

激光等离子体的光学探针诊断

Abstract: This paper reports the Raman-shifted visible probe system recently set up in the six beam Nd: glass laser facility in Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics and its preliminary diagnostic results in laser-produced plasma experiments.

等离子体的光学探针诊断, 是基于光在等离子体中传播时, 如同在一种折射率连续变化的介质中传播。其折射率为 $n = (1 - N_e/N_c)^{1/2}$, 其中, N_e 是电子密度, N_c 是该波长下的临界密度, $N_c = 1.12 \times 10^{21} \lambda^{-2} (\text{cm})^{-3}$, λ 以 μm 为单位。因此, 可以用干涉法测出光经过等离子体后的光程变化情况。在假定等离子体密度为柱对称的情况下, 可以用阿贝尔变换来处理光程差的数据, 得到电子密度的轮廓。

用于激光等离子体的光探针, 要求其脉宽足够窄, 与主脉冲的同步良好, 波长合适, 能够避开等离子体谐波的干扰等。因而我们采用了方向性和脉宽压缩更好的后向受激喇曼散射来产生可见探针光束。

为了得到等离子体快速膨胀过程中电子密度的变化信息, 我们利用洛匈偏振棱镜, 改进了激光等离子体干涉测量的 Nomarski 干涉仪^[1], 使之能够在每一发打靶实验中获得两幅不同时间点的干涉图象。这种干涉仪能够广泛地用于各种微小物体的超快过程诊断上。

实验光路见图 1。该系统是利用六路激光打靶

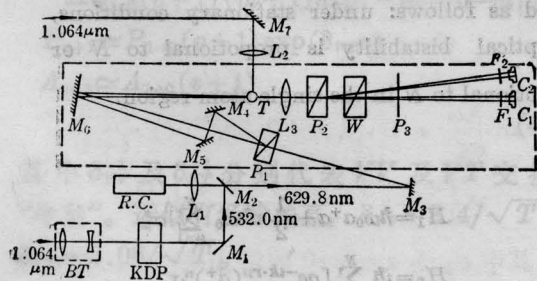


图 1

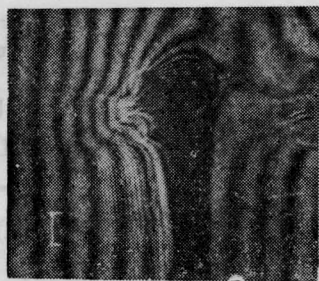
BT—望远镜; C_1, C_2 —照相机暗盒; F_1, F_2 —630 nm 窄带滤光片; L_1, L_2, L_3 —会聚透镜; M_1, M_2 —532 nm 窄带全反射镜; $M_3 \sim M_6$ —铝全反射镜; P_1, P_2 —洛匈棱镜; P_3 —偏振片; R, C —喇曼盒; T —靶; W —渥拉斯顿棱镜

装置的一路的前几级放大器作为产生探针光的光源。由于它来源于与加热等离子体的激光脉冲相同的 Nd: YAG 振荡器, 因此, 很好地解决了同步问题。 $\phi 45 \text{ mm}$ 的 $1.064 \mu\text{m}$ 激光束经过望远镜 BT 缩孔, 进入 KDP 晶体倍频。倍频光经 532 nm 的窄带全反射镜 M_1, M_2 反射后, 进入以二甲亚砜为介质的喇曼盒内, 产生 629.8 nm 的后向受激喇曼光, 其能量可达 $200 \mu\text{J}$ 以上。喇曼光的脉宽用可见光条纹相机测量, 最窄可达 40 ps, 这时相应的 $1.064 \mu\text{m}$ 主激光打靶脉冲宽度为 250 ps, 因而能够满足等离子体诊断的要求。

分幅干涉系统如图 1 中虚线框所示, 其关键是用两个洛匈棱镜。当一束非偏振光进入第一个洛匈棱镜 P_1 后, 被分成两束偏振方向互相垂直、光强基本相等的光。其中一束光经过由 M_4 和 M_5 组成的可调光学延迟器(最短延迟时间可达 260 ps)后, 两束光基本平行地射到靶上, 经过成像透镜 $L_3 (f/2.5)$ 后, 第二个洛匈棱镜 P_2 使这两束光再按其偏振方向分开。紧挨在后面的渥拉斯顿棱镜 W 则与 P_1 和检偏器 P_3 一起, 构成一个 Nomarski 干涉仪^[1]。

用来产生并加热等离子体的主激光垂直于探针光的方向。我们已分别对激光辐照球壳靶、柱状靶和平面靶所产生的等离子体特性进行了诊断测量。主激光能量为几焦耳, 脉宽 250 ps, 焦斑直径约为 $80 \mu\text{m}$, 靶面上功率密度为 $(1 \sim 5) \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 。

图 2(a) 和 (b) 示出激光辐照球壳靶时拍摄到的两幅不同时刻的干涉照片, 它们与主脉冲的延迟时间分别为 500 ps 和 760 ps, 球壳直径为 $81.5 \mu\text{m}$ 。照片上的标尺为 $100 \mu\text{m}$ 。从照片上可以清楚地看出干涉条纹以及不同时刻干涉条纹的变化情况。图 2(a) 中在激光方向上平整的干涉条纹, 表明激光光压造成的电子密度凹陷; 图 2(b) 则以圆环状的条纹表明这种凹陷在 760 ps 左右已经渐渐消失了。在假



(a)



(b)

图 2

定等离子体分布是关于加热激光轴对称以后, 用阿贝尔变换处理上述照片, 得到距靶中心 $160 \mu\text{m}$ 处密度分布如图 3 所示, 它更清楚地表明了这种凹陷

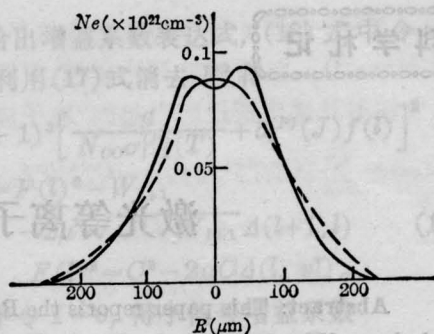


图 3

实线: $\Delta t = 500 \text{ ps}$; 虚线: $\Delta t = 760 \text{ ps}$

的形成和消失。

作者衷心感谢本所六路激光装置运行组的帮助和提供方便。

参 考 文 献

- [1] R. Benatter et al.; Rev. Sci. Instrum., 1979, **50**, 1583.

(中国科学院上海光机所 江志明 孟绍贤
徐至展 张伟清
林礼煌

1986年3月31日收稿)

多光子光学双稳性中的荧光辐射问题

Abstract: A quantum mechanics model used to describe a n -photon transition within an atomic system is presented, and a semiclassical approach is used to obtain Maxwell-Bloch equations so as to describe the multi-photon optical bistability system. From these equations the conclusions can be easily derived as follows: under stationary conditions, the fluorescence intensity of multi-photon optical bistability is proportional to N or $N - \frac{1}{2n-1}$ in the cooperative region and is proportional to N in the single atom region.

假定一个光学环腔内充满由 N 个二能级原子组成的介质, 二能级原子同共振的腔场模发生作用, 忽略其间变化。 n 光子同诸原子的相互作用能够被一个等效的、考虑了诸中间态累加作用的哈密顿量所表示, 原子和场模的衰减由同库的相互作用来表示。那么, 在电偶极和旋波近似下的全部哈密顿量为^[1]:

$$H = \sum_{j=1}^5 H_j,$$

$$H_1 = \tilde{n}\omega_0 a^\dagger a + \frac{1}{2} n\tilde{n}\omega_0 \sum_{\mu=1}^N \sigma_{\mu}^{\pm}$$

$$H_2 = i\tilde{n} \sum_{\mu=1}^N [g e^{-ik \cdot r_{\mu}} (a^\dagger)^n \sigma_{\mu}^- - g^* e^{ik \cdot r_{\mu}} a^n \sigma_{\mu}^+],$$

$$H_3 = \sum_{\mu=1}^N (\sigma_{\mu}^{\pm} \Gamma_A + \sigma_{\mu}^- \Gamma_A^{\dagger}) \quad (1)$$

$$H_4 = a^\dagger \Gamma_F + a \Gamma_F^{\dagger}$$

$$H_5 = i\tilde{n}(a^\dagger \varepsilon e^{-i\omega_0 t} - a \varepsilon^* e^{i\omega_0 t})$$