

# 基于光晶格的超冷原子量子模拟\*

颜波<sup>†</sup>

(浙江大学物理系 杭州 310027)

2020-06-02收到

<sup>†</sup> email: yanbohag@zju.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20210105

## Quantum simulation based on ultracold atoms in a lattice

YAN Bo<sup>†</sup>

(Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

**摘要** 文章从超冷原子研究的视角出发,回顾了用“从下到上”的方案来开展量子模拟研究的历史。超冷原子作为宏观量子态,各个自由度精确可控,是量子模拟的绝佳平台。光晶格将冷原子物理和凝聚态物理融合起来,是其中最重要的技术之一,为超冷原子量子模拟提供了一个扎实的落脚点。近年来,关于拓扑量子模拟的研究日益兴起,成为超冷原子量子模拟新的重要方向。文章介绍这方面近期的一些工作进展。最后分享作者对超冷原子量子模拟的一些思考。

**关键词** 超冷原子, 量子模拟, 光晶格, 拓扑量子模拟

**Abstract** We review the history of quantum simulation from the “bottom-up” approach with ultracold atoms. Considered as a macroscopic quantum state, ultracold atoms have the advantage of all the degrees of freedom being precisely controlled. They are a perfect platform for quantum simulation. An optical lattice is one of the most important techniques in this field because it connects ultracold atom physics with condensed matter physics, and provides a perfect example to show the scientific value of quantum simulation with ultracold atoms. Recently, quantum simulation for topological physics has become a hot topic attracting more and more attention from the ultracold atoms community. We will present a brief review, then share some thoughts about quantum simulation with ultracold atoms.

**Keywords** ultracold atoms, quantum simulation, optical lattice, topological quantum simulation

随着微电子、真空、低温等技术的发展,量子调控能力得到大幅提高。量子技术也慢慢走出实验室,在很多实际应用中找到出口,成为广受关注的一个研究方向。各大国将其作为未来科技发展的制高点来看待。中国、美国、欧盟等都制定了相关规划,工业界也对其寄予厚望,加大投入,希望能够有所收获。

当我们说量子时,最核心的因素是相干性。

量子力学中使用几率幅而不是几率来进行叠加。这也是量子力学区别于经典力学的关键之处,许多新奇量子效应也是基于相干性而产生的。但是退相干无处不在,微小的干扰就可能让相干性迅速消失。如何将量子效应凸显出来,产生超越经典物理的能力,这就是量子调控的目标。有两种非常典型的技术路线来开展这方面工作:一种是所谓“从上往下”的方案,例如通过不断提高样品的纯度,屏蔽环境干扰,消除退相干的因素,使得样品的量子性能更加突出,从而产生可观的

\* 国家重点研发计划(批准号 2018YFA0307200)资助项目

量子效应。凝聚态物理中往往采取这种技术路线，比如对样品进行提纯，消除杂质、缺陷的干扰；将样品置于真空中，避免和空气分子碰撞；使用低温的环境，减少热噪声的影响；还有高磁场、高压等手段，来增强量子效应。另外一种方案称为“从下到上”。在一个相干性非常好的样品中，不断加入其他的因素，比如相互作用、杂质、耗散等等，考察量子性能在这些因素下是如何受影响的。超冷原子的量子模拟研究就是典型的“从下到上”的研究方案。近些年，随着学科的发展和深入，这两种研究方案逐渐靠拢，产生交叠。比如，将超冷原子置于光晶格中可以量子模拟一些著名的凝聚态模型，并获得极大的成功。超冷原子物理和凝聚态物理在某些方面已经深入融合，相互促进。这些交叉融合拓展到“人工原子”、“人工量子材料”的范畴，大大促进了量子技术的发展。下面我们将从超冷原子物理视角出发，对超冷原子量子模拟的一些历史及发展给出介绍和展望。

## 1 超冷原子发展的历史

在原子分子和光物理(AMO)研究领域，常常会听到冷原子和超冷原子的说法。这两个词有共性，但是也有所区分。一般按是否达到量子简并状态来区分，达到量子简并的就称为超冷气体。而冷原子还尚未达到简并状态，温度一般在毫开(mK)、微开( $\mu\text{K}$ )量级。处于量子简并状态的气体，其性质与经典的气体有很大不同，因此超冷原子系统也常称为量子气体，或超冷量子气体。

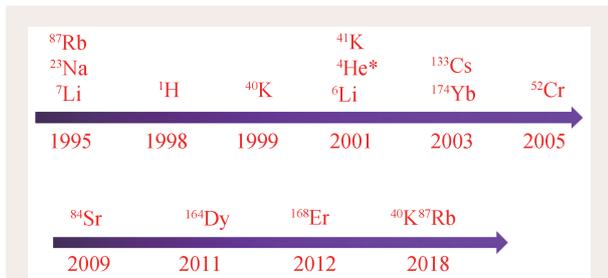


图1 一些重要超冷量子简并气体实现的时间轴

按原子是玻色子还是费米子，超冷原子系统有玻色—爱因斯坦凝聚体(Bose—Einstein Condensate, BEC)和简并费米气体(DFG)。其中玻色—爱因斯坦凝聚体在冷原子物理发展史上极为著名，充满传奇。1924年，爱因斯坦收到一位印度青年玻色发来的信件，他利用一种新的统计，重新推导了黑体辐射的普朗克公式。他说自己德文不好，希望爱因斯坦帮他推荐到德文杂志上发表。爱因斯坦读后，马上看出其中蕴含的深刻含义，亲自将其翻译并在德文杂志发表<sup>[1]</sup>。在此基础上，爱因斯坦将其推广到理想气体，预言在一定温度下，玻色子将都布居到最低能态，形成一个新的物态<sup>[2]</sup>，后来人们就将其命名为玻色—爱因斯坦凝聚体。这一理论预言的相变温度极低，在很长时间并没有人试图实现这种状态。期间，London曾经建议把BEC的概念和<sup>4</sup>He的超流性联系起来<sup>[3]</sup>，但是<sup>4</sup>He原子间具有非常强的相互作用，这和BEC的概念还是有很大差别的，但是这种联系显示了BEC在宏观层面的量子效应，引起了人们的广泛关注。后来科学家意识到极化的氢原子有可能产生BEC<sup>[4]</sup>，于是对其开展了一系列富有成效，但是漫长的研究工作。

另一方面，独立于这些极化氢原子的工作，激光冷却的概念被提出来<sup>[5, 6]</sup>，并在碱金属原子上获得成功。激光冷却能够获得极低的温度，由此人们意识到，可以进一步冷却从而实现BEC。于是众多小组开展了BEC的研究工作，竞争激烈。最终1995年，美国科罗拉多大学JILA的Carl Wieman和Eric Cornell小组率先实现了<sup>87</sup>Rb的BEC<sup>[7]</sup>，不久后麻省理工学院的Wolfgang Ketterle小组实现了Na的BEC<sup>[8]</sup>。而之前研究了很长时间的H原子在1998年实现了BEC<sup>[9]</sup>。至于JILA小组为什么选择Rb作为工作原子，部分原因是因为<sup>87</sup>Rb激光冷却的跃迁波长是780 nm，有比较便宜的半导体激光器。但后来证明，<sup>87</sup>Rb是最容易实现BEC的原子，其碰撞性质非常友好，也是目前冷原子物理中用得最多的原子种类。随后，越来越多的原子种类被制备到量子简并状态。比如1997年JILA的Deborah Jin小组实现费米气体(<sup>40</sup>K)

的量子简并态<sup>[10]</sup>。目前而言,所有的稳定碱金属原子(Li, Na, K, Rb, Cs)及其同位素都实现了量子简并态,一些碱土原子(Sr)和稀土原子(Cr, Dy, Er)也实现了量子简并态,最新的进展是基态分子也实现了量子简并态(KRb)。图1列出了一些重要元素实现量子简并气体状态的时间表。这一系列的工作也代表了超冷原子物理研究人员不懈的努力。

## 2 光晶格与超冷原子量子模拟

BEC是一个宏观量子态,量子特性占支配地位。随着BEC的成功制备,研究人员开展了很多关于BEC性质的研究工作,包括超流性、元激发、相干性等等。另一方面,研究人员意识到这样一个纯净的量子体系,加上高度可控的性质,非常适合做量子模拟的研究工作。于是关于超冷原子量子模拟的研究工作就逐渐多了起来。科学家发展出了非常多的调控手段,其中一个就是光晶格技术。所谓光晶格,就是利用激光反射形成驻波场,利用其周期性分布的光场强度将原子囚禁其中,如图2(a)所示。1996年, Peter Zoller 小组提出,将超冷玻色子装载到光晶格中,可以实现玻色—哈伯德(Bose—Hubbard)模型<sup>[11]</sup>。其基本哈密顿量为

$$H = J \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_j + \frac{U}{2} \sum_i \hat{n}_i (\hat{n}_i - 1) .$$

相邻晶格间的隧穿强度  $J$  和同一晶格中原子间相互作用强度  $U$  相互竞争,会导致系统从超流态到莫特(Mott)绝缘态的量子相变过程。2002年, T. Hansch 和 I. Bloch 小组将 BEC 装载到光晶格中,实验上观测到这个超流态到 Mott 绝缘态的相变过程<sup>[12]</sup>,如图2(a)所示。这一工作在超冷原子量子模拟的研究中具有里程碑式的意义,产生了深远的影响。在凝聚态物理中,特别是固体材料中,晶格结构对应的能带是固体物理中的基础,是决定材料性质最本质的因素之一。在光晶格系统中,它利用激光在光的波长尺度形成晶格结

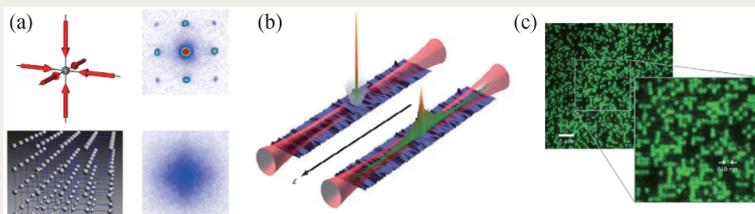


图2 一些重要的光晶格实验 (a)利用驻波场实现光晶格结构。右边两张图是超流相和 Mott 绝缘相在自由飞行后的照片<sup>[12]</sup>; (b)超冷原子的 Anderson 局域化实验<sup>[14]</sup>。在光晶格中引入无序的杂质,观测到原子的演化被局域化了; (c)光晶格中的高分辨成像照片<sup>[16]</sup>,每一个亮点代表这个晶格内有原子

构,非常巧妙地模拟了固体中晶格结构。因此两种系统可以被相同的哈密顿量描述,具有相同的物理内涵。对光晶格体系的研究有助于对凝聚态物理的理解。而相对固体中的晶格(纳米尺度)来说,光晶格(微米尺度)在空间尺度上放大了三个量级。因此,对应地在能量尺度(时间尺度)上降低(放慢)了三个量级甚至更多,这使得许多之前在固体物理研究中由于间距太小,过程太快而无法直接观测的现象,现在可以有足够的空间分辨率和时间分辨率来进行测量,获得许多之前无法得到的信息。光晶格的出现,打破了 AMO 方向和凝聚态物理方向的界限,使得这两个学科在某些方面融合在一起。有时也称光晶格系统为人工量子材料。

在这突破性研究进展之后,出现了大量的基于光晶格的量子模拟研究工作,通过设计激光的干涉,可以构造特殊形状的晶格结构,比如著名的 Kagome 晶格,它的能带具有平带的性质,可以产生很多有趣的现象<sup>[13]</sup>。通过在晶格中可控地添加杂质<sup>[14]</sup>,或者叠加两个非公度晶格<sup>[15]</sup>,可以产生安德森(Anderson)局域化(图2(b))。这些工作和目前的魔角石墨烯,或者摩尔晶格的研究都具有相同的物理本质。另外还有很多控制手段,比如调制晶格,控制晶格间的隧穿几率,或者选择晶格内高轨道态,它们自发地产生各向异性的相互作用等等。可以说光晶格系统的引入,让超冷量子气体的量子模拟能力获得极大的提高,产生了丰富的成果。在探测技术发展方面,值得一提的是单晶格高分辨技术的发展(图2(c))。它将光学成像技术发展极限,并利用晶格周期性结构的信息,获得突破衍射极限的成像效果,让研究

人员可以实时观测原子在晶格间的跃迁，从微观层面提高了人们对光晶格中动力学过程的认识。这一技术最初由哈佛大学 Markus Greiner 小组于 2009 年实现<sup>[16]</sup>。笔者记得 2012 年参加 Damop 会议时，Markus Greiner 在大会报告中展示原子在晶格间隧穿的动画时，会场响起了经久不息的掌声，大家都深受感动和鼓舞，为这一成就感到骄傲。或许这就是从事科学研究的魅力之一，让人真切地感受人类扩展知识的喜悦。在 2015 年，研究人员又将单晶格分辨技术扩展到了费米子<sup>[17-20]</sup>，使得人们对费米—哈伯德(Fermi—Hubbard)模型、量子磁性等开展更深入的研究<sup>[21]</sup>。而 Fermi—Hubbard 模型和高温超导有密切的联系。高分辨探测技术使得量子气体在这一领域迅速取得了很多重要的进展<sup>[22, 23]</sup>。

### 3 基于超冷原子的拓扑量子模拟

拓扑物理学是近二三十年来凝聚态物理最重要的发展方向之一，它深刻地改变了人们对对称性的看法。与传统的用局域序参量来表征系统的相不同，拓扑相是和全局拓扑不变量关联的。关于量子霍尔效应的拓扑解释更是让人们看到了拓扑性质的重要性。拓扑物理的概念也从凝聚态扩

展到光子、声子等领域。一些冷原子研究小组在光晶格技术发展起来后，开始开展拓扑量子模拟的工作<sup>[17]</sup>。为了构造具有拓扑性质的结构，需要一些特殊的晶格结构。比如利用两套晶格叠加，形成超晶格，具有手征对称性，可以用来实现 Su—Schrieffer—Heeger(SSH)模型<sup>[18]</sup>。在此基础上，加上含时调控，可以实现 Thouless 泵浦<sup>[26, 27]</sup>。这种实时调控在其他系统，比如凝聚态物理中是不太容易实现的。利用超冷原子进行拓扑量子模拟研究比较著名的有 ETH 小组开展的 Haldane 模型的研究。通过构造蜂窝状晶格结构，并加上晶格调制，最终在实验上实现 Haldane 模型，并观测到其拓扑相<sup>[19]</sup>。2016 年物理学诺贝尔奖授予 Thouless、Haldane、Kosterlitz 三位科学家，表彰他们在拓扑材料中拓扑相变的研究，他们在诺奖报告中也特别提到感谢冷原子物理对他们理论的验证和支持。

上述研究工作是利用驻波场形成实空间上的晶格结构。实空间的光晶格有一个限制，就是难以实现对每个格点的单独调控，这限制了利用光晶格对某些量子拓扑系统的研究能力。为了拓展超冷原子量子模拟的范围，研究人员提出一个新的概念：合成维度<sup>[29, 30]</sup>。利用原子内态或者外态，将不同的量子态耦合起来，这样形成的系统的哈密顿量和光晶格的哈密顿量是一致的，可以用来进行量子模拟。这种合成维度的概念有两个好处：第一是维度拓展。传统实空间只有三维，合成维度可以提供额外的维度，将物理概念推广到四维，甚至更高。第二是可编辑性强。合成维度中各个态之间的耦合可以单独控制，这给系统哈密顿量的编辑带了极大便利，大大提高了量子模拟系统的通用性。

下文以超冷原子动量态作为合成维度为例进行介绍。如图 3 所示，利用 Raman—Bragg 光将原子的不同动量态耦合起来，在一些合理近似下，系统的哈密顿量可以写成

$$H = \sum_n \varepsilon_n \hat{a}_n^+ \hat{a}_n - \sum_n t_n \left( e^{i\phi_n} \hat{a}_n^+ \hat{a}_{n+1} + \text{h.c.} \right)$$

此哈密顿量具有高度可编辑性，其中各个参量都可以单独控制。耦合强度( $t_n$ )可以通过激光的光强来改变，失谐( $\varepsilon_n$ )可以通过 Raman—Bragg 激光对的双光子失谐来调控，相位( $\phi_n$ )可以通过每个频率分量的激光相位来调控。这些对不同的  $n$  都

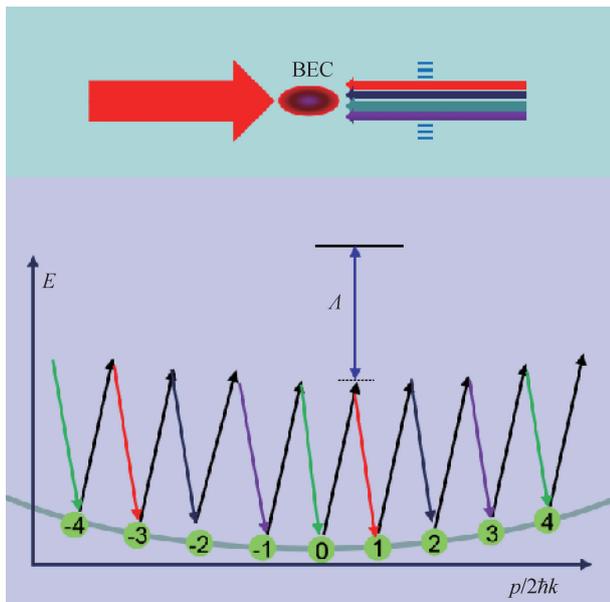
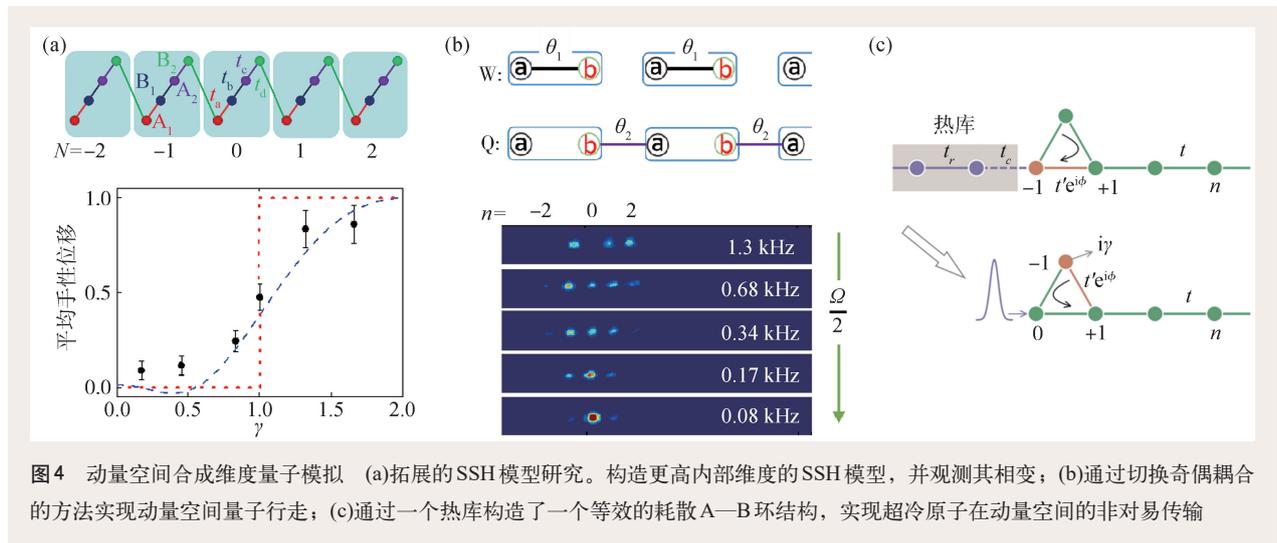


图3 利用 Raman—Bragg 光耦合不同的动量态，利用动量空间合成维度来开展量子模拟研究



是可以单独控制的。

因为这一方案具有强大的系统哈密顿量编辑能力，大大提高了量子模拟系统的通用性。比如，通过设计奇偶耦合强度不同，就可以容易地构造出SSH模型，非常方便地观测到边缘态等<sup>[31]</sup>。我们小组也利用这一系统开展了诸多研究工作。图4(a)展示了一个更高内部维度的SSH模型模拟<sup>[21]</sup>，验证了理论上提出的更高内部维度下拓扑不变量的测量方式，并观测到了相变过程。图4(b)研究了一个量子行走过程<sup>[33]</sup>。通过对奇—偶耦合的切换开关控制，实现了超冷原子动量空间的量子行走。而原子本身之间存在相互作用，通过改变相互作用强度和隧穿强度的比值，我们观测到了相互作用诱导的局域化过程。在相互作用占优势情况下，量子行走过程将被压制住。图4(c)展示了一个量子传输的实验研究工作<sup>[23]</sup>。首先，通过次近邻耦合构造出一个A—B环结构，通过将左边一条链看做等效的热库，我们构造出了一个耗散A—B环的结构。此结构同时破坏了镜像和时间反演对称性，因此会显示出非对易传输的特征。通过调节A—B环上的相位和耗散系数，我们在实验上观测到了超冷原子动量空间中的非对易性输运。

## 4 结语

十多年来超冷原子的量子模拟研究取得了丰硕的成果，这得益于超冷原子优越的量子特性。

光晶格的加入是一个关键因素，让其找到非常扎实，而且有重要科学意义的落脚点。合成维度的研究算是光晶格技术的一个扩展，可以带来一些新的思路。当然，在超冷原子量子模拟取得很大成绩的同时，也看到其限制和瓶颈。由于超冷原子的纯净，实验结果往往和理论吻合很好。因此超冷原子的量子模拟也常被批评为对理论重复验证。如何能超越一般的理论模拟，是超冷原子量子模拟研究的一个关键点。原子之间存在相互作用，使得我们的研究工作超越一般的单粒子图像，进入多体物理领域。这是超冷原子量子模拟的一个特色和优势，是体现其科学意义的一个重要方面。要想获得新的发展，找到新的落脚点是关键所在。拓扑量子模拟研究近年来在超冷原子系统迅速发展，是一个重要方向。但同时也要看到，拓扑量子模拟在声子、光子等系统中也发展迅速。另外，近年来量子计算方向得到长足发展，特别是超导量子比特系统，使得其量子模拟的能力获得重大提升。面对这些挑战时，超冷原子量子模拟如何发展，如何体现超冷原子体系的特色和不可替代性，可能还需要契机和灵感。

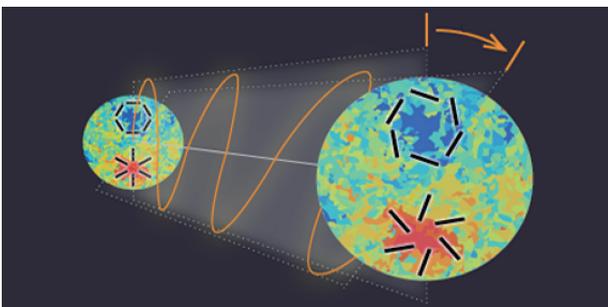
## 参考文献

- [1] Bose S N. Z. Phys., 1924, 26: 178
- [2] Einstein A. Sitzungsberichte der Preussischen Akademie der Wissenschaften, Physikalisch-mathematische Klasse, 1924, 261; 1925, 3
- [3] London F. Nature, 1938, 141: 643

- [4] Stwalley W C, Nosanow L H. *Phys. Rev. Lett.*, 1976, 36:910
- [5] Hansch T W, Schawlow A L. *Opt. Commun.*, 1975, 13:68
- [6] Wineland D, Dehmelt H. *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1975, 20:637
- [7] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R *et al.* *Science*, 1995, 269:198
- [8] Davis K B, Mewes M O, Andrews M R *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75:3969
- [9] Fried D G, Killian T C, Willmann L *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81:3811
- [10] DeMarco B, Jin D S. *Science*, 1999, 285:1703
- [11] Jaksch D, Bruder C, Cirac J I *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81:3108
- [12] Greiner M, Mandel O, Esslinger T *et al.* *Nature*, 2002, 415:39
- [13] Jo G B, Guzman J, Thomas C K *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 108:045305
- [14] Billy J *et al.* *Nature*, 2008, 453:891
- [15] Roati G *et al.* *Nature*, 2008, 453:895
- [16] Bakr W S, Gillen J I, Peng A *et al.* *Nature*, 2009, 462:74
- [17] Haller E, Hudson J, Kelly A *et al.* *Nature Physics*, 2015, 11:738
- [18] Parsons M F, Huber F, Mazurenko A *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 114:213002
- [19] Cheuk L W, Nichols M A, Okan M *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 114:193001
- [20] Omran A, Boll M, Hilker T A *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 115:263001
- [21] Gross C, Bloch I. *Science*, 2017, 357:995
- [22] Parsons M F *et al.* *Science*, 2016, 353:1253
- [23] Cheuk L W *et al.* *Science*, 2016, 353:1260
- [24] Goldman N, Budich J C, Zoller P *et al.* *Nat. Phys.*, 2016, 12:639
- [25] Atala M *et al.* *Nat. Phys.*, 2013, 9:795
- [26] Nakajima S *et al.* *Nat. Phys.*, 2016, 12:296
- [27] Lohse M *et al.* *Nat. Phys.*, 2016, 12:350
- [28] Gregor J, Michael M, Rémi D *et al.* *Nature*, 2014, 515:237
- [29] Boada O *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 108, 133001
- [30] Celi A *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2014, 112 :043001
- [31] Meier E J, An F A, Gadway B. *Nat. Comm.*, 2016, 7:13986
- [32] Xie D Z, Gou W, Xiao T *et al.* *npj Quantum Information*, 2019, 5:55
- [33] Xie D Z, Deng T S, Xiao T *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2020, 124:050502
- [34] Gou W, Chen T, Xie D Z *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2020, 124:070402

## 宇宙双折射?

微波背景辐射(CMB)是宇宙中最古老的光,其偏振越来越受到关注,以寻求新物理的迹象。偏振方向的微小旋转即为一种征兆,正如光经过不同偏振方向折射率各异的双折射材料那样。这种“宇宙双折射”未被标准模型预言,可能是由CMB光子跟假想的粒子和场耦合所致。已有的实验尚未发现双折射,但实验灵敏度受到系统误差的限制。日本高能加速器研究机



物理新闻和动态

构的 Yuto Minami 和德国马克斯·普朗克天体物理研究所的 Eiichiro Komatsu 采用一种新方法以减少实验误差,并重新分析普朗克卫星的 CMB 数据,发现了微弱的双折射迹象。

测量宇宙双折射的系统误差主要来源于探测器偏振标定的偏差角。偏差角  $\alpha$  会产生宇宙双折射导致的旋转角  $\beta$  的类似效果,因此偏振标定误差严重限制探测灵敏度。为消除  $\alpha$  的影响, Minami 和 Komatsu 将 CMB 测量值(受  $\alpha$  和  $\beta$  影响)与银河系微波辐射源测量值(前景,仅受  $\alpha$  影响)关联起来。分析普朗克数据后,他们给出  $\beta$  非零的可能性为 99.2%。尽管这一结果还不能肯定旋转角  $\beta$  非零,但将该方法用于下一代 CMB 探测器后或许会强化以上结论。如果最终得以证实,这将是里程碑的发现。

(徐仁新 编译自 *Physics*, November 23, 2020)