

# 超冷中性等离子体的研究进展\*

冯志刚 张临杰 李安玲 赵建明<sup>†</sup> 李昌勇 贾锁堂

(山西大学物理电子工程学院 量子光学与光量子器件国家重点实验室 太原 030006)

**摘要** 超冷中性等离子体的产生对传统等离子体物理研究具有重要意义. 文章介绍了超冷中性等离子体的研究进展, 主要包括超冷中性等离子体产生的物理机制和测量方法, 超冷中性等离子体的扩散以及在扩散过程中里德伯原子的形成、电子温度的演化和各种加热冷却机制对扩散过程的影响, 并对相关的理论模型作了概述.

**关键词** 超冷中性等离子体 扩散 里德伯原子 演化

## Ultracold neutral plasmas

FENG Zhi-Gang ZHANG Lin-Jie LI An-Ling ZHAO Jian-Ming<sup>†</sup> LI Chang-Yong JIA Suo-Tang

(State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, College of Physics and Electronics Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

**Abstract** The formation of ultra-cold neutral plasmas has important significance for studies of traditional plasma physics. This paper describes the physical mechanism of the formation and measurement of ultra-cold neutral plasmas, and gives a detailed analysis of the plasma expansion, formation of Rydberg atoms, evolution of the electron temperature, and heating or cooling effects of the electrons during expansion. A brief review of current theoretical models is also given.

**Keywords** ultra-cold neutral plasmas, expansion, Rydberg atoms, evolution

## 1 引言

大家知道, 我们把固态加热到一定程度, 它就会变成液态, 如果继续升高温度, 液态就会变成气态, 这就是物质的三种状态: 固态、液态和气态. 如果继续升高温度到几千度以上, 原子的外层电子就会脱离原子核的束缚而形成自由电子, 发生气体的电离化现象. 物理学家把这种电离化的气体就叫做等离子态, 即物质第四种状态.

传统中性等离子体物理研究了非常广泛的温度范围, 从白矮星磁化层的  $10^{16}$  K 到地球电离层的  $300\text{K}^{[1]}$ . 它们是通过粒子之间的碰撞电离形成的, 由于一般的碰撞势要求为几个电子伏特, 相应的等离子体温度为几千度甚至更高, 而低温度的等离子体在激光冷却实现之前是很难得到的. 对于低温度

的等离子体来说, 带电粒子之间的库仑相互作用大于粒子的平均动能, 经典等离子体物理的一些基本假设将不再适用, 等离子体进入强耦合区域<sup>[2]</sup>. 在这种强耦合区域, 等离子体表现出多体的空间关联性<sup>[3]</sup>和相跃迁<sup>[4]</sup>等奇特的性质. 超冷等离子体还具有低温度和低密度的优点, 使用光探测<sup>[5, 6]</sup>和带电粒子探测技术<sup>[7, 8]</sup>可以更容易观察和研究它的动力学行为.

近年来, 随着激光冷却技术的出现和不断发展, 使得这种超冷中性等离子体的实现成为可能. 1999年, 美国国家标准与技术研究所的 S. L. Rolston 小组, 首次采用光电离激光冷却原子的方法, 得到了电

\* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2006CB921603)、国家自然科学基金(批准号: 10574084, 60678003, 60778008)资助项目  
2007-11-27 收到

<sup>†</sup> 通讯联系人 Email: zhaojm@sxu.edu.cn

子和离子温度分别低到 100mK 和 10 $\mu$ K, 密度高达 10<sup>9</sup> cm<sup>-3</sup> 的氦原子的超冷中性等离子体<sup>[1]</sup>. 随后, Rice 大学的 T. C. Killian 小组和 Brigham Young 大学的 S. Bergeson 小组用同样的方法分别实现了铷原子<sup>[5,9]</sup>和钙原子<sup>[6,10]</sup>的超冷中性等离子体. 而且美国 Virginia 大学的 T. F. Gallagher 小组和法国 Aimé Cotton 实验室的 P. Pillet 小组, 通过超冷里德伯原子自发演化, 分别实现了铷和铯原子的超冷中性等离子体<sup>[11]</sup>. 超冷等离子体的实现, 为进一步研究低温等离子体的扩散以及扩散过程中超冷里德伯原子的形成<sup>[12]</sup>、等离子体密度的变化<sup>[7,13]</sup>、电子温度和正离子速度的演化关系<sup>[7,8,14]</sup>等丰富的信息提供了平台. 超冷等离子体大大拓展了传统等离子体物理研究的范围, 使等离子体物理进入了一个新的研究领域, 同时激起人们对这一新领域探索的极大热情. 本文主要介绍超冷等离子体的产生、扩散以及扩散过程中里德伯原子的形成和电子温度的演化, 提出了现有条件下存在的问题, 并对相关研究进行了展望.

## 2 超冷中性等离子体的产生及测量

### 2.1 超冷中性等离子体的产生

超冷中性等离子体的产生主要有两种方法:

(1) 光电离冷原子的方法 (2) 超冷里德伯原子自发演化的方法.

1999 年, 美国的 S. L. Rolston 小组采用光电离冷原子的方法首次成功地实现了氦原子的超冷中性等离子体<sup>[1]</sup>. 他们在磁光阱中得到了密度为 2  $\times$  10<sup>10</sup> cm<sup>-3</sup>、温度为 10 $\mu$ K 的冷原子, 采用两步激发, 获得了超冷中性等离子体. 首先用冷却光(882nm)作为第一步激发, 实现了氦原子从 6s[3/2]<sub>2</sub>  $\rightarrow$  6p[5/2]<sub>3</sub> 的跃迁, 然后用一束波长为 514nm 的脉冲(10ns)染料激光, 将冷原子从 6p[5/2]<sub>3</sub> 态激发到连续态. 超过电离限的光子能量为  $\Delta E$ , 这部分能量将在电离的离子和电子之间重新分配, 因此遵循能量和动量守恒<sup>[15]</sup>:

$$\Delta E \equiv h\nu - E_{ip} = \frac{p_i^2}{2m_i} + \frac{p_e^2}{2m_e}, \quad (1)$$

$$\hbar\mathbf{K} = \mathbf{p}_i + \mathbf{p}_e, \quad (2)$$

其中  $E_{ip}$  为电离势, 角标  $i$  和  $e$  分别表示离子和电子. 由于离子的质量远远大于电子的质量, 电子几乎吸收了全部的  $\Delta E$ , 而离子只获得很小的一部分, 相应的温度为几百  $\mu$ K, 所以认为在实验研究的时间

范围内离子是静止不动的. 通过调谐脉冲染料激光的频率, 电子温度可以在 0.1—1000K 之间变化, 而光电离原子的数目取决于脉冲染料激光的强度.

光电离后瞬间, 带电粒子是任意分布的且整体呈中性. 由于电子得到足够多的能量, 一些电子开始向外扩散, 而离子只得到很小的一部分能量, 因而基本保持静止, 这样多余的正电荷产生的内电场相互交织在一起, 形成一个库仑势阱. 刚开始时, 势阱深度不够深, 因而不能束缚这些高能量的电子, 电子都逃逸掉了. 随着光电离原子数的增加, 势阱深度不断加深. 当势阱深度等于电子的能量时, 势阱束缚了随后产生的电子, 但被束缚电子的能量通过碰撞将重新分布, 一些能量高出势阱的电子将继续逃出阱外, 使得势阱深度进一步加深. 随着这种蒸发过程的不断减弱, 势阱束缚了随后产生的几乎所有电子, 等离子体就这样形成了.

2000 年, 美国的 Virginia 大学和法国的 Aimé Cotton 实验室分别用铷和铯原子实现了超冷里德伯原子向等离子体的自发演化<sup>[11]</sup>. 实验上, 他们首先通过激光冷却分别在铷的 5P<sub>3/2</sub> 和铯的 6P<sub>3/2</sub> 态上得到原子数目分别为 1.5  $\times$  10<sup>7</sup> 和 1.2  $\times$  10<sup>7</sup>, 温度分别为 300 $\mu$ K 和 140 $\mu$ K 的冷原子, 然后分别用波长为 480nm 和 520nm, 重复率为 20Hz 和 10Hz 的脉冲染料激光把冷原子分别从 5P<sub>3/2</sub> 态和 6P<sub>3/2</sub> 态激发到里德伯态上, 得到铷和铯的超冷里德伯原子. 由于染料激光线宽(0.3cm<sup>-1</sup>)远远大于原子的多普勒加宽, 一些热原子也被激发到里德伯态, 导致了大约 1% 的热里德伯原子产生, 这部分里德伯原子对等离子体的形成起重要作用.

这种等离子体的形成机制不同于光电离的方法, 它的电离是由黑体辐射和热冷里德伯原子之间的碰撞引起的. 同样电离形成的电子很快离开相互作用区域, 使多余的正离子形成的库仑势阱束缚了随后产生的电子, 一旦电子被束缚, 它们将与相互作用区域剩余的里德伯原子重复碰撞, 使更多的里德伯原子电离, 从而导致了里德伯原子的雪崩电离, 形成了等离子体.

### 2.2 超冷中性等离子体的测量

目前, 超冷中性等离子体测量主要有三种方法: (1) 带电粒子探测(charged particle detection)<sup>[17,81]</sup>, 就是在磁光阱真空腔中的一对平行的金属栅极上加电场, 通过电场对电子或者离子的(根据电场的极性)加速, 使其到达位于其中一个栅极后的微通道

板探测器,获得等离子体的电子或离子信号.由于电子的飞行时间比较短,通过电子信号更利于观察等离子体,特别是等离子体在短时间内的演化过程.

(2) 荧光成像探测(fluorescence imaging)<sup>[6,10,13]</sup>,就是用一束共振光使离子跃迁到激发态,然后用 CCD 探测离子向基态自发衰减的荧光信号.这种方法虽然具有很好的时间和空间分辨率,但由于荧光信号较弱,为了达到好的信噪比,需要多次测量取平均.

(3) 吸收成像探测(absorption imaging)<sup>[5]</sup>,就是用一束近共振激光照射等离子体,由于离子对光子的吸收作用,使离子的阴影被 CCD 探测到.这种方法具有很好的时间、空间和光谱分辨率,是研究等离子体扩散的有效方法.

以上两种方法形成的等离子体都是采用带电粒子探测的方法,图 1 为不同光电离脉冲能量下探测到的电子信号<sup>[1]</sup>,实验上首先用激光冷却原子,同时引入一个强度大约为 5mV/cm 的恒定电场,然后光电离原子( $t=0$ ).由于电场的存在,光电离后的电子很快到达探测器,在大约 1 $\mu$ s 时出现了第一个尖峰.在 1.6 $\mu$ s 时加入强度不断增加的斜坡电场,因为随着电场的不断增加,形成等离子体的库仑势阱逐渐变浅,电子逐渐逃逸出阱外,得到了第二个比较宽的峰(等离子体的电子信号).

从图 1 中可以看出,随着光脉冲能量的增加,信号逐渐增强,而在低能量时没有等离子体信号,说明脉冲能量越大,形成的等离子体数目越多.因为对于给定的  $\Delta E$  值,存在一个阈值正离子数,即形成束缚固定能量电子的势阱所需要的最小离子数,只有当光电离离子数大于这一值时,等离子体才能形成,而且随着  $\Delta E$  的增加,阈值不断增加.如图 2 所示<sup>[1]</sup>.

超冷里德伯原子自发演化形成等离子体的方法,就是首先将冷原子激发到里德伯态,由里德伯原子之间的相互作用使其电离,而形成等离子体,然后通过改变场电离脉冲相对于染料激光脉冲的时间延迟,观察里德伯原子向等离子体的自发演化.图 3 是铷 3 6d 态原子在时间延迟分别为 2 $\mu$ s, 5 $\mu$ s, 12 $\mu$ s 时离子的 TOF 信号<sup>[11]</sup>.由于电场首先解除了等离子体中电子和离子的微弱束缚,然后电离里德伯原子,因此,微通道板探测器可以探测到时间分辨的两种信号:第一个是等离子体中的离子信号;第二个是电离的里德伯原子的信号.从图 3 可以看出,在 2 $\mu$ s 时,等离子体信号很小,主要是里德伯原子的信号;在 12 $\mu$ s 时,里德伯原子的信号基本消失,而等离子体的信号则很大,说明里德伯原子逐渐演化为等离

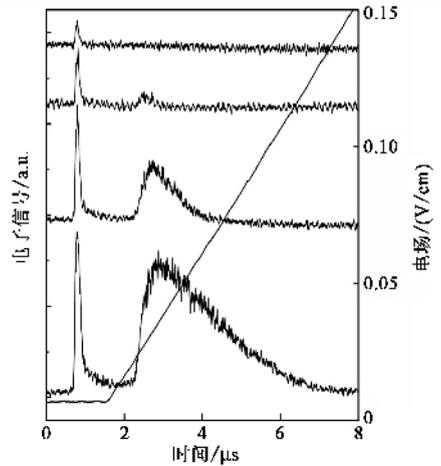


图 1 初始电子温度为 0.6K 时,不同光电离脉冲能量的电子信号,相应的带电粒子密度为  $10^5-10^7$ , 1 $\mu$ s 时的信号为光电离信号, 2 $\mu$ s 后为等离子体的信号<sup>[1]</sup>

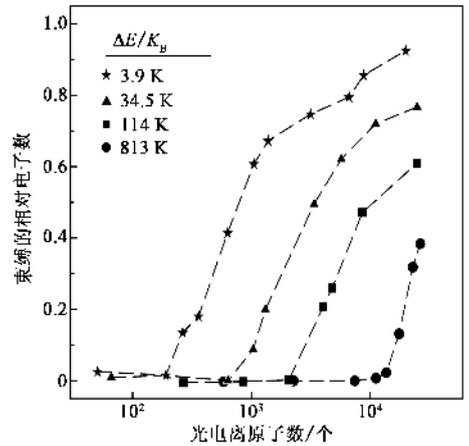


图 2 在不同光电离脉冲染料激光频率下,束缚电子数与光电离原子数的关系.随着光电子能量增加,需要更多的离子来束缚电子<sup>[1]</sup>

子体了.

### 3 超冷中性等离子体扩散过程的物理机制

等离子体中的电子是囚禁在离子所形成的库仑势阱中,而等离子体整体可不受限制地逐渐扩散到周围的真空中去.刚开始人们把这种扩散归因于离子微弱的热运动,但由离子热运动引起的扩散发生在  $\mu$ s 范围内,而等离子体在  $\mu$ s 就有明显的扩散,显然用离子的热运动不能解释等离子体的快速扩散,那么这种快速扩散究竟是什么引起的呢?研究表明,超冷中性等离子体的扩散过程还伴随着各种加

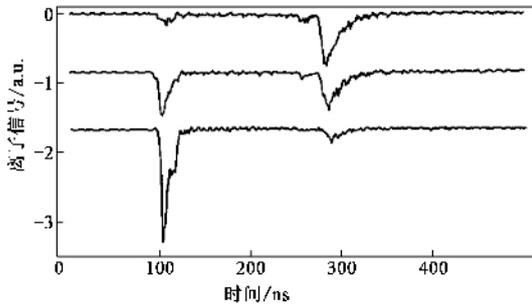


图3 铷3d态原子数为  $N_0 = 1.9 \times 10^5$ , 延迟时间分别为  $2 \mu\text{s}$ ,  $5 \mu\text{s}$ ,  $12 \mu\text{s}$  (从上到下) 的时间分辨信号. 在  $2 \mu\text{s}$  时, 等离子体信号很小, 里德伯原子的信号则很大. 在  $12 \mu\text{s}$  时正好相反, 表明延迟  $12 \mu\text{s}$  后里德伯原子转化成了等离子体<sup>[11]</sup>

热和冷却机制. 现分别介绍如下.

### 3.1 超冷中性等离子体的扩散及里德伯原子的形成

在等离子体中, 电子在其平衡位置附近不断振荡, 而离子基本上是静止不动的, 振荡频率为  $f_e = (1/2\pi)\sqrt{e^2 n_e / \epsilon_0 m_e}$ , 其中  $n_e$  为电子密度<sup>[16]</sup>. 从上式可以看出, 电子的振荡频率与电子的密度有关, 而与温度无关, 说明可以通过电子振荡频率来测量等离子体中电子密度的变化. 实验上在一对平行的金属栅极上加一个频率为 5—40MHz 的射频场, 同时加一个强度为  $1 \text{mV/cm}$  的直流探测电场<sup>[7]</sup>. 这时, 随着等离子体不断向外扩散, 它的密度逐渐减小, 导致等离子体电子振荡频率的不断降低; 当电子的振荡频率等于射频场的频率时, 电子就会吸收射频场的能量, 从束缚的库仑势阱中逃逸出去.

如图4(a)所示<sup>[7]</sup>, 在没有射频场时, 光电离 ( $t=0$ ) 后, 一些电子很快逃逸出去而被探测到, 大约在  $1 \mu\text{s}$  时出现了第一个尖峰. 随着等离子体的扩散, 库仑势阱逐渐变浅, 使束缚的电子陆续逃逸, 大约在  $25 \mu\text{s}$  时出现了比较宽的等离子体信号. 当引入频率为 5MHz 的射频场时, 在  $10 \mu\text{s}$  处又出现了一个电子信号, 说明此时电子的振荡频率为 5MHz. 从图4(b)可以看出, 随着时间的推移, 电子的振荡频率不断减小, 表明电子的密度随时间减少了, 即等离子体在扩散.

如果把不同射频场频率下电子信号峰值所对应的电子数近似等于平均电子数, 就可以推出电子的平均密度随时间的变化关系:  $\bar{n} = N / [4\pi(\sigma_0^2 + \nu_0^2 t^2)]^{3/2}$ , 从而得到等离子体云半径的变化关系:  $\sigma^2(t) = \sigma_0^2 + \nu_0^2 t^2$ , 其中  $\nu_0$  为等离子体扩散的速度,

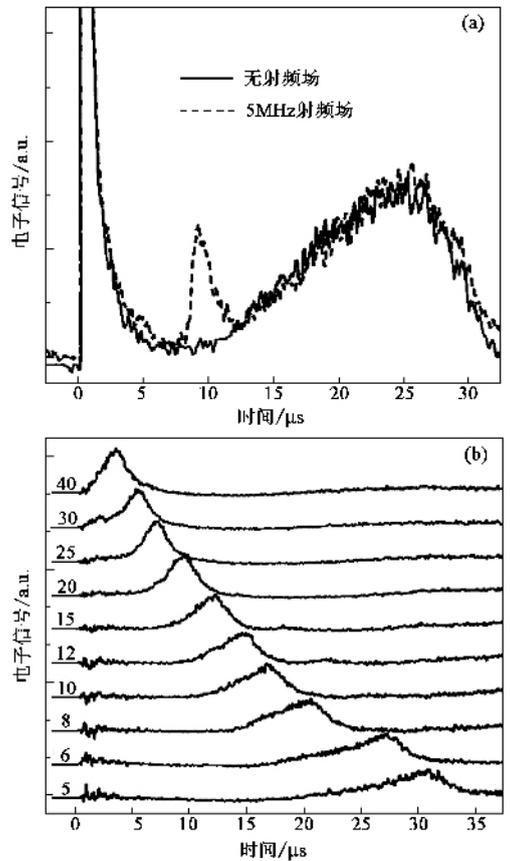


图4 光电离 ( $t=0$ ) 形成等离子体的电子信号 (a) 光电离原子数为  $3 \times 10^4$ , 初始电子温度为 540K 时, 射频场频率为 5MHz; (b) 光电离原子数为  $8 \times 10^4$ , 初始电子温度为 26K 时, 射频场频率分别为 5, 6, 8, 10, 12, 15, 20, 25, 30, 40MHz 的电子信号<sup>[7]</sup>

它依赖于光电离电子的能量, 如图5所示<sup>[7]</sup>, 表明光电离电子的能量逐渐转化为等离子体扩散的能量 (图中  $\bar{n}_0$  为  $t=0$  时等离子体的平均密度).

具体转化过程为: 由于电子具有足够的能量, 将有向外运动的趋势. 当它们向外运动时, 由正离子产生的库仑力对电子有吸引力, 相反, 离子受到了电子向外反冲力的作用. 通过这种机制, 电子的能量逐渐转化为离子的能量, 导致了等离子体的扩散. 从图5可以看出, 在低温下, 等离子体的扩散速度比拟合的大, 而且密度越大扩散越明显, 说明在扩散过程中一些电子加热机制开始明显.

电子和离子复合形成中性原子是等离子体扩散过程中的一个基本物理过程. 在温度为 1000K 或更高的等离子体中, 主要有三种复合: 辐射复合 (radiative recombination)<sup>[17]</sup>, 双电子复合 (dielectronic recombination)<sup>[18]</sup> 和三体复合 (three-body recombination)<sup>[19]</sup>. 三体复合率是随着  $T^{-9/2}$  变化的, 因而三体复合就成为超冷中性等离子体中一种重要的过程.

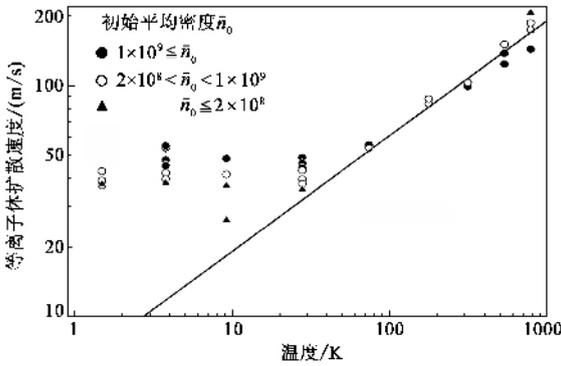


图5 在不同初始平均密度下,等离子体的扩散速度与初始电子温度的关系. 电子的平均密度从  $6 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$  变化到  $2.5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ , 当  $E_e/K_B \geq 70\text{K}$  时, 等离子体的扩散速度遵循  $v_0 = \sqrt{E_e/\alpha m_i}$ , 其中  $\alpha = 1.7$  为拟合参数.  $E_e/K_B < 70\text{K}$ , 等离子体的扩散速度依赖于初始平均密度<sup>[7]</sup>

具体为: 两个电子和一个离子通过非弹性碰撞, 使离子与其中一个电子结合形成高激发态的里德伯原子, 结合过程中释放的能量被另一个电子吸收<sup>[19]</sup>.

从图6可以看出, 光电离 ( $t = 0$ ) 后, 一些电子很快离开相互作用区域 (在  $5\text{mV/cm}$  的电场中), 在几微秒时间内, 得到了第一个小的电子信号. 随着等离子体的扩散, 电子逐渐逃逸出库仑势阱, 形成第二个比较宽的等离子体信号. 在随后的  $50\text{--}100\mu\text{s}$  时间内, 加一个强度逐渐增加到  $120\text{V/cm}$  的斜坡电场, 用于电离等离子体扩散过程中形成的里德伯原子, 得到了第三个里德伯原子的信号<sup>[12]</sup>. 这个电场能够电离束缚能高达  $70\text{K}$  的所有里德伯原子, 相应的主量子数为  $n = 47$ . 从到达探测器的电子数可以推出形成里德伯原子的数目, 同时从电离场的强度可以构建里德伯原子随不同主量子数的分布函数.

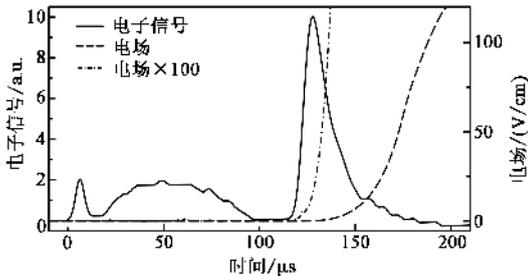


图6 光电离原子数为  $10^5$ , 初始电子温度为  $206\text{K}$  时, 等离子体与里德伯原子的电子信号<sup>[12]</sup>

图7 为不同的光电离原子数和不同初始电子温度的里德伯原子信号<sup>[12]</sup>. 从图7可以看出, 随着光电离原子数的增加或初始电子温度的减小, 形成的

里德伯原子数增加, 而且里德伯原子的分布趋向于更低的束缚能级. 对每条曲线进行积分, 得到形成的总里德伯原子的数目, 相当于光电离原子数的20%. 由于辐射复合率和双电子复合率比较低, 不能很好地解释得到的里德伯原子的信号, 说明三体复合是形成里德伯原子的主要机制. 虽然用现有的三体复合理论可以解释所观察到的里德伯原子的信号, 但这种理论假设电子的温度保持在  $1\text{mK}$  以下, 由于随着等离子体的扩散, 各种加热机制的出现使这种假设很难达到, 表明低温三体复合是一个非常复杂的过程, 有待进一步的研究.

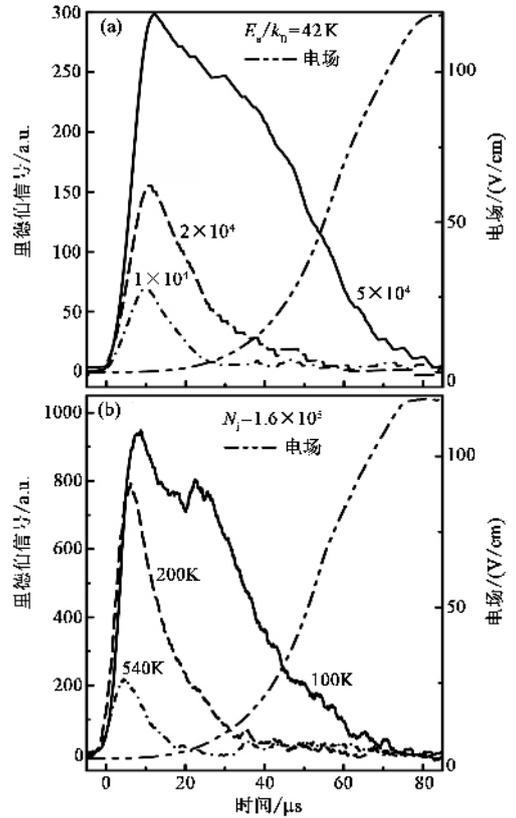


图7 光电离大约  $100\mu\text{s}$  后, 在不同条件下电离的里德伯原子的信号 (图中  $E_e$  为初始电子能量,  $N_i$  为光电离的原子数) (a) 保持初始电子温度  $42\text{K}$  不变, 在不同的光电离原子数时得到的里德伯原子的信号 (b) 保持光电离原子数  $N_i = 1.6 \times 10^5$  不变, 在不同初始电子温度得到的里德伯原子的信号<sup>[12]</sup>

### 3.2 等离子体电子温度在扩散过程中的演化

如上所述, 随着等离子体的扩散, 电子的能量逐渐转化为等离子体扩散的能量, 同时电子在扩散的过程中受到各种加热和冷却机制的影响, 因此, 电子温度演化的深入研究对理解和控制等离子体的扩散具有非常重要的意义.

在等离子体的扩散过程中, 影响电子温度的机

制主要有以下几种 (1) 阈值降低 (threshold lowering) : 光电离脉冲一般是 10ns 左右, 由于前几个纳秒生成的离子产生的电场相互交叠在一起, 形成一个排斥势, 这个排斥势会使中性原子的电离限降低, 这样就使后几纳秒产生的电子具有更大的能量, 导致了电子温度的升高<sup>[20-23]</sup>, 这种效应对电子温度的影响在低温低密度下比较明显, 一般在几 K 的范围内. (2) 无序诱导加热 (disorder-induced heating) : 光电离后, 电子处于非关联态上, 当从非关联态向关联态演化的过程中, 电子的势能逐渐转化为动能, 从而导致电子温度的升高<sup>[24]</sup>. (3) 三体复合 (three-body recombination) : 电子吸收了结合过程中释放的能量, 最终导致整个电子温度的升高, 由于三体复合率是随  $T^{-9/2}$  变化的, 因此, 这种效应在低温下比较明显<sup>[12, 19]</sup>. (4) 里德伯原子和电子的碰撞 (Rydberg-electron collisions) : 由三体复合形成的里德伯原子和电子将发生激发和去激发两种碰撞过程, 当去激发率大于激发率时, 电子温度升高, 相反, 电子温度降低. 但是当激发率大于去激发率时, 对应的温度非常低, 这时由三体复合引起的电子加热要大于温度的降低, 使电子整体表现为加热效应<sup>[25, 26]</sup>. (5) 里德伯原子的辐射衰减 (radiative decay of Rydberg atoms) : 由三体复合形成的高态里德伯原子将向低的能级跃迁, 这样就会减少里德伯原子和电子的碰撞引起的电子加热效应<sup>[25, 26]</sup>. (6) 热平衡 (equilibration) : 由于电子的能量远远大于离子, 在等离子体扩散的过程中, 电子和离子将相互交换能量达到热平衡, 使电子温度降低, 而且初始温度越低, 热能化效应越明显<sup>[27]</sup>.

早在 2004 年, S. L. Rolston 小组通过等离子体对外电场的反应得到电子的能量分布, 从而推出电子的温度<sup>[8]</sup>. 实验时首先用光电离的方法得到等离子体, 在等离子体扩散的不同时刻, 加一个强度从 0.3—4V/m 变化的电场, 由于电场的存在, 使形成等离子体的库仑势阱变浅, 一些电子迅速逃逸, 被微通道板探测到. 然后通过不同时刻电子信号与场强的变化关系曲线, 可以得出电子温度随时间的演化. 图 8 为在不同的初始电子温度下, 电子温度和库仑耦合系数随等离子体扩散的变化关系<sup>[8]</sup>.

从图 8 (a) 可以看出, 在初始电子温度高时, 电子的温度随时间不断降低, 证实了随着等离子体的扩散, 电子的能量逐渐转化为等离子体扩散的能量; 但在低的初始电子温度下, 电子温度先升高后慢慢降低, 而且具有一个非常窄的温度范围, 说明电子的

一些加热效应在低温条件下比较明显. 从图 8 (b) 可以看出, 随着等离子体温度的降低, 库仑耦合系数并没有明显的提高, 而且脱离了强耦合区域 (库仑耦合系数与电子温度成反比, 而且当库仑耦合系数大于 1 时, 等离子体进入强耦合区域), 进一步证实了电子加热效应在等离子体扩散中的影响.

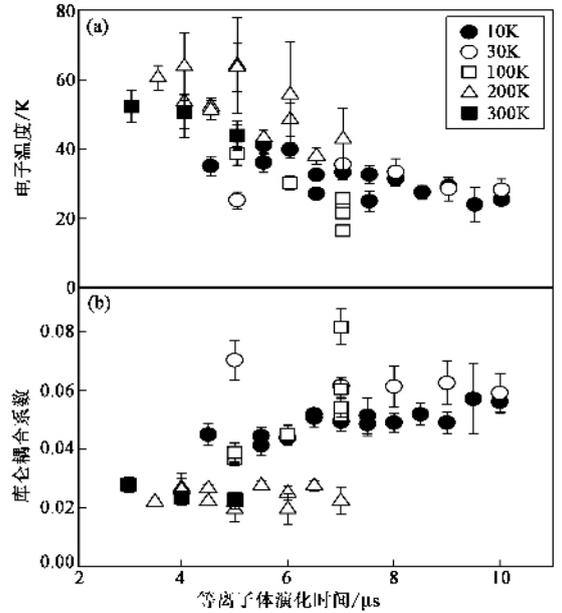


图 8 (a) 在不同初始电子温度下, 电子温度随等离子体演化时间的变化关系. 在离子数大约为  $10^6$  和初始电子温度小于 100K 时, 等离子体云的尺寸  $\sigma$  值的范围为  $0.4 \leq \sigma \leq 0.6$ , 而初始电子温度大于 100K 时, 等离子体云的尺寸  $\sigma$  值的范围为  $0.4 \leq \sigma \leq 0.7$ ; (b) 相对于 (a) 的数据, 库仑耦合系数随时间的变化关系, 初始电子温度为 100K 时的库仑耦合系数在随后时间的演化内并没有继续增加, 而是趋于平稳<sup>[8]</sup>

随后, T. C. Killian 小组用吸收成像的方法研究了铯原子的超冷中性等离子体扩散过程中电子温度的演化, 而且具体探讨了各种加热和冷却机制的影响<sup>[14]</sup>. 他们首先把等离子体云的光学深度的峰值作为频率的函数, 得到离子的吸收光谱, 然后根据吸收光谱的多普勒加宽规律, 通过解析解拟合的方法, 推出离子有效速度和电子温度随时间的演化. 而且结合数值模拟的结果, 可以反映出各种加热和冷却效应在不同阶段的影响. 实验上是通过改变初始电子温度来观察离子有效速度和电子温度在不同条件下的变化关系, 以及各种加热和冷却效应的影响程度. 在高初始电子温度和低密度时, 等离子体处于弹性碰撞区域, 也就是只有离子和电子的弹性碰撞, 而各种加热和冷却机制引起的非弹性碰撞是可以忽略的. 随着温度的降低和密度的增加, 各种加热和冷却

机制的影响开始明显,使等离子体进入一个非弹性碰撞区域.图9是初始电子温度为14K,等离子体密度为 $7 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ ,离子的有效速度和电子温度随时间的演化关系<sup>[14]</sup>.从图中可以看出,解析解拟合的曲线与实验吻合得很好,产生的拟合参数 $T_e(0) = 34\text{K}$ ,大于实验上设定的初始电子温度14K,由于包含三体复合、里德伯原子与电子的碰撞以及里德伯原子的辐射衰减的数值模拟的结果与实验结果基本一致,说明在此过程中主要受到这三种机制的影响.而且电子温度的演化呈现出同样的现象.但随着温度的进一步降低,电子进入了强耦合区域,解析解拟合的方法与实验结果将不太一致,而且数值模拟也受到三体复合等因素的影响.

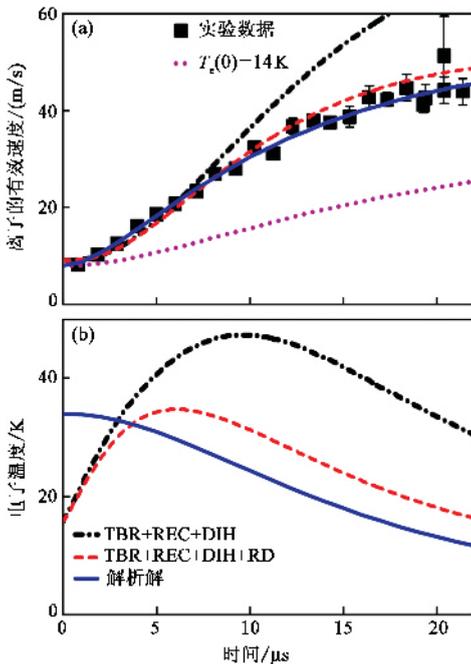


图9 当初始电子温度为14K、等离子体密度为 $7 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ ,等离子体大小为0.9mm时,离子的有效速度和电子温度随时间的演化关系 (a)解析解拟合(实线)的初始电子温度为34K,相比于初始温度为14K(点线)的弹性碰撞动力学来说,具有更快的扩散速度.只包含三体复合(TBR)、里德伯原子与电子的碰撞(REC)的模拟结果(点虚线)夸大了加热效应,考虑里德伯原子的辐射衰减(RD)数值模拟(虚线)的结果与实验结果基本一致;(b)拟合的初始电子温度 $T_e(0)$ 与数值模拟温度的最大值基本相等<sup>[14]</sup>

## 4 超冷中性等离子体的理论模型

超冷中性等离子体的实现,使人们能够用高时间分辨的光学探测方法对它进行更详细的研究,同时促进了理论研究的发展.在理论上,Mazevet等模

拟了超冷中性等离子体形成的阈值条件,第一次大范围地模拟了超冷中性等离子体的演化,而且对演化过程中的各种物理机制进行了研究<sup>[21]</sup>.Kuzmin等模拟超冷中性等离子体中电子温度的演化和电子加热效应对电子之间关联性的影响<sup>[24]</sup>.Robicheaux等用分子动力学模型(molecular dynamics simulations)在超冷中性等离子体的演化过程中模拟了各种加热和冷却机制,特别是复合效应对电子温度的影响<sup>[25-28]</sup>.Pohl等用混合的分子动力学模型(hybrid molecular dynamics model)对超冷中性等离子体的电子和离子演化进行了研究<sup>[26-29-31]</sup>,对里德伯原子向等离子体的演化进行了理论分析<sup>[32]</sup>.虽然很多理论学者用不同模型对超冷中性等离子体的演化进行大量的研究,但由于离子和电子的质量比很大,电子的热能化发生在纳秒量级,而离子的局部热能化以及等离子体的扩散发生在微秒范围.这样就使纳秒量级的模型不能很好地体现微秒范围的等离子体的演化,纳秒范围的一些物理机制在微秒量级的模型下也不能分辨.根据所研究物理机制的要求,可选用不同时间范围的理论模型.目前描述等离子体的理论模型主要有以下三种,现分别介绍如下.

### 4.1 动能模型

这种模型假设电子和离子都不在强耦合区域,而且忽略各种碰撞过程.电子或离子的演化可以用Vlasov方程表示,然后精确解这个方程,就可以得到等离子体大小和速度随时间的演化关系,同时得到电子和离子温度随时间的变化关系.由于在等离子体扩散的过程中,存在各种复杂碰撞机制,因此,这种模型在较高的初始电子温度下与实验相一致,而在低温下将会有很大的偏差(如图5所示<sup>[7]</sup>).由于低密度的超冷中性等离子体具有经典物理的一些行为,例如,Brückner系数 $r_s = (3/4\pi\rho_e)^{1/3}/a_0 \gg 1$ ,电子的费米能量 $E_F \ll k_B T_e$ ,而且在低温下,在通过复合形成高激发态原子的过程中,电子和原子的碰撞<sup>[19]</sup>以及随后原子向低态的辐射跃迁<sup>[33]</sup>同样可以用经典的理论解释,因此,结合动能模型和各种碰撞机制就完全能够描述弱耦合的超冷中性等离子体.

### 4.2 分子动力学模型

动能模型在一定程度上描述了等离子体的演化过程,但它忽略了离子与离子之间的关联性效应.因为冷原子之间是不具有关联性的,光电离后的瞬间,电子之间与离子之间的关联性也是可以忽略的,这

时等离子体处于强耦合区域.但在随后的等离子体由非关联向关联转化的过程中,由于各种电子加热效应的存在,阻止了这种关联性的发展,使等离子体脱离强的耦合区域,因此,分子动力学模拟是考虑了离子关联性效应的一种模型,但是由于开放的边界条件和长的演化时间,完美的分子动力学模拟还存在计算上的困难.这种模型只适用于早期的等离子体的演化,而不能用于微秒量级的等离子体演化的研究.

#### 4.3 混合的分子动力学模型

在等离子体扩散的过程中,离子可能确实形成了强关联态,而电子一直处于弱耦合状态.人们利用两者的不同行为发展了一种混合的分子动力学模型.这种模型把电子动力学和分子动力学模拟的优点结合起来,由于排除了短时间范围内的电子运动,大大减少了模拟计算的工作量,并且考虑了离子之间的关联性,使分子动力学模拟拓展到微秒范围成为可能.因此,这种模型有利于研究离子的密度、速度和局部的温度,而且为微秒范围内的强耦合离子的弛豫动力学提供了理论依据<sup>[26]</sup>.

## 5 结论与展望

超冷中性等离子体物理是一个新的而且充满挑战的领域,世界上已经有很多小组成功地实现了各种超冷中性等离子体,而且做了深入的研究.但是由于等离子体在演化的过程中受到了各种加热机制的影响,特别是三体复合、无序诱导加热等影响,实现等离子体的强耦合还存在困难,人们提出了用冷却的费米原子<sup>[34]</sup>、光学晶格<sup>[26,35]</sup>和激光冷却离子<sup>[27,36]</sup>等方法来避免无序诱导加热等的影响,但在实验上还有待人们进一步证实.而且高分辨成像技术的实现,为研究等离子体的集体行为、离子密度分布、空间关联性以及磁俘获等离子体的应用提供了可能.

我们实验室已建立了一套用于研究超冷原子、分子和超冷中性等离子体的真空系统.首先在磁光阱中利用激光冷却的方法获得了温度为 $100\mu\text{K}$ 、密度为 $10^9\text{cm}^{-3}$ 的超冷铯原子,随后利用脉冲染料激光激发,产生了超冷里德伯原子,并对光谱特性进行了研究<sup>[37]</sup>,而且观察到里德伯原子向等离子体的演化<sup>[38]</sup>.我们将通过光电离的方法形成超冷中性等离子体,进而开展超冷中性等离子体扩散、扩散过程中

里德伯原子的形成以及三体复合等理论和实验的研究.

### 参 考 文 献

- [ 1 ] Killian T C *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1999 ,83 :4776
- [ 2 ] Ichimuru S ,Rev. Mod. Phys. ,1982 ,54( 4 ) :1017
- [ 3 ] Dubin D H E ,O'Neil T M. Rev. Mod. Phys. ,1999 ,71 :87
- [ 4 ] Mitchell T B ,Bollinger J J *et al.* Phys. Plasmas ,1999 ,6 ( 5 ) :1751
- [ 5 ] Simien C E ,Chen Y C ,Gupta P *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2004 ,92( 14 ) :143001
- [ 6 ] Cummings E A ,Daily J E ,Durfee D S *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2005 ,95 :235001
- [ 7 ] Kulin S ,Killian T C ,Bergeson S D *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2000 ,85( 2 ) :318
- [ 8 ] Roberts J L ,Fertig C D ,Lim M J *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2004 ,92 :253003
- [ 9 ] Chen Y C ,Simien C E ,Laha S *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2004 ,93 :265003
- [ 10 ] Cummings E A ,Daily J E ,Durfee D S *et al.* Phys. Plasmas ,2005 ,12 :123501
- [ 11 ] Robinson M P ,Tolra B L *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2000 ,85 ( 21 ) :4466
- [ 12 ] Killian T C *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2001 ,86 :3759
- [ 13 ] Bergeson S D ,Spencer R L. Phys. Rev. E ,2003 ,67 :026414
- [ 14 ] Gupta P ,Laha S ,Simien C E *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2007 ,99 :075005
- [ 15 ] arXiv physics/0612097v1 ,11 Dec 2006
- [ 16 ] Tonks L ,Langmuir I. Phys. Rev. ,1929 ,33 :195
- [ 17 ] Seaton M J. Mon. Not. R. Astron. Soc. ,1959 ,119 :81
- [ 18 ] Hahn. Rep. Prog. Phys. ,1997 ,60 :691
- [ 19 ] Mansbach P ,Keck J. Phys. Rev. ,1969 ,181 :275
- [ 20 ] Hahn Y. Phys. Lett. E ,2001 ,64 :046409
- [ 21 ] Mazevet S ,Collins L A ,Kress J D. Phys. Rev. Lett. ,2002 ,88( 5 ) :55001
- [ 22 ] Stewart J C ,Pyatt K D. Astrophys. J. ,1966 ,144 :1203
- [ 23 ] Hahn Y. Phys. Lett. A ,2002 ,293 :266
- [ 24 ] Kuzmin S G ,O'Neil T M. Phys. Rev. Lett. ,2002 ,88( 6 ) :65003
- [ 25 ] Robicheaux F ,Hanson J D. Phys. Plasmas ,2003 ,10( 6 ) :2217
- [ 26 ] Pohl T ,Pattard T ,Rost J M. Phys. Rev. A ,2004 ,70( 3 ) :033416
- [ 27 ] Kuzmin S G ,O'Neil T M. Phys. Plasmas ,2002 ,9( 9 ) :3743
- [ 28 ] Robicheaux F ,Hanson J D. Phys. Rev. Lett. ,2002 ,88( 5 ) :55002
- [ 29 ] Pohl T ,Pattard T ,Rost J M. Phys. Rev. Lett. ,2004 ,92 ( 15 ) :155003
- [ 30 ] Pohl T ,Pattard T ,Rost J M. J. Phys. B ,2005 ,38 :s343

[ 31 ] Pohl T , Pattard T , Rost J M. Phys. Rev. Lett , 2005 , 94 : 205003

[ 32 ] Pohl T , Pattard T , Rost J M. Phys. Rev. A , 2003 , 68 : 010703

[ 33 ] Flannery M R , Vrinceanu D. Phys. Rev. A , 2003 , 68 : 030502

[ 34 ] Murillo M S. Phys. Rev. Lett. , 2001 , 87( 11 ) : 115003

[ 35 ] Birdsall C K , Langdon A B. Plasma Physics via Computer Simulations. London : Institute of Physics Publ. , 1995

[ 36 ] Killian T C , Ashoka V S , Gupta P *et al.* J. Phys. A , 2003 , 36 : 6077

[ 37 ] 李安玲 , 张临杰 , 冯志刚等. 光谱实验室 , 2007 , 24( 6 ) : 1166 [ Li A L , Zhang L J , Feng Z G *et al.* Chinese Journal of Spectroscopy Laboratory , 2007 , 24( 6 ) : 1166 ( in Chinese ) ]

[ 38 ] Zhang L J , Zhao J M , Feng Z G *et al.* The Experimental Research of Spontaneous Evolution of Ultracold Rydberg Atoms to Plasmas. ( submit to Chinese Physics letter )

· 物理新闻和动态 ·

## “自愈”橡胶

橡胶是一种极易拉伸的材料,但它一旦被切断就很难再黏合在一起.最近法国 Ecole 化学物理研究所的 L. Leibler 教授和他的同事们,研究出了一种能“自愈 (self-healing)”的新型橡胶.若把这种新型的橡胶切成两块后,再将它们轻轻地对上几分钟后,无需加热或挤压,在室温下就能重新黏合在一起.黏合后的橡胶依然保持着各方向可拉伸的特性.更奇妙的是,新材料在断裂 12 小时后仍然具有可“自愈”的能力.如果两个断裂面的接触时间越长,新橡胶的“自愈”程度就会越好.

这种魔术般的“自愈”能力是如何产生的呢?通常的橡胶是由长链的高聚物所组成,它们是通过共价键相互连接的,而新型橡胶是由植物脂肪酸和尿素的氨基化合物合成的,它们通过氢键连接成一个三维的小分子网络.新橡胶在外力作用下同样可在各方向进行拉伸.当这种新橡胶发生断裂时,任何一个在断裂表面的开放氢键能自动地寻找到另外一个开放氢键进行连接,也就是能自动地进行修复功能,修复后的橡胶保持着原有的特性.

这种新材料的潜在应用是多方面的,它可以作为一种新的黏合剂对许多厚实的纺织物、房屋和汽车材料等进行黏合,同时还可以对人体的软骨和人造骨骼等进行修复.因此 L. Leibler 教授已与法国 Arkema 化学公司合作,利用这项超分子技术来开发出一系列商用的“自愈”产品.

(云中客 摘自 Nature , 2008 , 451 977)

## 用 X 射线探测火球

长期以来,困惑着科学家们的一个问题是,在雷暴来临时,有时会出现并飘浮于天空中的火球究竟是什么?有人认为是一个放电体,有人认为是一个自持体 (self-contained object). 总之并无定论.另一方面,在全世界有数以千计的观察者曾亲眼目睹过这种自然现象,但他们的叙述却是各式各样的.按他们的说法,火球直径的大小可以从几厘米到几米,颜色有红色、白色和蓝色,运动方式有垂直下落和水平漫游.同时火球还可以通过烟囱或窗户进入室内.这些描述都不能系统地阐明火球的性质.这就引起了科学家们想在实验室内创建出一个人造火球来进行研究的愿望.两年前,以色列 Tel Aviv 大学的电气工程师 E. Jerby 和 V. Dikhtyar 就开始进行这方面的研究.他们将微波聚焦于一块由硅和其他材料组成的基板上,基板安置在一个鞋盒大小的容器中.当微波通过一个金属尖端将其能量传送到硅板上时,就会把硅板上的硅原子拉出并使其汽化形成一个柱状的人造火球,其颜色有时是橙色,有时是红色或黄色.它具有浮力并不断地颤动. E. Jerby 和 V. Dikhtyar 俩人利用欧洲同步辐射装置来分析人造火球的成分.他们将 X 射线通过容器并生成衍射斑图.经过分析,他们发现火球中每立方厘米内含有  $10^9$  个粒子,每个粒子的直径约为 50nm. 他们的实验观测支持了新西兰 Canterbury 大学化学工程师 J. Abramson 的理论,他曾提出一个设想,认为火球的产生是由于土壤中的碳和硅蒸发成汽所形成,在碳原子氧化还原时,硅原子会冷却并凝结成纳米大小的粒子,它与周围空气中的氧原子氧化时就会产生热辐射.

目前还存在着一些未解决的问题,其中最大的差别在于火球的寿命.过去曾看见过自然界火球的人都证实:炽热的火球可存在约几秒钟的时间,这一点正好与 J. Abramson 的理论相吻合.而研究组的人造火球在微波源关掉后可存在的时间约为 30—40ms. E. Jerby 和 V. Dikhtyar 认为这个差异可能来自于如何对火球的寿命作出明确的定义.他们相信,在进一步对人造火球的探测中会找到正确的答案.

(云中客 摘自 Physical Review Letters , 21 February 2008)