

# 激光等离子体 X 射线源的应用\*

董全力<sup>†</sup> 张杰 王首钧 赵静 李英骏

(中国科学院物理研究所 北京国家凝聚态物理国家实验室 北京 100080)

**摘要** 激光等离子体作为 X 射线光源,具有光源体积小、亮度高、脉冲短等优点。因此,激光等离子体 X 射线光源在时间分辨诊断测量等方面具有重要的应用。文章简单介绍了这种光源在软 X 射线投影光刻技术、医学成像、晶体研究以及惯性约束核聚变(ICF)研究等方面的应用。这四个领域分别属于信息、生物、材料和能源等四个科学领域。作者的目的在于让这些科研领域及其对应工业界的研究同行了解我们的工作,从而能够实现跨学科、跨领域的合作。

**关键词** 激光等离子体 X 射线光源 时间分辨诊断测量 跨学科合作

## Potential applications of laser-plasma as X-ray sources

DONG Quan-Li<sup>†</sup> ZHANG Jie WANG Shou-Jun ZHAO Jing LI Ying-Jun

(Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

**Abstract** Laser-plasma X-ray sources have the advantages of small volume, high brightness and ultrashort duration, which signify important potential applications in time-resolved diagnosis. We present examples of such applications in soft-X-ray projection lithography, biological radiography, crystallography and inertial confinement fusion, which pertain to the information, biology, materials and energy research fields, respectively. We hope this article can give people in the relevant research and industry fields an idea of what kind of tools we can provide for them, and realize collaboration among researchers in different domains.

**Keywords** laser-plasma X-ray source, time-resolved diagnosis, collaboration among different domains

## 1 引言

X 射线于 1895 年被伦琴发现,也称伦琴射线。X 射线一经发现,便马上被医学界和工程界应用进行人体诊断和物体内部结构诊断,因此,可以说 X 射线的应用,是在人们没有确切知道其本性的情形下发展起来的。1912 年晶体衍射 X 射线现象证实了 X 射线的波动本性后, X 射线的应用变得更加广泛。现在, X 射线照相技术和 X 射线衍射技术被广泛应用在生物、冶金和材料科学研究等与国计民生息息相关的领域。X 射线衍射技术是利用 X 射线波长极端短(在  $10^{-10}$  nm( $\text{\AA}$ )量级),与原子大小在一个量级上的特性,根据结晶样品形成的 X 射线衍射样式,在原子分辨的水平上推测分子或晶体的结构。英国科学家克里克和沃森正是根据富兰克林和威尔

金斯拍摄到的 DNA 的 X 射线衍射图样构造出了 DNA 双螺旋结构模型,并因此获得了 1962 年诺贝尔生理学或医学奖。实际上 X 射线衍射技术几乎是目前在原子水平上分析蛋白质、核酸和其他生物分子的惟一方法。

近年来,随着脉冲激光、同步辐射及 X 射线条纹相机的出现, X 射线衍射技术和 X 射线成像技术在时间分辨率上也变得越来越高。例如,现代同步辐射装置可以提供多波长的约 50ps 的 X 射线脉冲。也可以利用高能电子束对强激光束的 Thomson 散射来产生亚皮秒的 X 射线束,当然此方式散射截面小,向 X 射线转换的效率低,此法获得的 X 射线

\* 国家自然科学基金(批准号:60678007,10474137,60621003)资助项目

2007-03-12 收到初稿,2007-06-14 收到修改稿

<sup>†</sup> 通讯联系人. Email: qldong@aphy.iphy.ac.cn

束强度较弱。借助于新型 X 射线条纹相机,有人完成了时间分辨在 500fs 左右的 X 射线衍射实验<sup>[1]</sup>。还有另一种完全不同的 X 射线源,就是激光等离子体  $K_{\alpha}$  X 射线脉冲。快速发展啁啾脉冲放大(CPA)技术使得中小型激光器可以提供超过  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> 的峰值功率<sup>[2]</sup>,辐照靶,可产生脉冲宽度在 1ps 左右的 X 射线脉冲。而且激光和等离子体相互作用过程中产生的高能电子,会通过电离靶材料 K 壳层电子的方式产生单能 X 射线脉冲<sup>[3]</sup>;对于陡峭的高密等离子体来讲, $K_{\alpha}$  X 射线脉冲的长短取决于辐照激光的脉冲长短和高能电子在靶中的热化时间。另外,高功率小型化的激光系统也促进了基于激光等离子体的 X 射线激光的发展。自 2004 年北京第九届 X 射线激光国际会议以来,世界上几个大实验室相继利用低于 1J 的抽运激光能量,采用掠入射抽运实验方案,实现了 10nm 以上的 X 射线激光饱和输出。此两类脉冲比同步辐射容易获得,且造价低廉,在医学、高能量密度物理及材料学诊断上有着极大的潜在应用,掠入射抽运方案极大地降低了 X 射线激光饱和输出需要的驱动能量,促进了 X 射线激光在生产和生活中的应用。下面我们选择激光等离子体 X 射线在信息、生物、材料和能源等四个科学领域的应用来进行介绍,目的在于让这些科研领域或者对应工业界的研究同行了解我们的工作,从而能够实现跨学科、跨领域的合作,为促进我们国家的科学技术研究和应用水平做出我们应该有的贡献。

## 2 软 X 射线投影光刻技术的光源

美国半导体技术发展路线图展现了集成电路(IC)技术自 1996 年开始的 15 年规划<sup>[4]</sup>。该图显示了 IC 大批量生产第一年时芯片或者微处理器最小特征尺寸随时间每两到三年减小为原来的  $\sqrt{2}/2$ ,即 Intel 公司 Gordon Moor 的芯片生产工业幂指数定律。根据这个规划,芯片工业在 2005 年要实现 100nm 左右微刻技术,在 2008 年要实现 50—70nm 的芯片生产技术。要实现这个工业目标,所采用的可能技术包括极紫外(EUV)光刻技术、电子束投影技术、X 射线贴近式光刻技术等等。我们这里讨论一下有关激光等离子体 X 射线在 EUV 投影光刻技术中的应用。

软 X 射线投影光刻技术,在大规模生产节点尺寸仅有 50nm 的新一代微处理器制造工业中很有前途。EUV 光刻技术面临的技术挑战主要有:X 射线

光学元器件,包括具有高反射率的多层镀膜技术和多层膜全/高反射镜,高效率的软 X 射线源,包括同步辐射源和等离子体 X 射线光源等;以及能够在 X 射线波段内对大范围物体精确成像的其他技术。EUV 光刻技术面临的这些技术挑战也是光学界需要解决的最困难也是最全面的几个问题。例如,用来进行 X 射线成像的非球面镜镜面加工精度及镜面曲率半径精度必须在埃的量级,这些镜子以及其上的高反射率多层镀膜,必须能够在 EUV 刻蚀系统环境中长期存在;需要的 X 射线光源必须紧凑,且必须能够高效率地产生预期波段 X 射线。现在的高反射多层膜镀膜技术已经比较成功,能够在 13nm 周围波段获得 60% 以上的反射效率,激光等离子体作为 X 射线光源,可见光向有效波段的转换效率达到了 1% 以上;人们利用 X 射线光学元件,也可以在衍射极限下,对 2—3cm<sup>2</sup> 范围内的物体/图像进行精确成像。

### 2.1 多层膜技术的现状

多层膜对于正入射的软 X 射线(波长 4.5—30nm)具有很好的反射功能。多层膜是指在预先光滑处理的基底上采用各种方法,如蒸镀和磁控溅射等,间隔地镀上高 Z 和低 Z 材料,各层的厚度依需要约在 1 到 10nm 之间。入射到多层膜上的软 X 射线在大约两倍的膜层周期  $\Lambda$  的波长( $\lambda \sim 2\Lambda$ )上反射得到加强。一般情况下,多层膜对软 X 射线的反射可以通过镀膜材料及镀膜技术的选择来优化。比如,所选择的两种镀膜材料的折射率相差要尽可能地大,对期望波长段的软 X 射线吸收要尽可能地小,相邻两层镀膜之间边界要清晰且光滑等等。迄今,人们针对不同的软 X 射线波段,分别找到了几对比较成功的镀膜材料。比如,对于波长在  $\lambda = 4.5—6.5$ nm 的软 X 射线,人们采用 Co/C, Ni/C, Ru/C, W/C 做镀膜材料<sup>[5]</sup>;采用 Ru/B<sub>4</sub>C 多层膜来调制  $\lambda = 6.5—12.4$ nm 的软 X 射线<sup>[6]</sup>;采用 Mo/Si 多层膜来调制  $\lambda = 12.4—30$ nm 的软 X 射线<sup>[7]</sup>。对于波长更长的软 X 射线,由于其吸收会增加,限制了正入射反射率;而对于波长更短的 X 射线,则由于受到镀膜质量(比如镀膜粗糙度及不同材料膜层之间的扩散,以及相应的最佳镀膜厚度仅为几个原子间距等情形)的限制,也很难找到合适的材料来制造多层膜。目前较好的对正入射软 X 射线具有良好反射率的多层膜材料是 Mo/Si,优化后的多层膜,对波长 13.4nm 的软 X 射线具有约 66% 的反

射率。

多层膜技术的发展,使得人们有可能调制软 X 射线,从而在软 X 射线波段实现投射刻蚀。设想中的工业上可行的软 X 射线投射刻蚀系统(SXPL)包括多种软 X 射线反射部件(1)三个多层膜镜用来收集来自源的软 X 射线辐射并将之投射到模版上;(2)一个在多层膜镜上预制的集成电路模版(3)一套软 X 射线反射光学元件,用来对模版进行精确成像,将模版的缩小像投放到一个预先处理过的晶片上。由于 Mo/Si 多层膜镜对波长 13.4nm 的 X 射线波长反射效率可以达到 60% 以上,因此人们很希望能够找到一个经济有效的 13.4nm 波长软 X 射线源。

## 2.2 激光等离子体作为 X 射线光刻光源

激光等离子体作为 EUV 光源越来越受到关注<sup>[8-14]</sup>。商业的极紫外光刻(EUVL)系统,需要能够在  $2\pi$  空间角内产生 300W13.5nmEUV 辐射的光源,并且,其线宽不能超过 2%。而激光辐照锡 Sn 靶产生的等离子体体积小,且辐射强度高。我们下面首先来讨论这个光源的产生。

由于激光产生的锡等离子体同时对 13.5nm 辐射线具有很强的再吸收作用,因此,来自高密锡等离子体深处的 13.5nm 辐射线必定会在传输中经过周围等离子体的时候被再吸收,从而影响了整个锡等离子体产生 13.5nm 辐射线的效率。为了得到较高的可见光向有效 EUV 辐射线转换效率,必须调整等离子体大小和密度等条件,在 13.5nm 辐射区获得合适的光学厚度,即 13.5nm 辐射线的质量吸收系数与面密度的乘积。

为了研究锡等离子体 13.5nm 辐射线与等离子体尺寸大小等条件的关系,人们采用了具有不同厚度锡镀膜的球靶,来研究不同厚度锡镀膜对辐射线的影响。实验采用的是  $1.064\mu\text{m}$ , 10ns 的 Nd:YAG 激光系统,光束聚焦焦斑直径至  $500\mu\text{m}$  时,激光强度为  $1 \times 10^{11}\text{W}/\text{cm}^2$ ,锡镀层厚度分别为 10—50nm。等离子体在 13.5nm 附近波段的发射谱由掠入射光栅谱仪在与激光传输方向成  $135^\circ$  的方向上进行监测<sup>[15]</sup>。在上述实验条件下,锡镀膜层的烧蚀厚度在 30—50nm,因此,变化锡镀膜的厚度,基本上可以认为是在变化锡等离子体的大小及光学深度。图 1 是实验中利用 10, 20 及 30nm 锡镀膜球靶得到的 13.5nm 波段的光谱。可以看出,随着锡镀层的厚度增加,谱仪记录的 13.5nm 谱线宽度逐渐增加,其强度

在峰值处逐渐变平。通过把相邻厚度锡靶谱相减,可以得到分别来自 0—10nm, 10—20nm 及 20—30nm 的深度的锡的 13.5nm 发射线到达掠入射谱仪的谱线形状,如图 1(b)所示。主要来自 0—10nm 较浅层的发射线呈现出一个良好的较窄的 13.5nm 谱线形状,但来自较深部位的发射线,则显示了膨胀 Sn 等离子体对 13.5nm 谱线的影响,谱线展宽,且在 13.5nm 峰值处呈现出平顶甚至吸收凹陷。来自深层的等离子体的发射线,其展宽主要来自不同层和不同速度膨胀的等离子体中各种 Sn 离子的线辐射,以及辐射传输过程中的不透明度展宽。更深部位的等离子体,由于其温度不够高,电离程度低,没有 13.5nm 附近的软 X 射线辐射。由此实验可以看出,耦合到大于 10nm 深度的激光能量,并没有有效地转化为 13.5nm 的软 X 射线辐射。为了得到高的向 X 射线转化的效率和窄光谱射线辐射,薄膜靶材料不应超过 10nm。

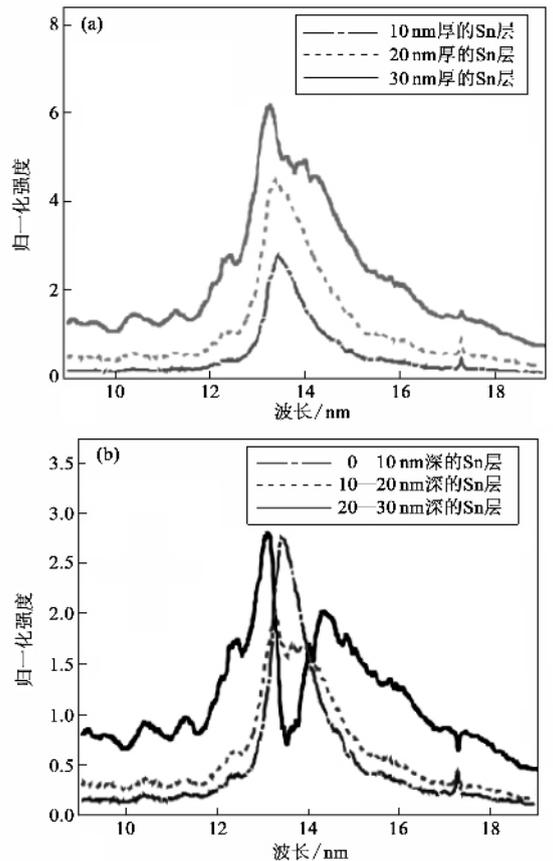


图 1 纳秒激光辐照不同厚度 Sn 薄膜得到的发射谱线 (a) 实验中测到的 13.5nm 周围谱图 (b) 是 (a) 中三条谱线相减得到的不同薄膜层的发射谱线,深层谱线显示出了极大的吸收<sup>[15]</sup>

人们可以通过改变入射激光波长或者脉宽的方式,来改变等离子体大小以及其光学深度。更短的

入射激光波长,可以辐照至更高密度等离子体区域,产生较大的等离子体。比如,分别采用 8ns 及 2.2ns 的相同强度( $1 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ )的激光脉冲辐照平板锡靶所产生的 13.5nm 附近的光谱特征就明显不同。在 8ns 的情形下,13.5nm 处出现一个明显的吸收峰。这个吸收峰对应的位置,也正是质量吸收系数峰值所在处。在 2.2ns 的情形下,等离子体发射谱上的吸收凹陷则由于光学深度的降低而消失。

因此,在利用等离子体产生的软 X 射线甚至硬 X 射线的时候,需要充分考虑到 X 射线的产生效率受到各种因素的影响,以便于充分利用激光能量,产生更合适的 X 射线光源。

为了避免激光等离子体 X 射线光源中固体靶碎屑对整个系统的损害,人们还尝试采用团簇气体靶来产生 13.4nm 的 EUV 光刻光源<sup>[16,17]</sup>。团簇气体靶是高压气体通过超音速喷管进入真空时形成的。它整体具有高压气体密度,但在几十上百纳米局部范围内却是固体密度。这种靶,由于高密度区是相互隔离的,因此很难在等离子体内部形成大尺度电流,降低了入射激光的反射;另外,由于激光焦斑内多是以球状等离子体存在,当等离子体球直径较大时,激光和等离子体临界密度面接触的增加,增强了一般意义上的激光对等离子体波的面共振驱动;如果等离子体直径较小,则激光和等离子体之间形成一种体共振作用。这些都增强了对激光的吸收,便于以较小入射能量获得较高等离子体温度,从而提高激光向有用 X 射线激光波段(如 13.4nm)的转换效率。有实验证明,采用 Xe 作为高压气体,可以将 1% 的可见激光能量转换为 13.4nm 附近的 2.5% 谱宽内的极紫外辐射。

当然,激光等离子体寿命短,所以,高重复频率是获得高时间平均 X 射线通量的关键。另外,还有的研究者正在通过采用毛细管放电的方法来获得近似波段的 X 射线源<sup>[18]</sup>。在激光等离子体作为 X 射线光刻光源的应用中,努力提高 X 射线的时间平均功率是 EUV 投影光刻技术的一个关键。

### 3 激光等离子体 X 射线在生物和医学上的应用

尽管上面谈到的软 X 射线可以利用多层膜进行调节,但由于其穿透能力比较弱,不利于进行生物体内部结构研究。但具有更短波长和更高能量的 X

射线,比如中高 Z 元素等离子体发射的  $K_{\alpha}$  线,具有很强的穿透能力。此类 X 射线其脉冲短,波长单一的特性使得它们具有很大的潜在应用价值。

医学临床诊断在需要加强诊断样品的某些细微变化时,常采用数字减影造影技术,比如数字减影血管造影。使用这种技术时,需要在血管中注射造影剂。这是因为医学成像利用的 X 射线光子能量在 20—120keV。但人体器官主要是由轻元素构成,比如氢、氧、碳、氮等。这些元素的 K 吸收边界,多在 4.1keV 以下,因此,必须使用一些无害的较重元素来做造影剂,比如钆和钽。只有这样,才能保证在有足够多的能量穿透被测量的样品的同时,还能够获得有足够对比度的成像。在注射介质前后分别用 X 射线拍照,得到样品照片,而后通过照片对应部位相减,消除没有变化部位的影响,加强显示样品在注射介质前后的变化部位。这样,造影剂就很明显地被拍摄出来。在这种技术中,血管中置入的造影剂在数秒内就会被血液冲刷干净,因此,必须在这段时间内实现第二张照相。

在医学临床的 X 射线照相过程中,X 射线在穿透样品的过程中的损耗取决于光子能量和样品成分,即其中所含元素。X 射线的损耗过程主要包括电子的康普顿散射及 X 射线光子离化束缚电子而被真吸收这样两个过程。X 射线束在一种材料中的衰减随着光子能量的升高而逐渐减少,直到光子能量足够大,以致能够电离元素某些壳层上的束缚电子。在这个临界能量上,X 射线有一个很强的吸收峰。X 射线光子主要电离元素内壳层的电子,在其吸收谱上显示为 K 或 L 吸收边界。

目前,应用在放射医学临床的 X 射线成像诊断多采用 X 射线管。然而,X 射线管经过多年的改进,其能力已经达到了技术极限,比如 X 射线管的散热以及 X 射线焦斑等问题。另外,采用 X 射线管,由于其亮度不够高,在成像时,因长时间辐照样品的运动会导致图像模糊。同时,低亮度必然要求加长曝光时间,从而对有机体带来损害;且 X 射线管提供的射线光谱中既包含韧致辐射连续谱,又包括单能的  $K_{\alpha}$  线。在 X 射线的传输过程中,存在射线谱段硬化,导致样品对 X 射线的衰减随着有机体的厚度增加而变化,使得造影在一定程度上失真。尤其是在实际应用中,常常根据需要调节 X 射线能量,比如对 X 射线管的射线,常采用更换滤波片的方式<sup>[19]</sup>。

如果能够采用单能 X 射线源,两次照相所采用

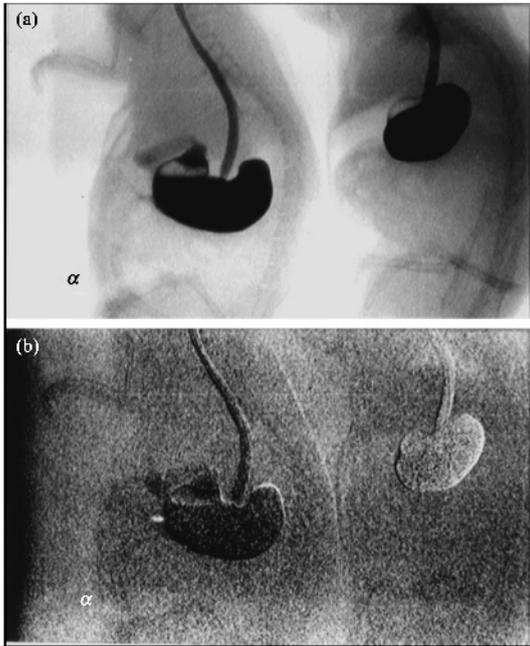


图2 鼠胃部照片<sup>[20]</sup>

的 X 射线波长,分别在造影剂的吸收边缘上和下附近。这样,两次照相的减影,可以很清楚地显示造影剂,也就是人体组织如血管的形状,避免上述因为 X 射线源多波长造成的造影失真。同步辐射可以用来进行样品的减影造影,但此类 X 射线光源造价昂贵,且使用受限,不能方便地应用于任何地点。随着激光技术的提高,激光装置造价已经可以被一般大学和医院所承受。激光等离子体作为单能  $K_{\alpha}$  X 射线源逐渐被人们所重视。激光等离子体 X 射线源有以下几个优点(1)是 X 射线源小。此类源主要是利用高能激光聚焦后辐照在合适的靶面上,产生高温高密等离子体。源的大小多在  $50\mu\text{m}$ ,可根据实际情况调节,能够保证对样品进行高空间分辨、高放大倍数的测量。(2)短曝光时间。此类源的脉宽多为 ps 量级,因此人们能够利用其实现时间分辨的照相,并同时降低样品所受辐射剂量。(3)激光等离子体作为 X 射线光源,可以很容易地更换靶材料。实验研究表明,对于不同的靶材料,其发射的 X 射线谱连续成分相似,但特征谱线则大不相同。因而激光等离子体能够比较方便地提供多种单波长 X 射线作为减影成像光源。一般情况下,一种元素的  $K_{\alpha}$  线光子能量低于其 K 边界吸收峰能量。因此,可以采用这种造影剂作为 X 射线源靶;另外一种 X 射线源靶的  $K_{\alpha}$  线光子能量须高于造影剂的 K 边界吸收峰能量。比如,采用钨作为造影剂,同时因其激光等离子体特征线低于它自己的 K 边界吸

收峰,钨也被选做 X 射线源靶;钨是另外一个 X 射线源靶,因为其特征线光子能量远远高于造影剂钨的 K 边界吸收峰。

图2是采用激光等离子体做 X 射线光源得到的两只老鼠的胃部照片。在拍摄图 2(a)的过程中,单波长 X 光源靶采用的是钨。左右两只老鼠分别喂了钨和钨作为造影剂。而图 2(b)则是两只鼠胃部减影照片,除钨外,另外一种 X 射线光源靶采用的材料是钨。可以看出,采用激光等离子体作为 X 射线光源,可以很清楚地完成生物体成像诊断<sup>[20]</sup>。

#### 4 具有时间分辨能力的 X 射线衍射技术

超短 X 射线脉冲源的出现,促生了具有亚皮秒时间分辨的 X 射线衍射技术,使得人们能够在具有皮秒或者亚皮秒的时间精度下监测物质结构在原子层面上的微变化。这是一项重要而有意义的挑战,因为很多化学反应以及物质的相变都发生在这一时间尺度。目前,人们利用近红外、可见光及紫外光已经可以在亚皮秒时间分辨的条件下研究生化过程。在分子级别上的基础过程(如单分子和晶体中晶格的振动和转动),化学键的形成和断裂,均发生在飞秒和皮秒时间尺度内。与这些过程有关的电子组合状态变化,可以用超快光谱技术进行时间分辨的研究。但是,原子结构重组,原子位置的变化等空间信息,利用可见光超快光谱技术就很难被准确观测到。时间分辨的 X 射线衍射技术为人们提供了高时间分辨的原子尺度的物质变化研究手段。

因为线脉冲的脉宽决定了该类技术的时间分辨,因此,决定  $K_{\alpha}$  X 射线脉冲宽度就成为该类技术的决定因素,也非常富有挑战性。针对红外光、可见光及紫外光发展起来的自相关脉宽测量技术,很难在 X 射线波段实现;因为在 X 射线波段,非线性效应很不明显。故而,人们必须采用交叉相关技术,通过将待测 X 射线脉冲与一已知可见激光脉冲交叉相关,来测量它的脉宽。比如,将激光等离子体产生的一束待测  $K_{\alpha}$  线,从 CdTe 晶体表面反射至 CCD 接受。而另一束超短可见光激光脉冲在可变的时间延迟后,照到晶体表面,来破坏晶体,从而降低反射到 CCD 的 X ( $K_{\alpha}$ )射线。在知道可见光激光脉宽及晶体对激光的反应时间(一般很短,远小于 X 射线激光的脉宽)的条件下,可以很容易地推断出待测 X

射线的脉冲宽度<sup>[21]</sup>。

利用激光等离子体产生的亚皮秒  $K_{\alpha}$  射线脉冲,可以观察超短时间内声子在晶体中的传输过程。时间分辨 X 射线脉冲衍射观测与固体中相干声子激发过程理论计算相符,表明人们利用此技术完全有可能定量获得物质中原子层次的活动规律。

实验采用的是 GaAs 晶体<sup>[22]</sup>。GaAs 晶体比较容易获得大面积样品,且其结晶质量好,晶面(111)间距为  $d_0 = 3.26$ ,对应光子能量约为 3800eV,非常适合利用光学抽运 X 射线脉冲探测的技术手段。并且,人们已经非常精确地掌握了其物理常数。以前对超快电子性质的研究使得人们能够很好地解释其发生的物理现象,也就为时间分辨的 X 射线激光衍射技术提供了一个很好的检验平台。虽然人们已经掌握了光激发所导致的晶体表面晶格的变化规律,但由于可见光在晶体中的穿透深度低,因此,人们对晶体内部的动力学过程依然没有很深入地掌握。

实验中,采用一束波长为 800nm,脉宽为 30fs 的可见光激光做抽运光,辐照在 GaAs 表面上,通过带间激发,在其穿透深度形成电子-一空穴对。而来自激光等离子体的超短 X 射线(Cu 的  $K_{\alpha 1}$  和  $K_{\alpha 2}$  线)做探测光,经过可变间隔时间后,辐照受激发晶体表面,经过 Bragg 衍射分光后,被 CCD 接受。人们通过研究 CCD 记录的两条 Cu 元素  $K_{\alpha}$  线衍射角相对未受激发晶体的 Bragg 角的变化与抽运光与探测光之间延迟的关系,来推断受激发晶体部分晶格的变化规律。

已知的抽运光能量耦合到晶体中的过程如下:入射光能量通过将晶体中的束缚价电子激发到导带中而被吸收。这个过程多为单光子或双光子吸收。光子被吸收后,又通过带间弛豫过程及滞后的俄歇加热过程,能量转移至晶格。这个过程大约需要 10ps 的时间。随后的晶格动力学过程以及相关的传输效应可以利用 Thomsen 提出的理论予以解释<sup>[23]</sup>。脉冲激光辐照在晶体表面导致的热压缩可以通过晶格的膨胀予以释放,从而在晶体内部,形成一个向内传播的压缩/膨胀的张力波。这个波以声速向晶体深层传输,对于 GaAs(111),这个值为  $v_L = 5397\text{ms}^{-1}$ ,传输 X 射线探测深度这样一个距离需要 300ps。由于抽运激光能量吸收沉积及探测激光脉宽要远远小于这个时间尺度,因此,在 GaAs 中激发及观察相干晶格动力学过程就是完全可能的。GaAs(111)晶格动力学过程可以从图 3 中看出来。

最初,由于热压缩层(在几个 ps 中形成)快速地向晶体内传输,在靠近表面的地方,形成一层较薄但晶格间距膨胀了的区域。随着时间的增加,这个张力波逐渐地向晶体内部传输,晶体表面膨胀区域逐渐加厚,但其均匀膨胀程度减弱。根据晶体布拉格(Bragg)分光公式  $2d\sin\theta = m\lambda$ ,可以预测探测光 Cu 的  $K_{\alpha 1}$  和  $K_{\alpha 2}$  线的信号规律。图 3 是实验中测得的 X 射线衍射结果。在抽运光辐照十几皮秒后,由于晶体表面存在晶格膨胀较大的一层,即  $d$  增加,对应的  $\theta$  角减小,X 射线衍射表现为出现一对信号较弱且向小角度偏移约 200arcsec 的线。随着张力波向晶体内部的传输,表面膨胀层加厚,这对信号逐渐加强,但因为平均膨胀较小, $d$  比前段时间小, $K_{\alpha}$  线相对 Bragg 的位移也变小。图 3 中始终显示的一对较强信号线,在 GaAs 的 Bragg 角的一对  $K_{\alpha}$  线信号,探测的则是晶体内部(X 射线探测深度范围内)的结构变化。在抽运光辐照之后,由于张力波前压缩了晶格,导致晶格间距变小,因此该对信号相对 Bragg 角有向大角方向偏移约 20arcsec。通过 Cu 的  $K_{\alpha}$  线反射角相对于 Bragg 角的偏移量,可以得到 GaAs(111)晶体间距最大膨胀了 0.25%,即  $d_0 \cdot 0.25\% = 8.2\text{m}$ 。

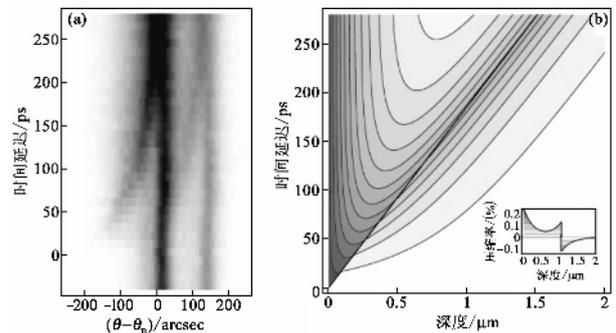


图3 (a) CCD 记录的铜  $K_{\alpha 1}$  和  $K_{\alpha 2}$  线在角度分布随时间的变化 (b) 晶体表面压缩或舒张随时间的变化情况<sup>[22]</sup>

因此,利用激光等离子体产生的  $K_{\alpha}$  射线脉冲,可以在皮秒时间尺度上,测量毫埃量级的物质结构变化。

## 5 激光等离子体 X 射线在 ICF 及天体物理中的应用

等离子体不透明度是一个非常重要的物理量,例如,在太阳和其他恒星的辐射扩散模型,以及惯性约束核聚变(ICF)的研究中,等离子体不透明度决

定了恒星成分或者等离子体诊断是否准确。恒星内部是一个巨大的核反应炉,其中进行着剧烈的核聚变,将物质转换为能量。恒星的物理性质,极大地依赖恒星内部能量向恒星表面的传输。这种传输,可以是传导、对流或者辐射传输,而其中辐射传输尤为重要。辐射传输方式是一种极其有效的传输方式,决定于恒星物质对能量辐射的透明程度,即辐射不透明度。恒星成分稍有变化,就会影响到对恒星性质的理解。比如,恒星中较重元素 Fe,虽然含量很低,但因其 M 壳层内部或由 M 壳层参与的谱线跃迁相当丰富,对不透明度的影响却是巨大的<sup>[24-26]</sup>;最近的测量表明,太阳中  $Z > 2$  的元素丰度和从日震学观测推导出的太阳对流层厚度不一致,因此,标准太阳模型中利用的太阳不透明度或许需要修改,比如计算表明,通过提高太阳中 Ne 的丰度,就可以使得理论模型和观测一致起来<sup>[27]</sup>。恒星不透明度的意义,远远超出了恒星模型分析这一层次。因为在天体物理研究中,人们需要利用恒星的性质来估计宇宙的年龄和密度,决定星系之间的距离,理解宇宙大爆炸理论,以及研究星系元素成分的演变等等。

在 ICF 研究中,等离子体不透明度研究也很重要。比如,在间接驱动激光核聚变研究中,黑体空腔利用大能量激光辐照腔壁,产生 EUV 及 X 射线辐射,驱动腔内聚变靶。不同的实验条件,腔辐射温度在 10—200eV 范围或者更高;人们需要知道等离子体对相应能量范围的光子的不透明度。另一个方面,时间分辨的 X 射线成像诊断技术在高能量密度物理诊断中应用广泛。比如,人们利用此类技术来诊断等离子体实验中的流体过程,如瑞利-泰勒不稳定性增长和内爆靶丸的发展等等<sup>[28-32]</sup>。

由于等离子体不透明度对天体物理研究及激光等离子体研究有着重要意义,人们在十数年前便开始利用大型激光系统创造条件对其进行的研究<sup>[33-36]</sup>。理论上,由于计算技术的发展,使得对物质不透明度的计算要求相对降低,人们已经独立发展了十多个不透明度计算程序包<sup>[37-39]</sup>。同时,由于激光技术的发展,这类实验可以利用相对小规模激光系统展开;实验上在确定物体的不透明度的时候,需要知道物体或等离子体的成分组成,密度及其分布,电子温度及其分布等等。等离子体内离子成分组成,其密度及电子温度等信息可以从等离子体的发射光谱或者等离子体的吸收光谱结合理论模拟得到。K 壳层光谱的测量和分析,是广泛应用的等离子体诊断技术之一,类 H、类 He 离子的  $1s-2p$  的

共振线,以及类 Li 离子的伴线,常用来测量热等离子体的电子温度和密度;具有 L 壳层电子的离子,其 K 壳层参与的发射谱也常用来诊断等离子体的性质<sup>[40-43]</sup>。下面介绍的例子,简单介绍了如何利用了等离子体吸收谱结合自发射谱,来诊断间接驱动 ICF 中空腔内靶材等离子体的性质。

实验是在神光 II 号上进行的。实验采用“狗骨头”腔靶,由中国工程物理研究院八所张继彦设计,制靶组制作,腔体直径约 800 $\mu\text{m}$ ,两端有加热激光注入窗口,而在圆柱腔体两侧开有两个通透探测窗口。不透明度待测的样品是  $\text{SiO}_2$  气凝胶。气凝胶薄片厚度分别为 200 $\mu\text{m}$  和 400 $\mu\text{m}$ ,由两片 50 $\mu\text{m}$ CH 膜夹持,平行于探测窗口,装在“狗骨头”腔靶中央;气凝胶的密度约为 45 $\text{mg}/\text{cm}^3$ 。实验示意图如图 4(a)。神光 II 号的 8 束三倍频激光分两组,从腔靶两端注入腔体,辐照腔壁,产生类黑体辐射谱,均匀加热气凝胶至等离子体状态。8 束激光的脉冲宽度约 1ns,每束激光能量为 260J 左右。在无样品情形下,从“狗骨头”腔靶两端由多道谱仪测量的腔内辐射温度最高达到 120—140eV,持续时间约 2.5—3ns。实验利用神光 II 号的第 9 束基频光(130ps, 330J)辐照直径为 100 $\mu\text{m}$  平面金靶产生的 X 射线,通过探测窗口来背照明辐射加热的气凝胶等离子体。在另外一个探测窗口处,放置一平晶谱仪,用来对透射过来的背照明光进行分析。实验中第 9 束基频光焦点,一对探测窗口和晶体谱仪严格准直。第 9 束光相对其他八束光的脉冲后沿可延迟 -2ns 到 2ns,使得背照明光可以探测不同时间的气凝胶等离子体,其时间分辨能力约等于背照明光的脉冲宽度,实验测得约为 150—180ps。实验之所以利用金靶等离子体作为背照明光源,是因为在要研究的 Si 的各阶离子的 K 吸收界所处的 X 射线波段,金等离子体没有发射特别强的线,保证了实验数据分析的可靠和无干扰。实验采用  $\text{SiO}_2$  气凝胶作为不透明度测量样品,主要考虑一是 Si 元素在宇宙星体中广泛存在,采用  $\text{SiO}_2$  气凝胶作为样品,可从实验室中为天体物理研究提供一些可比较数据;二是公开发表 Si 元素的原子数据比较齐全可靠,便于在分析实验数据的时候,排除因为原子数据带来的不确定性,集中精力分析其中的物理过程。实验用来分析透射背照明光谱仪利用 PET 晶体作为分光晶体。PET 晶体晶面间距  $2d_0 = 8.742\text{\AA}$ ,在我们的实验中,用来监测 6.4—7.4  $\text{\AA}$  波段的背照明光的穿透光。根据实验要求,比如要分析的 X 射线波段,可以更换为其

他类型谱仪,如平场光栅谱仪用来监测 5—50nm 范围内的软 X 射线。

图 4( b )给出的是用平晶谱仪测得的一个典型的 SiO<sub>2</sub> 气凝胶等离子体对背照明光的吸收光谱。其横向是 X 射线光谱展开方向,可以看到各阶 Si 离子对背照明连续 X 射线的很明显的吸收线系;图的纵向是空间方向。根据晶体 Bragg 分光原理公式  $2d\sin\theta = m\lambda$ ,对于近似点光源的背照明光源,给定波长 X 射线在记录底片上痕迹会呈现弯向短波长的一段圆弧,来自不同位置的光,依次记录在圆弧的不同位置上。因此,平晶谱仪同时具有谱分辨和一定的空间分辨能力。其分辨能力部分决定于光源的大小及晶体前狭缝的宽度。图 4( a )同时给出了平晶谱仪的工作原理示意图。所给出的吸收光谱,不同的部分,谱结构也不尽相同,显示等离子体性质的空间不均匀性。

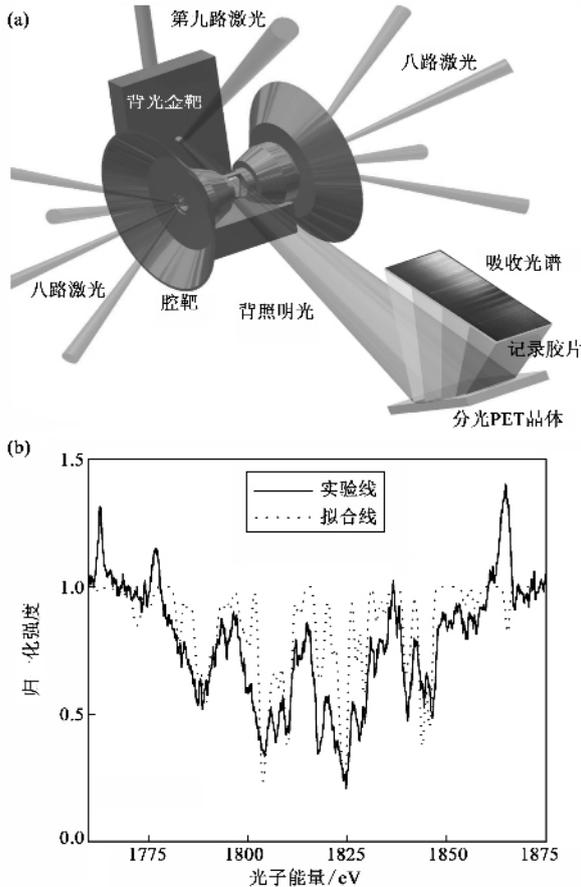


图 4 ( a )等离子体不透明度及光离化实验示意图 ( b )实验测得的光离化等离子体吸收谱线及起拟合线(虚线,电子温度 70eV)

图 4( b )黑实线给出的是用图 4( a )中胶片记录的吸收光谱结构。类似的吸收谱通常与独立发展的

模型计算分析比较后,来获得等离子体物理量。辐射传输谱的计算,需要对等离子体所处状态,等离子体各成分涉及到的海量的原子数据,等离子体内部物理过程等做拟合处理<sup>[44-45]</sup>。

对于任一能量为  $h\nu$  的 X 射线,其穿透等离子体部分比率可表示为

$$F(h\nu) = e^{-\mu(h\nu)L}$$

式中  $\mu(h\nu)$  及  $L$  分别是能量  $h\nu$  的 X 射线的吸收系数和它所穿过等离子体的距离。 $\mu(h\nu)$  决定于等离子体内部各种离子丰度及离子谱项的密度。有

$$\mu(h\nu) = \sum_i N_i \sigma_i(h\nu)$$

$N_i$  是  $i$  离化态的离子密度,  $\sigma_i(h\nu)$  是等离子体对能量为  $h\nu$  的 X 射线的吸收截面,包括  $i$  离子的各谱项之间的光激发截面和光电离截面。等离子体的温度和密度决定了其内部的离子丰度,甚至其不同离化态内的能级分布。在局域热力学平衡状态下的等离子体,其内部不同离化态离子的分布可以从 Saha 方程<sup>[46]</sup>给出:

$$\frac{N_{i+1}N_e}{N_i} = \frac{Z_i Z_{i+1}}{Z_i} e^{-(\phi_i - \Delta\phi_i)/kT}$$

其中  $N_e$  是自由电子密度,  $\phi_i$  及  $\Delta\phi_i$  分别为  $i$  离子的离化能及等离子体导致的该离子离化能的变化;  $Z_i$  以及  $Z_e$  分别是  $i$  离子及自由电子的分函数(partition functions)表示为

$$Z_i = \sum_l g_{il} e^{-E_{il}/kT} \quad Z_e = 2 \left( \frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2}$$

$$\text{和 } \Delta\phi_i = \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0} \sqrt{\frac{e^2 N_e}{\epsilon_0 kT}}$$

其中  $g_{il}$ ,  $E_{il}$  分别是谱项的统计权重和能量;  $k$  和  $h$  分别是玻尔兹曼常数和普朗克常数。对于  $i$  离子的  $l$  谱项的密度,则可以由玻尔兹曼分布函数给出:

$$N_{il} = g_{il} \left( \frac{N_i}{Z_i} \right) e^{-E_{il}/kT}$$

则  $\sigma_i(h\nu)$  可以表征为  $i$  离子众多谱项吸收截面的和:

$$\sigma_i(h\nu) = \sum_l \frac{g_{il} e^{-E_{il}/kT}}{Z_i} \sigma_{il}(h\nu)$$

$\sigma_{il}(h\nu)$  是  $i$  离子的  $l$  谱项向所有其他谱项光激发截面  $\sigma_{il'}(h\nu)$  和光电离截面之和。其中光激发过程更多地表现在独立吸收谱线或者谱线系,在分析辐射在等离子体中传输特征以及诊断等离子体时最为有用。光激发截面  $\sigma_{il'}(h\nu)$  为

$$\sigma_{il'}(h\nu) = \frac{\pi h c^2}{m c} f_{il'} S(h\nu)$$

其中  $f_{il'}$  为谱项  $l$  向  $l'$  跃迁的振子强度,  $S(h\nu)$  为谱

线的线型, 决定于等离子体中物理性质。一般情况下, 静止自由离子能级跃迁, 其谱线表现为自由展宽, 谱线型为 Lorentz 线型; 若发射离子与观察者之间存在相互运动, 则存在有 Doppler 展宽, 谱线线型为 Gaussian 线型; 处在等离子体中的离子, 还要受到来自电子的碰撞, 导致谱线呈 Lorentz 展宽, 或者受等离子体中分离电荷场影响, 呈 Stark 展宽等等。多数情况下, 离子发射/吸收谱线呈现为多种线型的综合, 为 Lorentz 和 Gaussian 两种线型的卷积, 即 Voigt 线型:

$$S(h\nu) = \frac{\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi}\Gamma_d} V(a, b),$$

其中  $V(a, b) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-x^2}}{a^2 + (b-x)^2} dx$ .  $V(a, b)$  是

Voigt 函数  $a = \sqrt{\ln 2} \Gamma_l / \Gamma_d$ ,  $b = \sqrt{\ln 2} (h\nu - h\nu_0) / \Gamma_d$ ,  $\Gamma_l$  和  $\Gamma_d$  分别是 Lorentz 及 Gaussian 线型的半高宽。

计算拟和所用的原子数据可以利用现成程序计算得到, 如 FAC 等等<sup>[47]</sup>。图 4(b) 中点线是简单计算给出的实验吸收谱拟和。计算仅考虑了等离子体处于局域热力学平衡(LTE)下的情形。计算中, 总共只考虑了类 He 到类 O 硅离子约 400 条光激发跃迁。谱线采用 Voigt 线型。虽然简单计算很好地再现了实验吸收谱的主要结构, 人们能够从其中得到近似的等离子体温度和密度, 但很明显, 在实验条件下, LTE 不是一个很好的近似。另外, 要解释所得到实验吸收谱, 等离子体密度和温度的空间分布也需要考虑到计算中。这一实验的数据分析正在进行中。很多国际大实验室, 如美国利弗莫尔国家实验室(LLNL)和英国卢瑟福实验室(RAL)等, 都进行过等离子体不透明度测量或者辐射传输实验。目前, 很多研究组都对实验室天体物理实验很感兴趣, 人们都期望, 能够在实验中提供有用数据, 以期能够对耗资巨大的天体物理研究有所帮助。

## 5 结束语

我们简单介绍了激光等离子体作为 X 射线光源在信息、生化、材料和能源等科学领域内的几个简单应用。事实上, 超短超强激光和物质相互作用产生等离子体这个过程本身就是一个复杂过程, 它决定于激光参数和物质的性质。激光等离子体的研究和其他研究一样, 绝对不是一个孤立的研究领域, 它可以为其他基础研究提供诸如 X 射线光源, 高(单)

能电子、离子源等工具。激光与物质相互作用的研究与人们的生产、生活息息相关。激光等离子体研究又和天体物理研究, 高温高压等极端条件物理研究, 武器物理研究等有着紧密的联系。

致谢 感谢中国工程物理研究院第八研究所领导及同仁的大力支持, 感谢神光 II 激光系统的全体工作人员。

## 参 考 文 献

- [ 1 ] Larsson J *et al.* Application of High Field & Short Wavelength Sources. New York: Plenum, 1997
- [ 2 ] Gerstner E. Nature, 2007, 446: 16; and references related
- [ 3 ] Mumane M M, Kapteyn H C, Rosen M D *et al.* Science, 1991, 251: 531
- [ 4 ] D. 阿特伍德著. 张杰译. 软 X 射线与极紫外辐射的原理和应用. 北京: 科学出版社, 2003 (Attwood D T. Zhang Jie trans. Soft X-ray and extreme ultraviolet radiation: principles and applications. Beijing: Science Press, 2003)
- [ 5 ] Nguyen T D, Gronsky R, Dortright J B. Mater. Res. Soc. Symp. Proc., 1990, 187: 95
- [ 6 ] Stearns D G, Rosen R S, Vernon S. P. Opt. Lett., 1991, 16: 1283
- [ 7 ] Stearns D G, Rosen R S, Vernon S P. J. Vac. Sci. Technol. A, 1991, 9: 2662
- [ 8 ] Jin F, Richardson M. Appl. Opt., 1995, 34: 5750
- [ 9 ] Spitzer R C *et al.* J. Appl. Phys., 1996, 79: 2251
- [ 10 ] Shimoura A *et al.* Appl. Phys. Lett., 1999, 75: 2026
- [ 11 ] Choi I *et al.* J. Opt. Soc. Am. B, 2000, 17: 1616
- [ 12 ] Shimada Y *et al.* Appl. Phys. Lett., 2005, 86: 051501
- [ 13 ] Aota T, Tomie T. Phys. Rev. Lett., 2005, 94: 015004
- [ 14 ] Hayden P *et al.* Proc. SPIE-Int. Soc. Opt. Eng., 2005, 5751: 919
- [ 15 ] Fujioka S, Nishimura H, Nishihara K *et al.* Phys. Rev. Lett., 2005, 95: 235004
- [ 16 ] Kubiak G D, Bernardez L J, Krenz K D *et al.* Extreme Ultraviolet Lithography Washington, DC: Optical Soc. Amer., 1996
- [ 17 ] Kubiak G D *et al.* SPIE, 1998, 81: 3331
- [ 18 ] Klossner M A, Silfvast W T. Opt. Lett., 1998, 23: 1609
- [ 19 ] Kieffer J C, Krol A, Jiang Z *et al.* Appl. Phys. B, 2002, 74: S75
- [ 20 ] Tillman C, Mercer I, Svanberg S *et al.* J. Opt. Soc. Am. B, 1996, 13: 209
- [ 21 ] Feurer T, Morak A, Uschmann I *et al.* Phys. Rev. E, 2001, 65: 016412
- [ 22 ] Rose-Petrucci C, Jimenez R, Guo T *et al.* Nature, 1999, 398: 310
- [ 23 ] Thomsen C, Grahn H T, Maris H J *et al.* J. Phys. Rev. B, 1986, 34: #129
- [ 24 ] Cox A N. Eds. Aller L H *et al.* Stellar Structure, Vol. 8 of Stars and Stellar Systems. Chicago: Univ. of Chicago Press, 1965
- [ 25 ] Cox A N, Stewart J N. Astron. J., 1962, 67: 113
- [ 26 ] Cox A N, Tabor J. E. Astrophys. J. Suppl. Ser., 1976, 31: 271

- [ 27 ] Drake J J , Testa P. Nature , 2005 , 436 525
- [ 28 ] Lorenz K T , Edwards M J , Glendinning S G *et al.* Phys. Plasmas , 2005 , 12 056309 ;
- [ 29 ] Remington B A , Bazan G , Belrak J *et al.* Metall. Mater. Trans. A , 2004 , 35 2587
- [ 30 ] Blue B E , Weber S V , Glendinning S G *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2005 , 94 095005
- [ 31 ] Foster J M , Wilde B H , Rosen P A *et al.* Astrophys. J. , 2005 , 634 177
- [ 32 ] Sinars D B , Bennett G R , Wenger D F *et al.* Rev. Sci. Instrum. , 2004 , 75 3672
- [ 33 ] Foster J M , Hoarty D J , Smith C C *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1991 , 67 3255
- [ 34 ] Mostovych A N , Kearney K J , Stamper J A *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1991 , 66 612
- [ 35 ] Perry T S , Davidson S J , Serduke J D *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1991 , 67 3784
- [ 36 ] Da Silva L B , MacGowan B J , Kania D R *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1992 , 69 438
- [ 37 ] Bauche-Arnoult C , Bauche J , Klapisch M. J. Opt. Soc. Am. , 1978 , 68 1136
- [ 38 ] Bauche-Arnoult C , Bauche J , Klapisch M. Adv. At. Mol. Phys. , 1987 , 23 131
- [ 39 ] Bar-Shalom A *et al.* Phys. Rev. A , 1989 , 40 3183 ; Turpault R. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. , 2005 , 94 357
- [ 40 ] Hansen S B , Faenov A Y , Pikuz T A *et al.* Phys. Rev. E , 2005 , 72 036408
- [ 41 ] Gabriel A H. Mon. Not. R. Astron. Soc. , 1972 , 160 99
- [ 42 ] Duston D , Davis J. Phys. Rev. A , 1980 , 21 1664 ; Morita S , Fujita J. Appl. Phys. Lett. , 1983 , 43 443
- [ 43 ] Chen H , Soom B , Yaakobi B *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1993 , 70 : 3431
- [ 44 ] Zeng J L , Jin F T , Yuan J M *et al.* Phys. Rev. E , 2000 , 62 : 7251
- [ 45 ] Iglesias C A , Chen M H , McWilliams D L *et al.* J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. , 1995 , 54 185
- [ 46 ] Cowan R D. Theory of Atomic Spectra. Berkeley : University of California Press , 1981
- [ 47 ] Gu M F. Astrophys. J. , 2003 , 582 1241

· 物理新闻和动态 ·

## 寻找非粒子

所有粒子都处于具有一定能量、动量和质量的状态。在大多数标准模型中，同一种类的粒子的全部性质不能按照同一因子改变。例如，电子的能量或动量无论如何改变，其质量是不变的。但事情并非总是如此：无质量的粒子，如光子，可以存在于其性质按相同因子改变的状态。这种性质称为“标度不变性”。

虽然已经有人提出过探索标度不变性的理论，但习惯于使用标准模型的物理学家们还是不愿意考虑如何使用这些理论。这是由于这些理论包括与粒子不同的东西，而粒子是宇宙中唯一知道的东西，它们的质量不必为零。

近来，美国哈佛大学的 Georgi 考虑了如何能从实验上推断出是否有某种神秘的标度不变的东西（他称它们为“非粒子”）存在着。他提出，之所以我们至今还没有看到非粒子，是因为在能量较低的时候，非粒子与普通物质的耦合较弱。如果他的这个想法是正确的，那就意味着在未来的实验中，如大型强子对撞机（LHC）上的实验中，有可能观察到非粒子存在的证据。

中微子的质量几乎为零，差不多是标度不变的。非粒子可能具有与中微子相似的性质。Georgi 认为，可以用类似探测中微子的技术来寻找非粒子。如果这种非粒子存在的话，就意味着现在的标准模型是不完全的。有关论文发表在 Phys. Rev. Lett. , 2007 98 221601。

（树华 编译自 Physics web news , 18 June 2007）

· 读者和编者 ·

## 订阅《物理》得好礼 ——超值回赠《新世纪物理学》

为感谢广大读者长期以来对《物理》杂志的关爱和支持，《物理》编辑部特推出优惠订阅活动：连续订阅两年（2007 - 2008 年）《物理》杂志（编辑部直接订阅优惠价 180 元/年）的订户，将免费获得《新世纪物理学》一本（该书由德国物理学会出版，中国物理学会翻译，240 页全彩色印刷，定价 68 元）。

欢迎各位读者向编辑部订阅《物理》杂志。

咨询电话 010 - 82649029（王进萍） Email physics@aphy. iphy. ac. cn