

太阳日冕物质抛射的磁流体力学性质*

张 枚[†]

(中国科学院国家天文台 北京 100012)

摘 要 太阳是离地球最近的一颗恒星,太阳日冕物质抛射是太阳大气中最剧烈的一种活动现象.当日冕物质抛射爆发时,大量的等离子体物质从接近太阳日面的低日冕被抛出,瞬时释放出巨大的能量.当一部分这些物质和能量传播到地球附近时,可以造成短波通讯中断、卫星工作失常等破坏性现象.文章作者认为,是缠绕的太阳磁场提供了足够的能量,使这些日冕物质可以克服恒星的重力以及周边磁场的束缚抛射出来,而磁螺度在日冕中的不断积累,不仅为日冕物质抛射提供了能量基础,而且使爆发在一定程度上成为一种日冕演化的必然.

关键词 天体物理,太阳物理,日地联系,太阳日冕物质抛射,磁流体力学,磁螺度

The hydromagnetic nature of solar coronal mass ejections

ZHANG Mei[†]

(National Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China)

Abstract The Sun is our star, the nearest star. The solar coronal mass ejection (CME) is one of the most violent activities in the solar atmosphere. When a CME takes place, it releases $10^{15} - 10^{16}$ g of plasma from the low corona into the solar wind, to disturb the near-Earth space and hence bring adverse consequences if the CME is directed toward us. In this paper we present a brief summary of our current understanding of the origin of CMEs. We believe that it is the twisted magnetic field that stores enough free magnetic energy for a CME to erupt. We argue that the accumulation of magnetic helicity in the corona plays an important role: not only will it bring in free magnetic energy storage as a natural result, but also it will result in a CME-type eruption as an unavoidable event in the process of a coronal evolution.

Keywords astrophysics, solar physics, Sun-Earth connection, coronal mass ejections, magnetohydrodynamics (MHD), magnetic helicity

1 日冕物质抛射的观测性质

太阳是离我们最近的一颗恒星,也是唯一一颗为我们提供了丰富观测资料的恒星.

太阳作为离我们最近的一颗恒星,它的存在和变化与我们人类的生存和发展息息相关.太阳作为地球上主要能源(如石油等)的原始提供者,为一切生命的生存,持续提供着所需的光、热和能.但是,太阳上一点点小的变化和活动,如果传播到地球,也可能给人类的生命和生活带来巨大的不利影响.以本文将要介绍的日冕物质抛射为例,如果它发生时的

方向正好对着地球,那么在十几小时或几天后,它的影响就有可能传播到地球外层空间.这些影响会通过骚扰地球电离层而形成地磁暴,严重时还会造成长距离输电网络破坏、短波通讯中断、卫星工作异常以致损坏、以及危及太空中宇航员的生命等破坏性现象.

那么,什么是日冕物质抛射呢?从观测上讲,日

* 中国科学院“引进海外人才”基金、中国科学院创新基金、国家自然科学基金(批准号:10373016)资助项目

2006-07-04 收到

[†] Email: zhangmei@bao.ac.cn

冕物质抛射就是大量(约 10^{15} — 10^{16} g)的日冕(太阳表面以外的高温稀薄大气)中的物质以较高的速度(平均 450km/s,高的可超过 2000km/s)从接近日面的太阳低日冕中被抛出.图 1 为一个早期通过 SMM (Solar Maximum Mission)卫星上的日冕仪观测到的日冕物质抛射.图中所反映的是太阳边缘的一角在几小时内白光光度的变化.图中的黑色 1/4 球面就是我们平时所见到的太阳,但此时已被人为地遮挡起来,以便于我们能看见太阳边缘的光强更低的日冕结构(用这种手段来观测日冕的仪器被称为日冕仪).我们可以看到,在 10 点 04 分时,太阳边缘的这个位置还是一片宁静,我们所看到的是在日冕中经常被观测到的冠状冕流结构(streamer).但是到了 11 点 43 分,原本平静的冠状冕流开始“膨胀”起来,预示着一场爆发即将开始.到了 11 点 54 分,我们已经能清晰地看到日冕物质抛射的三分量结构^[1]:一个外层的环状结构(loop),一个内部的密集核(core),以及两者之间的空腔(cavity).这三个结构不断向外膨胀的结果是,我们在 13 点 34 分时,在 SMM 的视场范围内,就只能看到膨胀后的内核了.

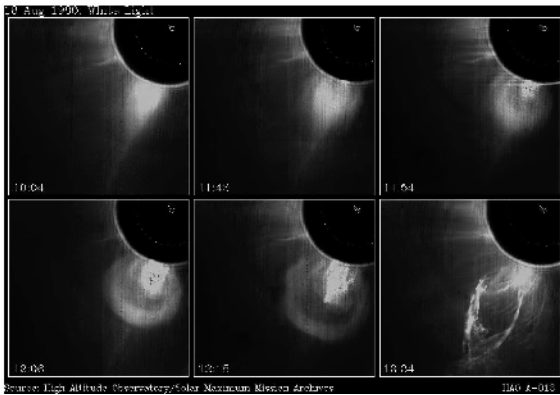


图 1 SMM (Solar Maximum Mission)卫星上的日冕仪观测到的一个 1980 年 8 月 18 日发生的日冕物质抛射^[1]

图 1 中 SMM 日冕仪的观测范围在太阳边缘的 1.1 个太阳半径到 2.5 个太阳半径左右.要想知道日冕物质抛射在更大的范围内是如何传播的,就需要视场更大的日冕仪. SOHO (Solar and Heliospheric Observatory)卫星上的 C2 和 C3 就是两台这样的日冕仪.它们可以观测从 2.5 个太阳半径到 32 个太阳半径之间日冕的快速变化.图 2 即为 SOHO 上的 C2 [(a)图]和 C3 [(b)图]观测到的 2000 年 2 月 27 日爆发的日冕物质抛射.我们可以看到,在很大的尺度上,当日冕物质抛射已经传播到很远时,在 SMM 上看到的三分量结构仍保持着.

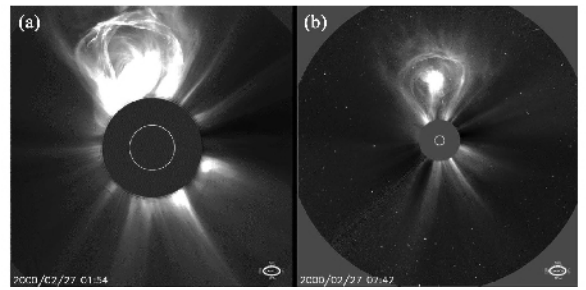


图 2 SOHO (Solar and Heliospheric Observatory)卫星上的日冕仪 C2 (a)和 C3 (b)观测到的 2000 年 2 月 27 日爆发的日冕物质抛射(摘自 SOHO 网页)

2 日冕物质抛射的磁流体力学模型

如果想要避免日冕物质抛射这样的太阳活动可能给人类带来的灾害,我们就要有预报日冕物质抛射发生的能力.准确的预报依赖于我们对日冕物质抛射现象的物理本质的深刻把握,即需要建立正确的日冕物质抛射的理论模型.

目前我们普遍认为,太阳磁场是产生日冕物质抛射的主导因素.

我们知道,在天体物理的尺度上,万有引力的作用,使恒星和星系都注定要向其内部的引力中心坍缩.恒星原初物质坍缩的结果,是使核反应在恒星内部点燃.核反应产生的热能和光能,在向外传播的过程中产生辐射压,与恒星自身的引力坍缩达到暂时的平衡,从而形成从内到外温度递减的恒星结构.这种恒星结构理论预言了太阳内部的温度,将从内部的上千万度降到表面的几千度.理论预言的表面温度与恒星表面光谱测量的结果相符.但是,奇怪的是,到了恒星表面光球层以外的日冕层,光谱观测发现恒星大气的温度又突然增高到了一两百万度,并伴随有物质的不断向外流失,形成太阳风.到了 20 世纪 70 年代,观测又发现了在日冕中存在着更为剧烈的爆发现象:日冕物质抛射.那么,这些日冕物质又是如何抵制了万有引力的束缚,而向着与坍缩方向相反的方向飞奔呢?

此时,我们的日冕物质已经远离了恒星内部的核反应区,邻近的太阳光球的温度也已降到了理论和观测相符合的几千度.于是,一个合理的猜测是,太阳磁场提供了驱使这些物质向外飞奔的能量.从磁流体力学的角度来讲,即磁场作用产生的洛伦兹力 $F = (\nabla \times B) \times B$,在一定的拓扑结构下,可以表现为与重力方向相反的向外的扩张力,从而驱使日

冕物质的爆发.

那么,日冕中的磁场到底是否能够提供日冕物质抛射所需要的 $10^{31}—10^{32}$ erg ($1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$) 的能量呢? 如果仅从总能量的角度来看,我们似乎可以很乐观,因为在太阳日冕中,磁场所产生的压强远大于物质密度所产生的压强,即太阳日冕中的 $\beta = \text{气压} / \text{磁压} = 8\pi P / B^2$ 值很低. 但是,磁流体力学理论告诉我们,并不是所有的磁场能量都可以释放出来以驱动日冕物质抛射. 从能量的角度来讲,由于磁场的无源性,我们不可能将磁场“完全消灭”,从而释放其全部能量. 磁场存在的最低能态是与边界条件相对应的势场,而我们只能“提取”势场磁能以上的自由能(自由能 = 总磁能 - 势场所具有的磁能). 从力学的角度来讲,只有那些方向与重力方向相反的洛伦兹力,才能驱动日冕物质的抛射. 由于洛伦兹力的方向和大小与磁场的拓扑结构密切相关,因此,磁场的拓扑结构就显得尤为重要. 这一点我们在下一节还将继续阐述.

到目前为止,已有不少的作者对日冕物质抛射的起源给出了基于磁流体力学理论的模型. 不同的模型往往假设了不同的磁场拓扑结构以及不同的动态演化过程. 当然,这些模型多数都能在模型可调的参数范围内,解释日冕物质抛射所需的能量. 一个普遍的演化过程是:在磁场的演化过程中,伴随着磁场从封闭状态向开放状态的演化,日冕物质被带离低日冕而向星际空间传播. 以文献[2]作者 Low 描述的模型为例(图3),Low 认为,在日冕物质抛射爆发前(图3(a)),磁场的自由能是以磁流绳(图3(a)中的圆圈,代表有部分磁场没有与光球磁场直接相连)的形式储存在磁场中的. 这些磁流绳,由于其独特的拓扑结构而具有磁浮力,即具有向外扩张的趋势. 但磁流绳周围与日冕中的冠状冕流相对应的封闭磁场结构以及磁流绳底部的日珥物质(prominence,是太阳色球和低日冕中被观测到的相对于周边日冕物质而言较冷和较密的物质)暂时阻止了磁流绳的向外扩张. 随着部分日珥物质的流失(图3(b)),平衡被破坏,日冕物质开始向外爆发,直到磁场变得完全开放(图3(c)). 之后,磁重联(不同磁力线之间的重新连接,一种改变磁场拓扑和释放磁能的方式)使开放的磁场重新闭合起来,冠状冕流结构再次形成(图3(d)),只是这时原来的磁流绳已经以日冕物质抛射的形式被释放了.

更多的关于其他不同模型描述可以在文献[3]中找到. 在欣赏不同作者对同一问题的不同解

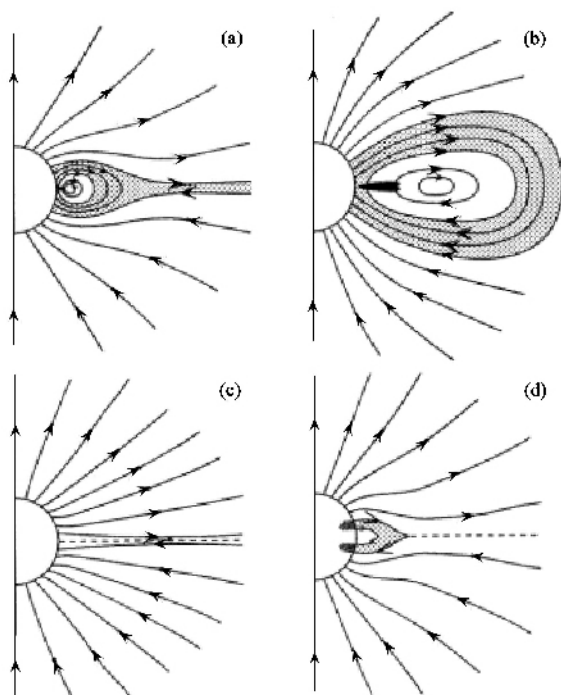


图3 文献[2]中描述的与日冕物质抛射相关的磁场结构卡通图(其中(a)为爆发前状态(b)和(c)为爆发过程中的磁场状态(d)为爆发后的磁场状态)

决路径时,我们不禁要问,这些不同的模型所描述的不同演化途径和不同储能方式是否有什么共同点,有没有一个核心的物理量来控制日冕物质抛射的爆发与否? 我们将在下一节介绍本文作者提出的一个观点^[3],即磁螺度作为描述磁场拓扑结构的物理量,其在日冕中的不断积累,使日冕物质的抛射成为必然,而不同的日冕物质抛射模型只是在用不同的方式描述磁螺度的积累和释放过程. 以图3和文献[2]中的模型为例,作为核心动力的磁流绳实际上就是一种磁螺度的有效载体.

3 磁螺度与日冕物质抛射

那么,什么是磁螺度呢? 磁螺度的定义是磁螺度密度 $h = \mathbf{A} \cdot \mathbf{B}$ 在所研究的空间内的积分($H = \int h \, dv$). 其中,矢量 \mathbf{A} 是磁场 \mathbf{B} 的磁矢势($\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$). 由于磁矢势在空间的变化($\nabla \times \mathbf{A}$)反映了矢量磁场 \mathbf{B} , 因此磁矢势 \mathbf{A} 以及由其计算而得到的磁螺度 H 在一定程度上反映了磁场的拓扑结构.

磁螺度的具体计算由于涉及较多的数学技巧和度规计算^[4],我们将不在这儿陈述. 我们将引用文献[5]中的一个例子(图4),给大家一个较直观的

概念. 如果有两个磁通量分别为 Φ_1 和 Φ_2 的磁流管, 以图 4 的方式缠绕在一起, 那么这两个磁流管组成的系统的磁螺度就是 $H = 2\Phi_1\Phi_2$. 与此相对应, 如果两个磁流管没有缠绕在一起, 而是彼此不相关联, 那么它们组成的磁系统的磁螺度就为零.

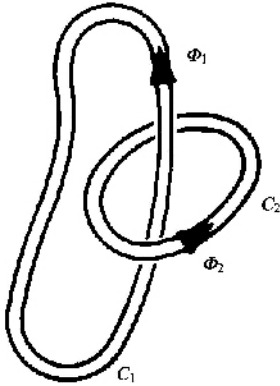


图 4 一个由两个磁流管缠绕而成的磁系统, 此系统的磁螺度为 $H = 2\Phi_1\Phi_2$, 其中 Φ_1 和 Φ_2 分别为两个磁流管的磁通量^[5]

磁螺度为什么重要呢? 我们前面讲过, 磁场的拓扑结构对驱动日冕物质的抛射极为重要. 只有那些方向与重力方向相反的洛伦兹力, 才能驱动日冕物质的向外抛射. 洛伦兹力的方向和大小与磁场的拓扑结构密切相关, 而磁螺度正是一个描述磁场拓扑结构的宏观物理量.

我们可以想象, 在图 4 的例子中, 如果两个磁流管不是缠绕在一起的, 那么, 我们就可以在保持它们各自完整性的同时, 把它们彼此分开到无穷远, 从而使它们彼此之间的相互作用为零, 即使系统达到所能到达的最低能态. 但是, 如果两个磁流管是如图 4 那样缠绕在一起的, 那么, 它们就不可能在保持各自完整性的同时被彼此分开到无穷远, 也就是说, 它们不可能达到两个非缠绕磁流管所能达到的最低能态. 使它们的能态接近最低能态的办法是, 让它们本身都向无穷远处膨胀, 使它们膨胀到各自的密度都降到接近零, 从而达到可能到达的最低能态. 这也就是说, 当磁系统由于有磁螺度而缠绕在一起时, 向外膨胀是它们实现最低能态的一种自然方式.

以上这个简单的卡通图像可以认为是以下一些物理概念和证明的简化投影. 首先, 磁螺度之所以重要, 在于它不仅是一个描述磁场拓扑结构的宏观物理量, 而且它还是一个守恒量. 磁螺度一旦存在于日冕中, 就很难消失和被损耗, 即使是在有大量热能释

放的磁重联过程中^[6]. 其次, 光球磁场的观测表明, 磁螺度在被源源不断地输入到日冕中^[7,8], 并且在太阳的南半球, 输入的螺度多为正号, 在北半球则多为负号^[9,10]. 将以上两项结合的结果, 使我们自然地推出磁螺度将在太阳日冕的南、北两半球积聚起来的结论. 这种磁螺度积累的结果, 不仅使磁自由能在日冕中自然地被储存以供日冕物质抛射所用^[3], 而且还将使日冕物质的抛射成为磁螺度积累的必然结果^[11]. 理论计算表明, 与日冕状态相接近的磁场无力场状态可能存在于一个磁螺度上限; 当日冕中磁螺度的积累超过这一上限时, 将不存在无力场平衡态, 即爆发将成为必然^[11].

值得一提的是, 虽然磁螺度在日冕中的积累, 将由于 Woltjer 定律的缘故^[12]而使磁自由能在日冕中的储存成为一种必然, 但是, 日冕中储存的磁自由能却不一定全部都是与磁螺度相关的. 笔者认为^[3], 我们可以把磁自由能进一步分为两个部分: 一部分是与磁螺度相关的、由 Woltjer 定律定义的、储存在线性无力场中的自由能; 另一部分是上一部分自由能以外的“剩余自由能”. 我们姑且把前一部分自由能称作“螺度自由能”. 这一部分自由能的特点是, 在一定的空间范围内, 在总螺度守恒定律的控制下^[6], 这部分自由能将无法通过磁重联等过程而释放成热能. 它们只能储存在低日冕中, 通过日冕物质抛射过程而释放. 而与此相对应, 后一部分自由能则随时可以在低日冕中通过磁重联过程而释放, 而不必等待日冕物质的爆发, 因而也就极有可能在日冕物质爆发前就被释放掉了.

4 结论和展望

总之, 日冕物质抛射作为太阳大气中的一种剧烈活动现象, 对它们的研究, 既是出于准确空间天气预报的需求, 又有着重要的理论意义. 我们目前认为, 是缠绕的太阳磁场, 提供了足够的能量, 来驱动这些日冕物质的抛射, 用以克服恒星的重力以及周边磁场的束缚. 而磁螺度在日冕中的不断积累, 不仅为日冕物质的爆发提供了能量基础, 而且使爆发在一定程度上成为一种必然.

回顾天文学的发展历史, 对太阳内部的结构以及核燃烧过程的认识, 使我们了解到, 太阳只是一颗普通的恒星, 无数个恒星组成了星系, 我们的银河系只是组成宇宙的无数个星系之一. 这一系列认识的

扩展,导致了20世纪宇宙学的巨大成功.目前随着测量技术的不断提高,我们开始认识到,实际上,如太阳上一样,宇宙中也到处存在着磁场,这些磁场也可能如太阳上一样,对宇宙中的各种活动现象起着重要的作用.因此,对磁场和磁流体力学性质的精深把握,将有可能把我们带到天体物理学中的一些未知领域,从而进一步探讨宇宙更深处的秘密.而太阳作为我们身边的磁流体力学实验室,为我们提供了一个难得的“实验基地”和“学习机会”.

参 考 文 献

- [1] Hundhausen A J. Coronal mass ejections : A summary of SMM observations from 1980 and 1984—1989 , In : The Many Faces of the Sun. Eds. Strong K , Saba J , Haisch B *et al.* New York : Springer - Verlag , 1999. 143
[2] Low B C , Journal of Geophysical Research , 2001 , 106 25141

- [3] Zhang M , Low B C , Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics , 2005 , 43 103
[4] Berger M A , Field G B , Journal of Fluid Mechanics , 1984 , 147 133
[5] Moffatt H K. Magnetic Field Generation in Electrically Conducting Fluids. Cambridge : Cambridge Univ. Press , 1978
[6] Berger M A , Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics , 1984 , 30 79
[7] Leka K D , Canfield R C , McClymont A N *et al.* Astrophysical Journal , 1996 , 462 547
[8] Demoulin P , Mandrini C H , van Driel - Gesztesy L *et al.* Astronomy and Astrophysics , 2002 , 382 650
[9] Pevtsov A A , Canfield R C , Metcalf T R. Astrophysical Journal , 1995 , 440 1109
[10] Bao S D , Zhang H Q. Astrophysical Journal , 1998 , 496 143
[11] Zhang M , Flyer N , Low B C. Astrophysical Journal , 2006 , 644 575
[12] Woltjer L. Proceeding of the US National Academy of Science , 1958 , 44 489

· 物理新闻和动态 ·

操控磁性原子进入半导体晶格

半导体和铁磁体是当代信息产业的两大支柱:半导体微处理器用于计算机的逻辑线路,而铁磁体则在硬盘中承担数据的存储并接受访问.在磁性半导体材料中,上述两种功能可融为一体,在此基础上将发展出一大批功能更为强大的自旋电子学设备.锰掺杂砷化镓 $Ga_{1-x}Mn_xAs$ 是一种具有应用前景的磁性半导体,它在中等的 Mn 浓度下(x 超过 0.015)便成为铁磁体. GaAs 原本是性能优越的半导体,在 DVD 播放器(激光头)和移动通信(高频线路)中已被广泛应用.不幸,在 $Ga_{1-x}Mn_xAs$ 中获得铁磁性是以牺牲掉 GaAs 良好输运性质为代价的.为解决此问题,最好先排除高 Mn 浓度所导致的缺陷和有序,在稀磁环境下从凝聚态物理的角度观察 Mn 原子在半导体晶格中的行为.

最近,来自美国普林斯顿大学物理系的 Kitchen 等,使用扫描隧道显微镜(STM)技术将 Mn 原子一个一个地植入 GaAs 晶格,为磁性半导体的发展打开了新的视窗.此前,借助于 STM 技术,在非磁性金属(例如 Cu)的表面操控磁性原子(例如 Ni)的实验已经较为成熟.此次, Kitchen 等的进展在于:通过 STM 针尖,对吸附于 GaAs 晶体表面的 Mn 原子,施加一个电压脉冲;令 Mn 原子取代原先晶格中的 Ga 原子,而后者则被抛出. STM 针尖可以将 Mn 原子精确地放置在预设的格点,因此, Mn 原子在铁磁耦合成对后,其能级劈裂作为间距的函数,以及晶体几何的影响,便可以定量地测量和研究.

(戴闻 编译自 Nature , 2006 442 359 436)

高温超导:声子机制再显势头

在低温超导体(如:铅或汞)中,声子机制早已为学界

所公认:晶格振动使得具有相反自旋的电子产生吸引作用,进而形成自旋为零的电子库珀对.在极低温度下,宏观数量的库珀对凝聚到单一量子态,致使超导体可以无阻地传输电流.在动量空间,凝聚的库珀对仿佛是一群交谊舞者,他们被限制在一个圆形舞池中,没有一定的能量(专业术语称为能隙)不可能打破库珀对,也不能激发单个电子跳出舞池.并且,温度越低,能隙越大.但另一方面,原先在舞池边上的未配对旁观者,却很容易被特定能量的声子所激发,进而在舞池的外围聚积起来,形成一座包围舞池的环形山.环形山脊与舞池边的能量距离,表征量化的声子能量.而如果能在材料的超导态检测到环形山,则可以间接地确认声子在诱发超导中的重要作用.

最近,美国康奈尔大学物理系的 Lee 等,使用扫描隧道光谱技术研究了 $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ 高温超导体.他们发现:在 $dI/dV \sim V$ 图上,除了在与能隙相应的 $\pm V_{gap}$ 位置上有一对尖峰外,在更高电压 $\pm V$ 处还有一对隆起,即上文所说的环形山.研究者进一步用同位素 ^{18}O 取代通常的 ^{16}O 制备样品,测量发现:与环形山相应的声子能量(或晶格振动频率),因同位素替换而减小,并且减小的幅度与计算预期相吻合.此外, Lee 等还发现:即使是最完善的 $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ 晶体,其能隙值也因测量点的不同而变化,在一个纳米的距离上,能隙值可相差 3 倍.并且在超导电性最强(能隙最大)的地方,声子信号也最强.有专家评论说, Lee 等的工作是近年来高温超导研究最重要的进展之一,它的成功是晶体生长、材料表征、隧穿谱以及理论等各路研究者通力合作的结果.

(戴闻 编译自 Nature , 2006 442 522 , 546)