

X 射线激光在稠密等离子体诊断中的应用*

顾 援[†] 王 琛 王 伟 孙今人 董佳钦 吴 江
王瑞荣 方智恒 傅思祖 王世绩

(上海激光等离子体研究所 上海 201800)

摘 要 X 射线波段的相干辐射——X 射线激光, 由于其短波长、高强度、强相干等独特的优点, 已经成为诊断稠密等离子体状态的一种工具. 文章结合相应的应用演示实验对此进行了简要的描述, 介绍了诊断的原理、X 射线激光的获得, 以及偏折法和干涉法诊断的实验及其结果.

关键词 X 射线激光, 稠密等离子体诊断, 摩尔偏折法, 马赫-曾德尔干涉仪

Application of X-ray lasers in dense plasma diagnostics

GU Yuan[†] WANG Chen WANG Wei SUN Jin-Ren DONG Jia-Qin WU Jiang
WANG Rui-Rong FANG Zhi-Heng FU Si-Zu WANG Shi-Ji

(Shanghai Institute of Laser and Plasma, Shanghai 201800, China)

Abstract The X-ray laser is a useful tool in dense plasma diagnostics because of its short wavelength, high intensity and coherence. A brief description of its applications is given here based on various demonstration experiments, including an introduction to the principle of plasma diagnostics, the fabrication of X-ray lasers, and the results of diagnostic experiments using the Moiré deflector and Mach-Zehnder interferometer.

Key words X-ray laser, dense plasma diagnostics, Moiré deflectometry, Mach-Zehnder interferometer

1 引言

X 射线激光就是波长在 X 射线波段的相干辐射. 在电磁波谱图中, X 射线通常是指波长在 0.01—30nm 区域的电磁辐射. 原则上, X 射线又可分为软 X 射线和硬 X 射线. 自从 1960 年激光问世以来, 人们就一直在努力把激光波长缩短, 向 X 射线波段推进, 这主要是因为 X 射线激光具有更高的穿透能力和更好的空间分辨, 在许多科学技术领域具有诱人的应用前景^[1,2]. 但是由于需要极高的驱动功率密度(大致与波长的 9/2 次方成反比, 即 $P \propto \lambda^{-9/2}$), 直到 20 世纪 80 年代初, 随着强激光技术和激光等离子体物理的长足发展, 才终于在 1984 年首次在实验室成功地演示了波长 ~20nm 的激光^[3]. 这

个波长已经进入 X 射线激光波段, 但严格来说还属于软 X 射线激光(为简化起见, 本文中均称作 X 射线激光). 此后 20 年来, X 射线激光研究获得了长足的发展, 波长最短已经做到 3.6nm(类镍-金 X 射线激光)^[4], 并且在高温高密度等离子体诊断等应用方面显示出明显的优势.

X 射线激光在应用方面的优势, 主要是由于它具有独特的优点. 与一般光学激光相比, 它的波长要短得多; 与一般的 X 射线源相比, 又具有更高的强度, 以及相当好的准直性、单色性和相干性. 对于一般输出能量为 100 μ J 量级的波长 ~10nm 的 X 射线

* 国家自然科学基金重点(批准号:69989801)、国家高技术研究发展计划(批准号:2002AA847030)资助项目

2004-09-27 收到初稿, 2004-11-30 修回

[†] 通讯联系人. Email: sgoffice@mail.shenc.ac.cn

激光来说,其光谱亮度大约是普通激光等离子体 X 射线源的百万倍,比同步辐射 X 射线源的亮度也要强一万倍以上.在相干性方面,尽管 X 射线激光比起通常的光学激光还差很多,但即便如此,对于不少应用来说,这样的相干性已经足够了.

正是因为 X 射线激光具有诸多独特的优点,使它成为稠密等离子体状态诊断的有力工具.本文将简要介绍利用 X 射线激光诊断稠密等离子体的原理,并给出相应的应用演示实验的细节和结果.

2 激光探针方法诊断等离子体的原理

激光光束在等离子体中传播的折射率 η 与等离子体电子密度 n_e 有关,即

$$\eta = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}\right)^{1/2} = \left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{1/2} \approx 1 - \frac{n_e}{2n_c}, \quad (1)$$

其中 ω_p 是等离子体振荡频率, ω_0 是入射激光频率, n_c 是入射激光对应的临界电子密度,当 $n_e \ll n_c$ 时,最后一个近似等式成立.当入射激光到达 $n_e = n_c$ 处,波矢为零,光束不再向前传播而发生反射. n_c 与入射的激光波长有关,即

$$n_c = 1.1 \times 10^{21} \lambda^{-2}, \quad (2)$$

式中 n_c 和 λ 分别以 cm^{-3} 和 μm 为单位.对于波长为 1053nm 的基频钕玻璃激光, $n_c \sim 1.0 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$; 而对于波长为 13.9nm 的类镍-银 X 射线激光, $n_c \sim 5.7 \times 10^{24} \text{cm}^{-3}$.

当作为探针的 X 射线激光光束穿越待测等离子体时,由于折射的影响,它的传播方向以及光程等都会发生变化.如图 1,穿越等离子体(s→e)后,光束的偏转角度和光程的变化分别为:

$$\varphi = \int_s^e \frac{d\eta}{dy} ds = -\frac{1}{2n_c} \int_s^e \frac{dn_e}{dy} ds, \quad (3)$$

$$\Delta S = \int_s^e (1 - \eta) ds \approx \frac{1}{2n_c} \int_s^e n_e ds. \quad (4)$$

采用偏折法检测光束的偏转角度或用干涉法来检测光程的变化,就能够得到折射率及其变化的信息,进而获得电子密度梯度或电子密度分布的信息.

根据(1)式,原则上,只要是在 $n_e < n_c$ 的区域,都可以利用激光探针的方法来进行等离子体的诊断,但是由于激光传播时会受到强烈的折射影响,因此很难测量到如此高的电子密度.例如尽管氦-氖激光($\lambda = 632.8\text{nm}$)对应的临界密度 $n_c \sim 2.7 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$,但通常能测量到的最高电子密度只有 10^{19}cm^{-3} .而对于 X 射线激光,则能够测量到的电子密

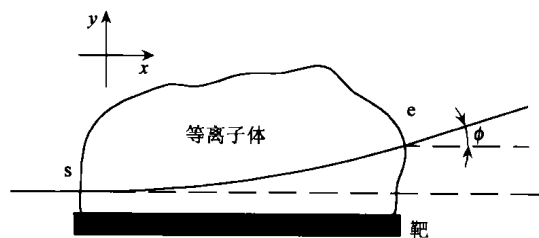


图 1 X 射线激光光束在等离子体中的折射

度要高得多,例如 13.9nm 的类镍-银 X 射线激光, $n_c \sim 5.7 \times 10^{24} \text{cm}^{-3}$,用它测量高达 10^{22}cm^{-3} 的电子密度是完全可能的.这个数值已经高于惯性约束聚变研究所用钕玻璃驱动激光对应的临界密度,从而对惯性约束聚变和等离子体物理的研究有着非常重要的作用.这也是 X 射线激光诊断等离子体的应用获得广泛关注的重要原因.

3 作为探针的 X 射线激光的获得

进行探针法诊断等离子体的前提是获得满足条件的激光探针.在增益介质中实现粒子数反转是产生激光的先决条件,X 射线激光也不例外.有许多途径可以引起 X 射线激光增益介质的粒子数反转,主要包括电子碰撞激发、三体复合抽运以及光场电离和内壳层电离等.到目前为止,电子碰撞激发的 X 射线激光研究取得了最大的进展.

当高功率驱动脉冲激光线聚焦辐照平板金属靶时,通过激光烧蚀,形成等离子体,对于银等离子体而言,当驱动激光强度在 $(2-6) \times 10^{13} \text{W/cm}^2$ 时,闭壳层的类镍离子的丰度相对比较高.此时,等离子体中能量足够高的电子与类镍离子碰撞产生单极激发,如图 2 所示,从基态 $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10}$ (略写为 $3d^{10}$) 跃迁到激发态 $3d^9 4d^1$,构成类镍离子激光的上能级.另一方面,激光下能级 $3d^9 4p^1$ 的电子则通过辐射跃迁快速衰变到基态,从而形成类镍离子激光上下能级 ($3d^9 4p^1 - 3d^9 4d^1$) 间的粒子数反转,条件合适,就会产生 X 射线激光.在图 2 中还可看出,考虑能级的精细结构,上下能级分别包括 3 个和 2 个能级,其中可能产生的 X 射线激光跃迁谱线共有 4 条(①—④),由于其中的竞争效应,一般情况下能观测到的只有 $J=0$ 到 $J=1$ 的两条(①,②).而这两条谱线之间的强弱,也会随材料的原子序数的不同而不同.对于原子序数不太大的类镍-银来说,波长为 13.9nm 的第一条谱线占绝对优势.

尽管基本原理相同,但是 X 射线激光的获得比

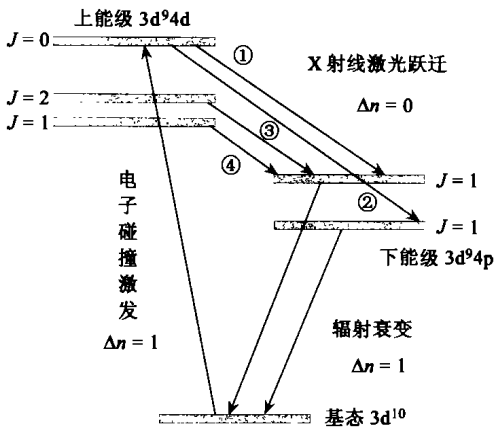


图2 类镍离子激光能级图

- 银 X 射线激光的增益饱和特性、相干性、稳定性等已经有了比较充分的了解^[5-8]。

类镍 - 银 X 射线激光实验,是在高功率激光物理国家实验室的神光 II 号装置上进行的. 实验中,利用装置的两路 100ps、100J 基频预 - 主脉冲激光线聚焦,驱动两块对接的银平面靶产生 X 射线激光,由平场光栅谱仪记录,排布如图 3 所示。

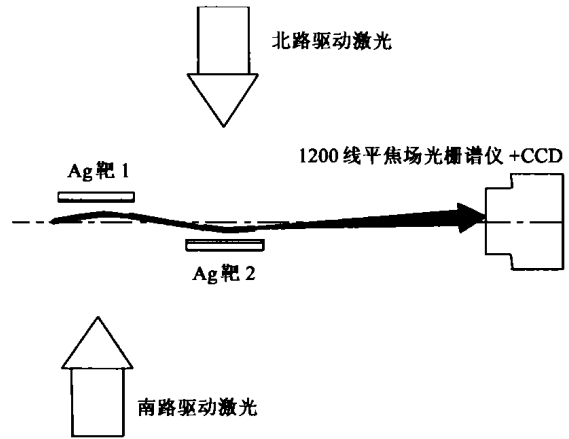


图3 类镍 - 银 X 射线激光实验排布示意图

通常的可见光激光要困难得多,主要表现在两个方面:

(1)对驱动源要求高. 为了实现 X 射线波段的短波长激光,就必须考虑采用高离化度的离子(如类镍离子)的束缚电子跃迁. 这就要求驱动源有足够的能把介质加热电离到很高的离化度而又能形成粒子数反转,因此通常需要采用大型的激光装置来驱动。

(2)无腔运转. 谐振腔式运转是普通激光的主要模式,它可以大大地缩短增益介质的长度并有效地提高激光输出光束的质量. 但是,对于 X 射线激光来说,作为高温等离子体的增益介质维持时间非常短,并且相应的光学元件制作困难,至今还没有有效地构成谐振腔. 因此,目前的 X 射线激光通常是采用无腔的单次通过的自发辐射放大(ASE)方式运转的,增益介质长,抽运效率低,相干性也比较差。

然而,X 射线激光在稠密等离子体诊断方面是一般光学激光难以替代的. 为了进行这种诊断,实验选择采用类镍 - 银 X 射线激光作为探针,其主要的优点有:

(1)波长比较合适,神光 II 号装置可以满足所需的驱动条件,而波长更短的 X 射线激光需要更高强度的驱动源,且波长为 13.9nm 的探针对于诊断激光聚变研究感兴趣的 10^{21}cm^{-3} 量级的稠密等离子体来说已经足够了. 另一方面,这个波长对于目前工艺比较成熟的 MO/Si 多层膜 X 射线元件来说,反射率是最高的。

(2)波长单一. 从图 3 中可以看出,类镍 - 银离子总共可能产生 4 种波长的 X 射线激光,但是其中 13.9nm 是占绝对优势的,这使得诊断实验的结果处理和分析比较简单。

(3)目前已经进行过相当深入的研究,对类镍

通过对激光驱动和双靶对接条件的优化,最终实现了类镍 - 银 X 射线激光的增益饱和,并获得了场图比较均匀、发散角小、稳定性好的类镍 - 银 X 射线激光饱和输出,为应用于实验创造了必要的条件. 在此基础上,测量了 X 射线激光输出后传播一定距离位置处的截面光强分布(即场图),如图 4 就是距离出端 500mm 处的场图。

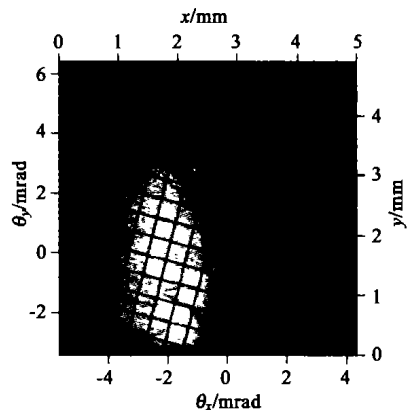


图4 距离出端 500mm 处的类镍 - 银 X 射线激光截面强度分布

4 摩尔偏折法诊断等离子体电子密度梯度

摩尔偏折法是偏折法诊断等离子体中的一种方法^[9-12]. 两块相同的周期为 p 、占空比为 1:1 的黑白

光栅,相隔一定的距离 d ,刻线相对旋转一定的微小角度 α ,构成偏折仪.当一束非相干的平行光穿过这对光栅时,两个光栅的影子叠加,形成明暗相间的摩尔条纹.如果采用波长为 λ 的相干光,当两块光栅和 CCD 记录面之间的间距都满足 Talbot 条件(即 $d_l = lp^2/\lambda, l=1,2,3, \dots$)时,也会在 CCD 记录面上形成类似的摩尔条纹.当入射光束沿光栅刻线的垂直方向偏转一个角度 φ 时,相应的摩尔条纹将发生移动,移动量 Δs 与偏转角 φ 的关系由下式给出:

$$\Delta s \approx d\varphi/\alpha. \quad (5)$$

实验测量了摩尔条纹的移动量 Δs ,就可以根据(5)式计算出光束的偏转角度 φ ,代入(3)式,就可以得到电子密度梯度分布的信息.

偏折法诊断稠密等离子体电子密度梯度的实验在神光 II 号装置上进行,光路排布如图 5 所示.作为探针的 X 射线激光自由发散 500mm 后穿越由另一束基频激光辐照塑料(C_3H_8)靶产生的等离子体,然后经过成像放大,进入双光栅组成的摩尔偏折仪,并用 CCD 记录.为了防止杂散光的影响,从偏折仪到 CCD 都是光密的,并在偏折仪入口处放置了滤片作为滤片,能够挡住杂散光并对信号衰减较小.图 6 是实验获得的典型的摩尔条纹图像,图中穿越待测等离子体区域的条纹呈现出明显的移动,其中包含了等离子体电子密度梯度的信息.图 7 是根据实验图像中的一根条纹按(3)式和(5)式计算得到的电子密度梯度的分布,同时给出了数值模拟的结果.在激光等离子体相互作用的数值模拟中,电子热传导限流因子 f_e 是一个重要的参数,但在取值上却有相当大的人为性,需要实验来校验.从图中可以看出,在 f_e 取 0.1 时,模拟计算与实验结果符合得最好,表明在这一实验条件下, f_e 取 0.1 是比较合适的.这一结果对于校验模拟程序会起到一定的参考作用,这也正是进行此类诊断实验的目的之一.

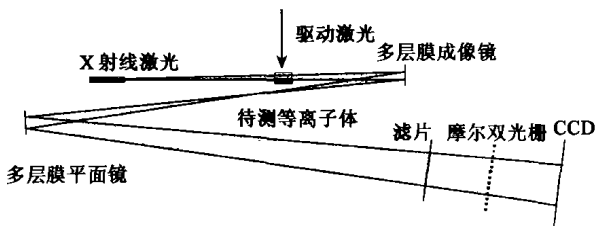


图 5 摩尔偏折法诊断等离子体电子密度梯度的实验排布图

5 M-Z 干涉仪诊断等离子体电子密度

采用偏折法可以得到等离子体电子密度梯度的

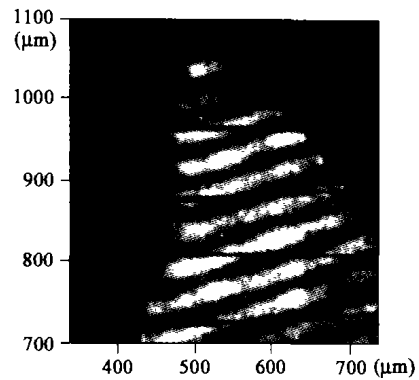


图 6 实验记录的包含等离子体电子密度梯度信息的摩尔条纹图像(局部)

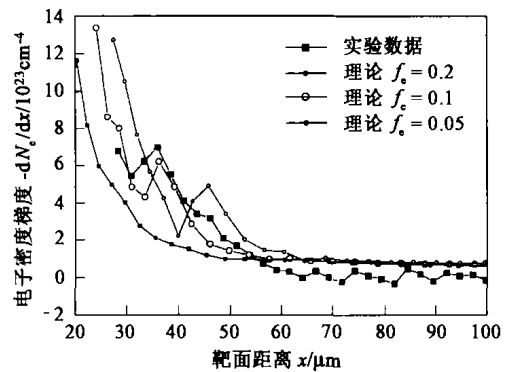


图 7 根据实验计算得到的等离子体电子密度梯度分布及其与数值模拟结果的比较

空间分布,而干涉法则能直接得到等离子体电子密度的空间分布,因而更加直观也更有价值.在各种干涉方法中,马赫-曾德尔(M-Z; Mach-Zehnder)干涉仪^[13,14]的工作原理简单,结果处理也比较方便,因此受到更多的重视.在干涉法诊断中,探针激光经过分束后,一束作为物光,穿过待测等离子体后,与作为参考光的另一束激光干涉形成干涉条纹.由于物光受到了待测等离子体的扰动,光程发生变化[见(4)式],引起干涉条纹的移动:

$$N_f = \frac{\Delta S}{\lambda} = \frac{1}{\lambda} \int_s (1 - \eta) ds, \quad (6)$$

式中 N_f 为条纹的移动数.根据实验测得的条纹移动数,可以推算出光程的改变,进而根据(4)式即可得到等离子体电子密度的分布.

干涉法诊断稠密等离子体电子密度的实验在神光 II 号装置上进行.为了适合于 X 射线激光,对 M-Z 干涉仪进行了两点改动:一是将各镜面的入射角改为接近正入射,以提高 X 射线光学元件的反射率;二是对待测等离子体进行成像放大,以获得更高的空间分辨率.具体的光路排布示于图 8. X 射线激光经过分束后,一束穿越另一路基频激光辐照塑料

(C_3H_8) 平面靶产生的待测等离子体,另一束作为参考光,两束激光汇合后,成像于 CCD 接收面,产生干涉条纹图像。

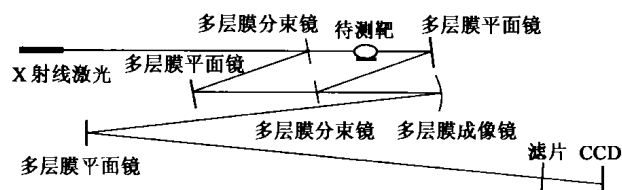


图8 M-Z干涉法诊断等离子体电子密度的实验排布示意图

图9是实验记录的典型的干涉图像,其中条纹明显的弯曲包含了等离子体电子密度分布的重要信息.对多条干涉条纹进行平均处理之后,计算得到的电子密度分布如图10所示.由图可见,在靠近靶面的区域,电子密度分布非常陡峭,从 $\sim 100\mu\text{m}$ 处的 $2 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ 迅速上升到 $\sim 20\mu\text{m}$ 处的 $9.5 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$,这一密度已经十分接近基频驱动激光对应的等离子体临界密度 $\sim 1 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$.临界面附近电子密度的实验诊断信息对于检验相应模拟程序具有重要的意义.图11是实验结果与初步理论模拟结果的比较.可以看出两者形状非常相似,但在一些细节(如远端电子密度急剧下降的位置等)上有所差异.通过完善模拟程序,更好地解释了实验结果,就是这类实验的目的所在.这一实验表明,采用X射线激光干涉诊断方法,确实可以给出等离子体临界面附近电子密度的空间分布,而这正是X射线激光作为探针诊断稠密等离子体的优势所在。

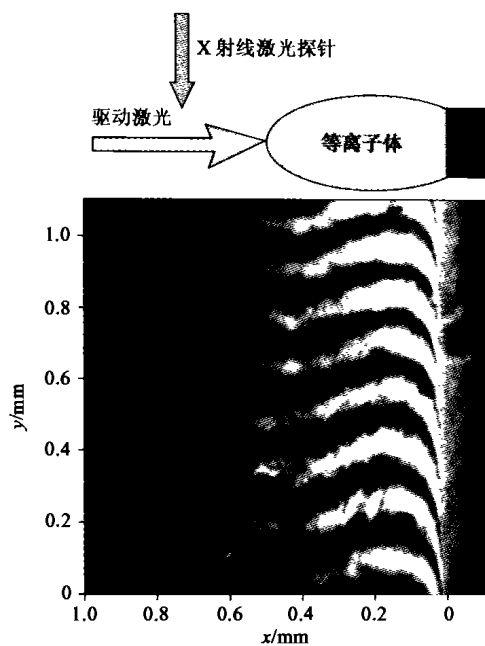


图9 实验记录的干涉条纹图像

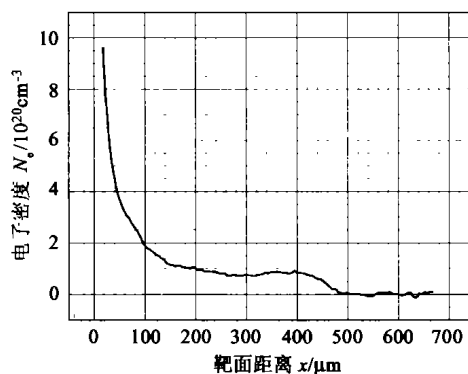


图10 实验得到的等离子体电子密度的空间分布

6 结束语

X射线激光是稠密等离子体诊断的有力工具,尽管目前已经获得了很大的发展,但是要成为常规的诊断手段,还需要进行一系列的改进和完善,诸如进一步改善作为探针的X射线激光的性能;进一步改进诊断技术,如干涉仪的调整技术,以提高诊断的成功率;提高诊断的精度,包括空间分辨和密度测量的精度等.然而,作为一种诊断稠密等离子体的手段,X射线激光探针方法已经越来越受到各方面的关注,相信在不久的将来,这一技术将会在激光聚变等研究工作中发挥更大的作用。

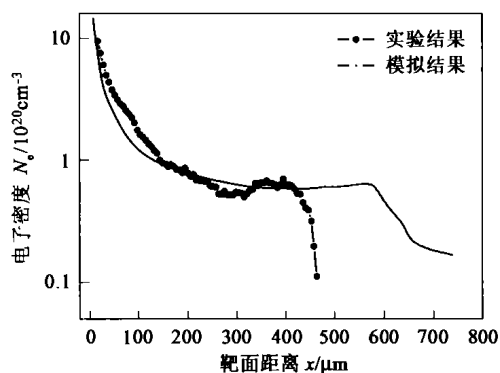


图11 实验结果与初步理论模拟结果的比较

致谢 本项工作是与高功率激光物理国家实验室神光II装置运行组、北京应用物理与计算数学研究所X射线激光理论研究课题组、同济大学、中国科学院

长春物理与光学精密机械研究所和中国科学院上海光学精密机械研究所的X射线光学元件研制课题组大力协同完成的,在此一并表示深切的感谢。

参 考 文 献

- [1] R. C. 埃尔顿著, 范品忠译. X 射线激光. 北京: 科学出版社, 1996. 1 [Elton R C. (Fan P Z trans.). X-ray Laser. Beijing: Science Press, 1996. 1 (in Chinese)]
- [2] 彭惠民、王世绩主编. X 射线激光. 北京: 国防工业出版社, 1997. 11 [Peng H M, Wang S T eds. X-ray Laser. Beijing: National Defence Industry Press, 1997. 11 (in Chinese)]
- [3] Matthews D L *et al.* Phys. Rev. Lett., 1985, 55(7): 1753
- [4] MacGowen B J *et al.* Phys. Rev. Lett., 1990, 65: 2374
- [5] Zhang J *et al.* Phys. Rev. Lett., 1997, 78(20): 3856
- [6] Tommasini R *et al.* J. Opt. Soc. Am. B, 1999, 16(10): 1664
- [7] Klisnick A *et al.* J. Opt. Soc. Am. B, 2000, 17(6): 1093
- [8] Sebban S *et al.* Phys. Rev. A, 2000, 61: 043810
- [9] Ress D *et al.* Science, 1994, 265: 514
- [10] 王琛等. 强激光与粒子束, 2000, 12(4): 467 [Wang C *et al.* High Power Laser and Particle Beams, 2000, 12(4): 467 (in Chinese)]
- [11] 王琛等. 强激光与粒子束, 2002, 14(5): 381 [Wang C *et al.* High Power Laser and Particle Beams, 2002, 14(5): 381 (in Chinese)]
- [12] 王琛等. 物理学报, 2002, 51(4): 847 [Wang C *et al.* Acta Phys. Sin., 2002, 51(4): 847 (in Chinese)]
- [13] DaSilva L B *et al.* Phys. Rev. Lett., 1995, 74(20): 3991
- [14] Filevich J *et al.* Opt. Lett., 2000, 25(5): 356

· 物理新闻和动态 ·

利用二维光放大图像的显微镜

生物学家一直梦想着有一台高精度的摄像机能拍摄下小于光波波长的活细胞的图像. 最近美国马里兰大学的 Igor Smolyaninov 教授领导的研究组显示了这方面的成果. 科学家们以前就知道, 当光照射在一块金属表面时, 它可以激发出一种波, 称为表面等离子体子 (plasmon), 它实际上是一种二维电磁波与导电电子耦合的光波, 有时就称为二维光波.

最近 Igor Smolyaninov 教授的研究组提出了一个设想, 将这种等离子体子同轴化并让它起放大图像的作用. 他们把要拍摄的样品放置在一块涂有金属薄膜的玻璃片上, 就像把一个要复印的文件放在复印机上一样, 再在样品上方放一滴甘油. 接着让一束激光照射玻璃片, 从而在金属表面产生了表面等离子体子, 由于等离子体子的散射被样品所阻挡, 从而使它们能感应到样品的存在, 而且被感应得非常精细, 因为这些二维光的波长只有 70nm, 它们比激光的波长要短 7 倍左右. 位于样品上方的甘油滴的垂直曲面可以用来反射等离子体子, 这样起到了集中二维散射光线的作用, 这个弯曲表面有点像雷达望远镜的天线曲面. 甘油的弯曲表面不仅收集了样品表面的等离子体子, 而且改变了它们的方向, 最终使二维光束投射到金属表面上. 由于金属表面存在着纳米量级的不规则性, 它使二维光束向上散射, 这样一台普通的显微镜就能捕捉到样品的图像.

研究组为了能演示他们的实验, 他们在金属薄膜上覆盖了一层具有空穴的涂料, 空穴的大小为纳米量级, 这是用来作拍摄图像之用的, 这种拍摄下的图像的分辨率可达到 150 nm. 一般来说, 如果没有等离子体子的帮助, 要想达到纳米量级的分辨率是不可能的. 现在的缺点是甘油滴的形状要用人工方法通过显微操纵器来调整, 所以研究组希望能用平板印刷术来设计一个特殊的装置, 即一个固体镜面来代替甘油滴. 这样今后就只要购买一片特殊的玻璃片安装在普通显微镜上, 就能实现电子显微镜才能完成的拍摄工作. 因此科学家们认为他们的研究成果可以不需要昂贵的设备, 在技术操作上只要达到像准备电子显微镜样品一样的程度即可; 但在效果上可以通过纳米小孔来表征各种图像, 这样的仪器就能直接拍摄到生物世界中纳米量级的栩栩如生的图像.

(云中客 摘自 Physical Review Letters, 11 February 2005)

控制脑电波

George Manson 大学在新开展的一项研究工作中证实了可以用电场改变在大脑组织中传播的脑电波的预言. 这可能是用电场来改变神经元的阈值从而控制脑电波的运动的一个例子. 实际上, 这也是首次通过改变阈值来控制可激发介质中的波. 研究人员对一老鼠大脑皮层的切片进行了研究; 这片大脑组织包括 6 层 2 维的神经元薄层.

神经波始于神经网络的一端, 在网络的另一端观测信号. 通过使用电场, 可以改变单个神经元的兴奋性. 这样就可以减慢、加快或停止通过这个实验样品的波的传播. 以前, 神经波只能通过药物手段来改变. 这种改变只能通过清除所用药物来消除, 这需要几秒钟的时间, 而电的方法只需小于秒的时间.

改变脑电波的一种潜在的应用是减轻癫痫病的发作. 有关论文发表在 Kristen A *et al.* Physical Review Letters, 2005, 94: 028103.

(树华编译自 Physics News Update Number 718 #3, February 2, 2005)