为与环境噪声耦合强，电荷型量子比特相干时间却一般较短(~ 2 ns^[15])。在这么短的相干时间内完成一系列的高保真度门操控是电荷量子比特实现量子计算的最大挑战。

由于电荷量子比特相干时间短，自旋量子比特操控速度慢，因此寻找快操控、长相干兼容的编码方式，在比特相干时间内尽可能多地完成量子操控便成为学术界关心的重要课题。

3 杂化量子比特

新型量子比特——杂化量子比特编码方式，就是对上述问题一种可能的解决方案，该方案综合了电荷量子比特操控速度快与自旋量子比特相干时间长的特性。

2012年，威斯康辛大学研究组提出利用双量子点三电子态编码制备杂化量子比特^[25, 26]。该方案中，每个量子点中有一个或两个电子，例如在图3杂化量子比特能级占据示意图中，左边量子点中有1个电子，右边量子点有2个电子，逻辑比特的两个状态分别为 $|0\rangle = |\downarrow\rangle|S\rangle$ 和 $|1\rangle = \sqrt{1/3}|\downarrow\rangle|T_0\rangle + \sqrt{2/3}|\uparrow\rangle|T_- \rangle$ ，其中 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 分别表

示左边量子点中电子的自旋向上和向下， $|S\rangle$ 和 $|T\rangle$ 分别为右边量子点的自旋单态和三态。这种编码方式中， $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 不同电子的自旋状态保证了比特较长的弛豫时间，同时 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 的平行能级结构将有效地抑制电荷噪声，因此比特的相干时间远长于电荷量子比特；另一方面，与传统的自旋编码不同，双量子点系统总的自旋状态没有改变，因此可以通过门电极操控实现量子态间的快速演化，其速度可以达到GHz量级，远快于自旋比特。同时，考虑到比特的可扩展性问题，威斯康辛研究组也给出了使用电容耦合实现双杂化量子比特逻辑门控制方案^[26]。

2012年在硅基双量子点中测量得到三态—单态弛豫时间 T_1 大于100 ms，理论上预计消相干时间 T_2 最长可达到毫秒量级^[25]；2014年，利用特殊设计的脉冲波形，该研究组成功表征了杂化量子比特能级结构，实现了不同能级间的相干振荡，为制备杂化量子比特奠定了基础^[27]；同年，利用高频脉冲，进一步实现了杂化量子比特门操控，比特绕布洛赫球 x 轴(比特翻转) 2π 、 z 轴(相位演化)演化 2π 的保真度分别达到85%、94%，并提取得到比特在平行能级处的相干时间达到10 ns左右^[28]。图4(a)为该实验的样品图，图4(b)为杂化量子比特能级结构图和脉冲序列示意图，图4(c)和(d)则分别表示量子比特在布洛赫球面上实现比特翻转和相位演化示意图。需要说明的是，在操控中，比特绕 x 轴的翻转与传统电荷量子比特一样，相干时间约为2 ns。紧接着，利用微波实现了杂化量子比特操控，通过动力学解耦技术，将比特的相干时间提高到了150 ns左右^[29]。

正是由于杂化量子比特长相干、快操控的优良特性，其他科研组也对这一新型量子比特开展了研究，例如米兰比可卡大学(University of Milano-

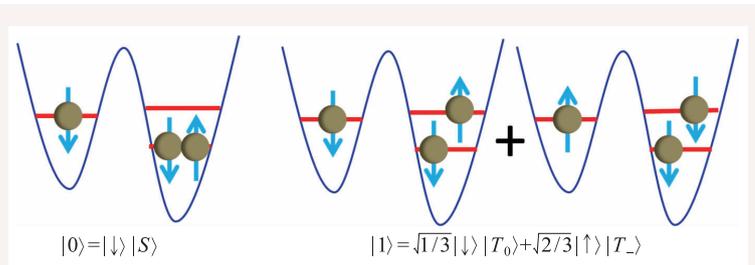


图3 杂化量子比特能级占据示意图

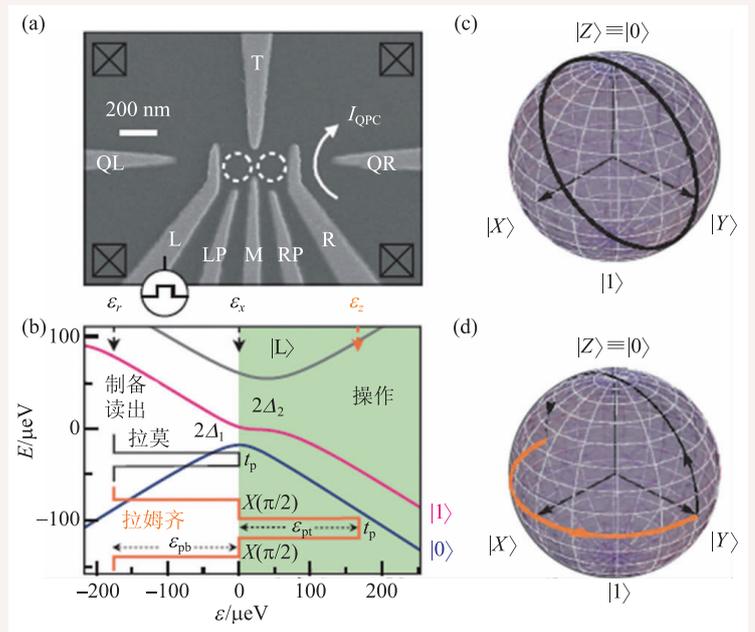


图4 硅基杂化量子比特样品结构及演化示意图(图片摘自引文[28]) (a)样品扫描电镜下的结构图。操控所需脉冲加在电极L上；(b)样品能级结构及脉冲示意图；(c)在(b)所示拉莫振荡脉冲控制下，比特在布洛赫球面上绕 x 轴在 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 之间翻转示意图；(d)在(b)所示拉姆齐振荡脉冲驱动下，比特在布洛赫球面绕 z 轴实现相位演化示意图

Bicocca)的E. Ferraro^[30]等人、亚琛工业大学(RWTH Aachen University)的S. Mehl^[31]等。但是这些科研组大多只是给出了理论方案，在实验上尚未取得进展。

4 改进型杂化量子比特

杂化量子比特虽然在实验中取得了重要进展，但仍然需要完善和改进，其中最重要的问题是能级间隔不可控。同一个量子点中，自旋单态 $|S\rangle$ 和 $|T\rangle$ 占据不同轨道态，而能级劈裂与量子点尺寸有关，在少电子区域，能级间隔往往在meV

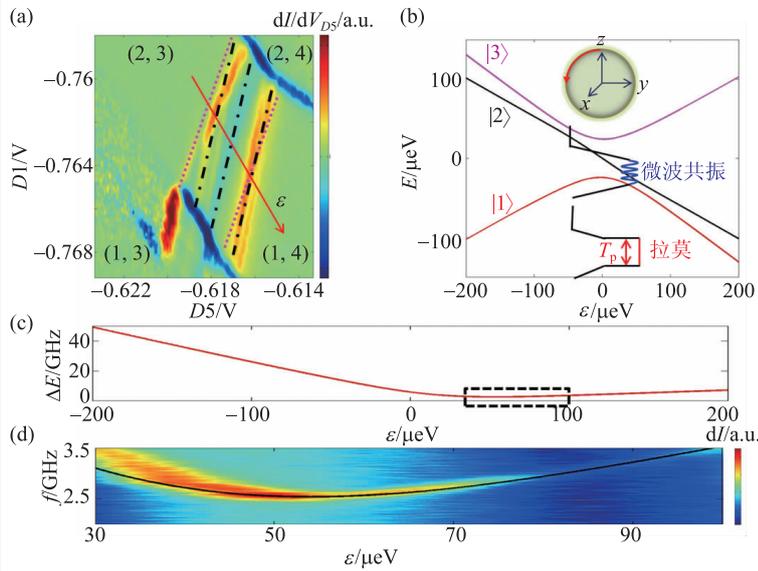


图5 样品能级结构表征(数据同引文[24]) (a)双量子点充电蜂窝图。图中两套不同斜率的隧穿线(红色和蓝色虚线)表明系统有两条斜率不同的能级结构; (b)理论计算得到的能级结构图; (c)系统最低两条能级的能级间隔; (d)通过微波共振表征出来的能级间隔图。图中黑曲线为理论曲线, 对应(c)中黑色虚线区域的能级间隔

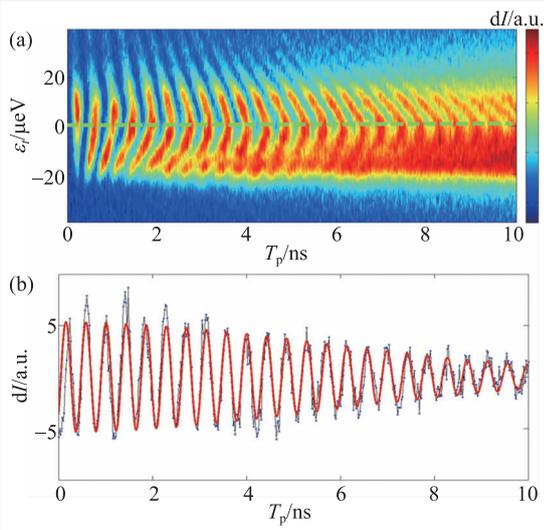


图6 比特绕布洛赫球x轴演化图(数据同引文[24]) (a)杂化量子比特拉莫振荡示意图; (b)为(a)中 $\epsilon_i=0$ 处(绿色虚线)对应的振荡曲线

量级(1 meV 对应约 240 GHz), 演化频率过快, 远远超过了目前仪器所能控制的范围(10 GHz 左右); 同时, 这种能级间隔和量子点形状有关, 一旦形成, 很难大范围调节, 因此样品可控性不强。

中国科学技术大学中国科学院量子信息重点

实验室半导体芯片研究组针对这一问题展开深入研究, 很好地补充和完善了杂化量子比特编码方式, 提出利用半导体量子点多电子轨道态的非对称性形成具有准平行能级结构的杂化量子比特, 并首次在 GaAs 体系中实现了这种可控性更强的杂化量子比特^[24]。

图2为扫描电子显微镜下的样品结构图。为方便描述, 我们采用 (N, M) 来标记左、右量子点中的电子数。样品工作在 $(2, 3)$ — $(1, 4)$ 区域, 考虑该双量子点中这5个电子的能谱, 假设右侧量子点中最低的3个轨道能级分别为 ψ_0, ψ_1, ψ_2 , 其中 ψ_0 由两个内层电子占据, $(2, 3)$ 分布时右侧剩下的一个电子则占据 ψ_1 , 而 $(1, 4)$ 分布时右侧剩下的两个电子若构成自旋单态, 则同时占据 ψ_1 , 若构成自旋三态, 则分别占据 ψ_1 和 ψ_2 。因此, 在不考虑最内层占据 ψ_0 态的两个电子的情况下, 该杂化量子比特与最初编码于双量子点3电子态的方案没有太大区别。但是, 由于样品的非对称性, 轨道能级 ψ_1, ψ_2 对施加的栅极电压有着不同的依赖关系, 当加在右边量子点的栅电压发生改变, $|2\rangle$ 态和 $|3\rangle$ 态的能级变化也不同, 因此在脉冲驱动下, 在 $(2, 3)$ 与 $(1, 4)$ 间出现两套斜率不同的隧穿线(图5(a)虚线所示)。这一特性导致了 $|2\rangle$ 态和 $|3\rangle$ 态的能级不再平行, 图5(b)、(c)分别为理论计算出来的能级结构图和最低两条能级间的间隔。从图5中可以看出, 原本在 $\epsilon=0$ 处出现的面交叉点向右移动, 特别与原始的杂化量子比特不同的是, 在 $\epsilon>0$ 处能级不再平行, 其能级间隔连续变化。对于该样品, 最低两能级免交叉点出现在 $\epsilon\sim 55 \mu\text{eV}$, 这就是新的最佳工作点(以此为原点, 重新定义能级失谐量为 ϵ_i)。图5(d)的微波共振实验表明理论与实验符合得较好。

通过施加如图5(b)中所示的拉莫脉冲, 非绝热地驱动量子比特在该工作点处进行拉莫振荡

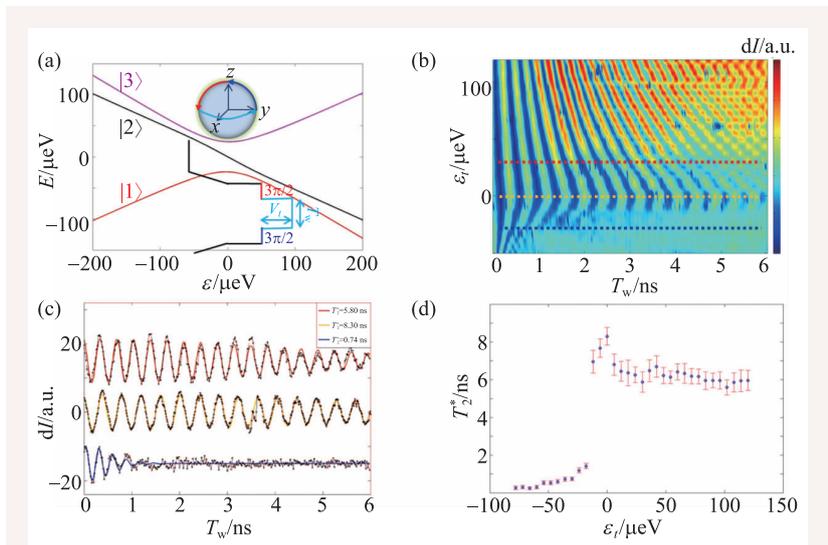


图7 比特绕布洛赫球 z 轴演化图(数据同引文[24]) (a)拉姆齐操控波形示意图; (b)拉姆齐干涉条纹随脉冲宽度和失谐量变化关系图; (c)为(b)中三条虚线对应的振荡曲线; (d)为(b)图中提取出来的相干时间随失谐量关系图

(图6), 实现量子比特的翻转演化, 提取出比特的振荡频率2.4 GHz, 相干时间达到8.1 ns。

进一步地, 通过如图7(a)所示的高频脉冲, 驱动量子比特拉姆齐干涉, 实现量子比特相位演化。在图7(b)中, $\epsilon_i > 0$ 处, 拉姆齐干涉条纹的频率逐渐变快, 这表明由于准平行能级的存在, 该杂化量子比特区域能级间隔连续变化。通过提取出系统在远离能级交叉点处的相干时间, 从图7(d)中可以清晰地看到, $\epsilon_i < 0$ 处, 相干时间迅速下降, 这与电荷量子比特的性质类

似; 而在 $\epsilon_i > 0$ 时, 相干时间虽然有所减小, 但是下降趋势明显变缓, 这正是杂化量子比特长相干特性的体现。

5 总结与展望

半导体系统的杂化量子比特编码为超快操控与长相干时间兼容提供了新的可能。这种改进型杂化量子比特, 利用轨道的不对称性形成的准平行能级, 构建新的最佳工作点, 极大地提高了脉冲驱动下比特翻转演化的相干时间, 同时准平行能级有效地抑制了比特在远离简并点处相位演化中的电荷噪声, 更为

关键的是使得杂化量子比特的能级间隔连续可控。在未来的研究中, 如果能够有效控制非对称能级结构(如设计利用双量子点构造一个非对称单量子点), 将进一步提升这种编码方式的通用性。另外, 由于比特的相干时间受材料体系的限制, 随着技术的发展, 如能在新的无核自旋材料体系(如无 ^{29}Si 的纯化Si)中编码制备杂化量子比特, 将会极大地延长比特的相干时间, 同时也将进一步推动半导体量子计算的发展。

参考文献

- [1] Loss D, DiVincenzo D P. *Phys. Rev. A*, 1998, 57: 120 146801
- [2] Hanson R, Kouwenhoven L P, Petta J R *et al.* *Rev. Mod. Phys.*, 2007, 79: 1217
- [3] Kloeffel C, Loss D. *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.*, 2013, 4: 51
- [4] Cerletti V, Coish W A, Gywat O *et al.* *Nanotechnology*, 2015, 16: R27
- [5] Petta J R, Johnson A C, Taylor J M *et al.* *Science*, 2005, 309: 2180
- [6] Nowack K C, Koppens F H L, Nazarov Y V *et al.* *Science*, 2007, 318: 1430
- [7] Koppens F H L, Nowack K C, Vandersypen L M K. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 100: 236802
- [8] Brunner R, Shin Y S, Obata T *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 107: 146801
- [9] Shulman M D, Dial O E, Harvey S P *et al.* *Science*, 2012, 336: 202
- [10] Forster F, Petersen G, Manus S *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2014, 112: 116803
- [11] Hao X J, Ruskov R, Xiao M *et al.* *Nat. Commun.*, 2013, 5: 3860
- [12] Maune B M, Borselli M G, Huang B *et al.* *Nature (London)*, 2012, 481: 344
- [13] Veldhorst M, Hwang J C C, Yang C H *et al.* *Nat. Nanotechnol.*, 2014, 9: 981
- [14] Veldhorst M, Yang C H, Hwang J C C *et al.* *Nature (London)*, 2015, 526: 410
- [15] Hayashi T, Fujisawa T, Cheong H D *et al.* *Phys. Rev. Lett.*,

- 2003, 91:226804
- [16] Petta J R, Johnson A C, Marcus C M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2004, 93: 186802
- [17] Shinkai G, Hayashi T, Ota T *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 103: 056802
- [18] Petersson K D, Smith C G, Anderson D *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 103:016805
- [19] Petersson K D, Petta J R, Lu H *et al.* Phys. Rev. Lett., 2010, 105:246804
- [20] Cao G, Li H O, Tu T *et al.* Nat. Commun., 2013, 4: 1401
- [21] Shi Z, Simmons C B, Ward D R *et al.* Phys. Rev. B, 2013, 88: 075416
- [22] Li H O, Cao G, Yu G D *et al.* Nat. Commun., 2015, 6: 7681
- [23] Kim D, Ward D R, Simmons C B *et al.* Nat. Nanotechnol., 2015, 10:243

- [24] Cao G, Li H O, Yu G D *et al.* Phys. Rev. Lett., 2016, 116: 086801
- [25] Shi Z, Simmons C B, Prance J R *et al.* Phys. Rev. Lett., 2012, 108: 140503
- [26] Koh T S, Gamble J K, Friesen M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2012, 109:250503
- [27] Shi Z, Simmons C B, Ward D R *et al.* Nat. Commun., 2014, 5: 3020
- [28] Kim D, Shi Z, Simmons C B *et al.* Nature, 2014, 511:70
- [29] Kim D, Ward D R, Simmons C B *et al.* npj Quantum Information, 2015, 1: 15004
- [30] Ferraro E, De Michielis M, Fanciulli M *et al.* Phys. Rev. B, 2015, 91:075435
- [31] Mehl S. Phys. Rev. B, 2015, 91:035430

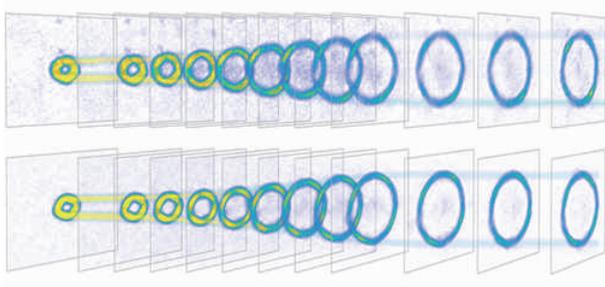
物理新闻和动态

实验室中一个膨胀的宇宙

玻色—爱因斯坦凝聚体的快速膨胀可以模拟宇宙的膨胀。

冷原子可以用来模拟多种物理系统，这些系统难以从实验角度加以研究，例如：超固体、超导体或黑洞。现在，马里兰大学帕克学院的Gretchen Campbell和同事们已经表明，玻色—爱因斯坦凝聚体(BEC)的快速膨胀显示了几个特征，让人想起了表征膨胀宇宙的那些特性。他们认为，他们的BEC系统可以被使用，作为宇宙学理论的实验室测试平台。

Campbell和她的同事们将数十万个钠-23原子冷却



到形成BEC的温度，他们使用激光，通过一个环形势阱(样子像轮胎)捕获凝聚物。然后，在几十毫秒的时间内，将凝聚物环的半径增加到4倍，从而使BEC以超音速膨胀。在膨胀期间和膨胀之后，该小组利用拍摄的BEC图像，确定了一批参数随时间的演变，这包括BEC密度以及在BEC中声子传播的振幅和频率。

已经完成的测量揭示了三个特性，类似于膨胀宇宙所预期的。首先，BEC声子的波长在膨胀过程中增加，正如众所周知的天文学红移效应。第二，BEC动力学只能通过某种包含阻尼效应的手段实现精确模拟。所谓阻尼效应类似于“哈勃摩擦”，是一种无耗散的摩擦形式，在膨胀宇宙模型中经常使用。最后，在BEC膨胀期间，发生了一个能量转移过程，能量从BEC均质径向激发模式转化至局域涡旋和加热BEC的声子。作者猜测，这种能量转移可能类似于早期宇宙的“预热”阶段。此时驱动暴胀的均质场衰变成多种激发，接下来加热宇宙。

(戴 闻 编译自 *Physics*, 19 April 2018)