

用激光干涉法诊断准分子激光在 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 靶面激励等离子体的电子密度

刘大明 焦树良 李再光 官文杰

(华中理工大学激光技术国家重点实验室, 武汉 430074)

提 要

利用激光标准干涉法诊断了准分子激光(XeCl , 308 nm)在 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 超导靶面激励等离子体的电子密度. 结果表明在入射激光功率密度为 $3 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$, 本底真空度为 1.33~13.3 Pa 的条件下, 等离子体电子密度为 $10^{16} \sim 10^{17}/\text{cm}^3$.

关键词 准分子激光, 高温超导, 等离子体, 电子密度, 激光干涉

1 引 言

准分子激光剥离法制备高温超导薄膜以其沉积速率快、沉积温度低、成膜质量高而成为目前最富吸引力的方法之一^[1]. 加上等离子体辅助后已成功地做到在 400°C 的基片温度下原位沉积超导薄膜^[2]. 激光制备超导薄膜可分为三个主要过程: 首先是激光入射超导靶面诱导产生等离子体; 其次是等离子体膨胀, 向基片输运; 最后是粒子在基片表面被吸附、成核, 生长超导薄膜. 要弄清激光制备薄膜的动力学机理, 就必须首先研究激光在靶面激励等离子体的产生和发展. 目前在等离子体的粒子飞行时间谱^[3]和空间分辨粒子标识谱^[4]方面已有较多的报道. 也有通过荧光谱来分析等离子体羽动力学过程的报道^[5,6]. 对于短脉冲(ns级)、低功率密度(约 10^{10} W/cm^2 以下)准分子激光, 其激励的激光等离子体处于非平衡非稳态. 电子的输运是重要的粒子活化源, 电子温度与密度的诊断是等离子体参数诊断的主要内容之一. 正是由于该激光等离子体处于非平衡非稳态, 且紫外光子与固体和等离子体相互作用的机理尚待研究, 使得其参数诊断比较困难.

Ying 等人^[7]在局部热力学平衡的假定下, 对 ArF 准分子激光(193 nm, 斑点能量密度为 3.4 J/cm^2) 在 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 靶面激励的等离子体, 用 OMA 测量了 Cu 原子不同上能级的辐射强度比, 由此推算出靶面附近等离子体温度为 8800 K. 但局部热力学平衡模型适用于较稠密等离子体($n_e \geq 10^{18}/\text{cm}^3$), 一般低功率密度激光等离子体不在此范围^[8]. 其温度值只能是一种近似. Von Gutfeld 等人^[9]在电子、离子服从玻尔兹曼分布的前提下, 对 KrF 准分子激光(248 nm, 能量密度为 $1.6 \sim 12 \text{ J/cm}^2$) 在 Cu 靶面激励的等离子体, 用 Langmuir 单探针诊断了空间不同点的电子温度(约 1.5 eV)和离子密度($1 \sim 5 \times 10^{12}/\text{cm}^3$). 然而其提供的电子、离子服从玻尔兹曼

收稿日期: 1991年9月25日

* 国家教委基金资助课题

分布的证据却不太充分,结果也只能视为一种近似.电子密度诊断方面的工作尚未见报道.本文用激光等离子体较合适的激光干涉法^[10],对 XeCl 准分子激光在 YBa₂Cu₃O_{7-δ} 靶面激励等离子体的电子密度进行了诊断.

2 实 验

利用自由电子气模型,在电子密度 $n_e \ll n_c$ 的条件下($n_c = \frac{4\pi^2 \epsilon_0 m_e c^2}{e^2 \lambda^2}$ 为相应于探测激光波长的等离子体临界电子密度),可以得到等离子体折射率为

$$n_p = \left(1 - \frac{n_c}{n_e}\right)^{1/2} \approx 1 - \frac{n_c}{2n_e} \quad (1)$$

设探测光在等离子体羽中的传播路径为 L ,则探测光与参考光之间因光程差改变所导致的条纹移动数为

$$\delta = (1 - n_p)L/\lambda \quad (2)$$

其中 λ 即为探测光波长.由(1)、(2)式得

$$n_e = \frac{2n_c \lambda}{L} \delta \quad (3)$$

即通过测量条纹移动即可得出电子密度随时间的变化.

实验布置如图 1 所示, XeCl 准分子激光聚焦在 YBa₂Cu₃O_{7-δ} 靶面产生等离子体. He-Ne 激光(632.8 nm)经快门斩波后由分束棱镜分为偏振方向相互垂直的两束,其中探测束 I_1 穿过等离子体羽,参考束 I_2 经 $\lambda/2$ 波片后与探测束偏振方向相同.两束光在半反膜表面重合干涉.干涉光经半反膜分为 B_1 、 B_2 两束. B_1 经光纤传输至光电倍增管 PMT₁(GDB333)接收,输出信号经示波器显示后由计算机进行处理,由绘图仪画出. B_2 由光纤传输至光电倍增管 PMT₂(R316)接收,信号经放大、整形、延时后作为准分子激光器的外触发信号.光纤孔径为 100 μm ,故系统的空间分辨率为 100 μm .

当探测束 I_1 在等离子体羽内传播时,由于等离子体对激光的吸收和散射,出射光束出现很强的衰减峰.穿过等离子体的光束可视为三部分的叠加,即经过等离子体移相的探测束、衰减束(负光强)以及等离子体荧光.由于等离子体荧光是非相干信号,且是空间发散光,用 PMT₁ 前加装 632.8 nm 干涉滤波片的方法直接消除.对衰减束,则要对 PMT₁ 接收的信号进行处理才能将干涉信号取出.设 I_r 为 PMT₁ 实际接收的光强度, S 为干涉信号, $-I_a$ 为衰减束强度,则

$$I_r = (I_1 - I_a) + I_2 + 2\sqrt{(I_1 - I_a)I_2} \cos 2\pi(\delta + \delta_0) \quad (4)$$

其中 $2\pi\delta_0$ 为探测光与参考光之间的初始相位差.由于 I_2 为一恒定信号,故干涉信号可表示为

$$S = [I_r - (I_1 - I_a) - I_2] / \sqrt{I_1 - I_a} \quad (5)$$

即实际测量是在相同条件下记录 $(I_1 - I_a)$ 、 I_2 、 I_r ,然后用计算机对信号进行处理,将 S 取出.本文在本底真空度为 1.33~13.3 Pa 时对等离子体羽进行了诊断

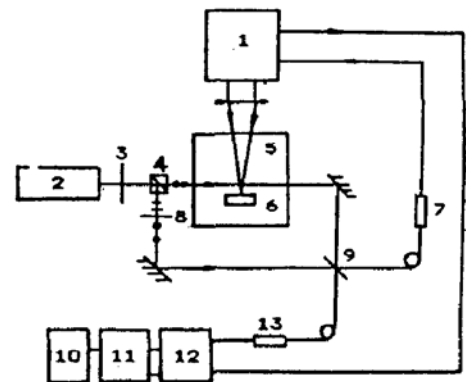


Fig. 1 Experimental set-up, 1—XeCl excimer laser, 2—He-Ne laser, 3—shutter, 4—splitter, 5—vacuum chamber, 6—target, 7—PMT₂, 8— $\lambda/2$ plate, 9—semi-reflecting plate, 10—plotter, 11—computer, 12—digitizer, 13—PMT₁

3 结果与讨论

图 2(a) 为距靶面 1 mm 处接收到的 $-(I_1 - I_a)$ (光电倍增管输出为负信号), 真空度为 1.33 Pa, 准分子激光功率密度为 $3 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$. 此区域等离子体羽线度 L 为 12 mm, 是由对等离子体羽进行定标照相测得. 图 2(b) 为处理得到的 $I_r - (I_1 - I_a) - I_2$. 图 2(c) 为干涉信号 $-S$ (处理中实际除 $-(I_1 - I_a)^{1/2}$), 由于等离子体有一个产生、膨胀、消失过程, 干涉信号也应有一个对应的变化与恢复的分布. 由此得出图 2(c) 对应: $(2m - 1)\pi < 2\pi\delta_0 < 2m\pi$, $2\pi\delta \leq \pi$, 否则波形应出现双峰. 故 $\delta \leq 0.5$. 又由幅度估算(将 $S/[2(I_2)^{1/2}]$ 与余弦函数比较)有 $2\pi\delta \geq \pi/10$, 故 $\delta \geq 0.05$. 将 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ 代入得 $n_e = 2.79 \times 10^{21} / \text{cm}^3$. 由(3)式即得电子密度 n_e 约为 $0.15 \sim 1.5 \times 10^{17} / \text{cm}^3$.

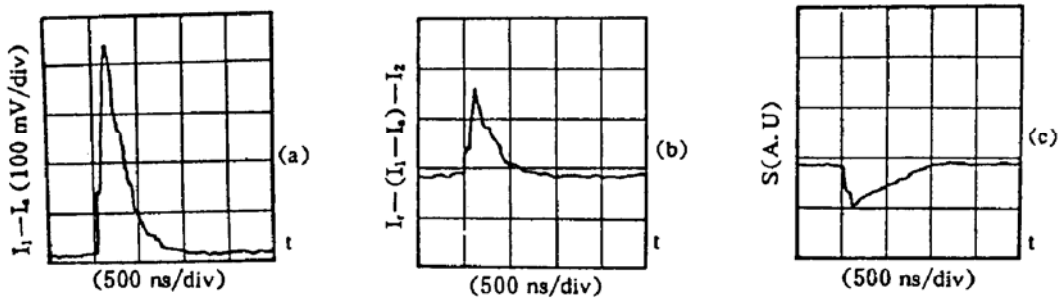


Fig. 2 Where $L = 12 \text{ mm}$, $P = 1.33 \text{ Pa}$
 (a) The negative signal of $(I_1 - I_a)$ dependent on time,
 (b) $[I_r - (I_1 - I_a) - I_2]$ dependent on time
 (c) S dependent on time

结果表明, 当气压变化时条纹移动无明显变化. 表明气压改变时, 电子密度的变化主要由等离子体羽线度的变化决定, 由(3)式即得, $n_e \propto \frac{1}{L}$. 随着等离子体飞离靶面, 电子密度很快下降. 在靶面处条纹变化与上相同, 但等离子体线度 L 为 3 mm, 故电子密度约为上述值的 4 倍; 当距离靶面 2 mm 时(此处 L 为 40 mm), 已测不出条纹的变化. 由此明显看出, 电子的产生主要来自靶面附近的过程.

准分子激光等离子体的电离主要有三种途径: 一是粒子从靶面发射时具有部分电离; 二是等离子体吸收入射激光, 提高电离度; 三是等离子体输运时产生内部碰撞, 导致进一步电离. 为同时研究电子密度随空间时间的变化, 又记录了准分子激光和等离子体荧光的波形. 图 3 为准分子激光和靶面附近等离子体荧光波形(用准分子激光器输出信号作同步触发)以及距靶面 1 mm 处等离子体电子密度波形(在荧光与电子密度同时达到峰值的假定下作时间对应). 可见入射激光波形与靶面处的等离子体荧光波形只有部分重

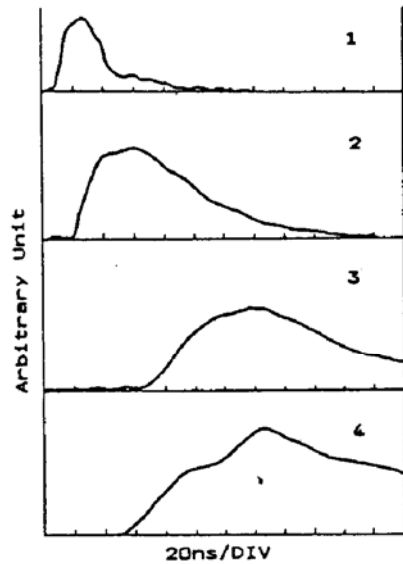


Fig. 3 1—XeCl laser pulse, 2—plasma luminescence on the target surface, 3—plasma luminescence separated 1 mm from the target surface, 4—electron density separated 1 mm from the target surface

合,与距靶面 1 mm 处的等离子体荧光波形已基本分开。这说明激光脉冲的前部分主要用于使粒子从靶面发射出来。当靶面附近粒子密度达到最大,与激光作用最强时(等离子体对激光的吸收与粒子密度及电离度有关),激光脉冲只剩下很小一部分,故吸收主要发生在靶面附近。此外,等离子体飞离靶面时急剧膨胀,只有靶面附近的稠密区域碰撞频率最高。故随着等离子体飞离靶面,电子密度很快下降。考察时间演化,随着膨胀运动,等离子体密度减小,碰撞复合速率下降,所以电子密度上升快(约 90 ns 达到峰值),下降慢(约 800 ns)。上述结论与 Singh 等人的理论模型^[11]是完全符合的。

$n_e/n_c \sim (10^{-5} \sim 10^{-4})$,可见(1)式近似的误差很小。诊断中待测量只有等离子体羽线度和条纹移动数。前者由米尺作标尺照相。由于等离子体羽没有明显的边缘,测读会有一些的误差。条纹移动数是诊断最大的误差源。由于 $\delta \leq 0.5$,难以精确读出,只能由波形分析估读。故诊断的绝对值只有数量级的意义,但其随时间空间的相对变化是可信的。

4 结 论

用激光标准干涉法诊断了准分子激光在 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 超导靶表面激励等离子体的电子密度。实验表明等离子体的电离主要来自靶面附近过程的贡献。同时也说明激光干涉法对瞬态等离子体参数诊断是有效的。由条纹移动数 δ 正比于入射激光波长 λ ,且由于低功率密度激光激励等离子体的电子密度不高,用长波长的探测激光将获得高的诊断精度和空间分辨率。

参 考 文 献

- [1] J. P. Zheng, S. Y. Dong, H. S. Kwok, Texturing of epitaxial in situ Y-Ba-Cu-O thin film on crystalline substrate, *Appl. Phys. Lett.* 1991, **58**(5):540~542
- [2] J. P. Zhang, Z. Q. Huang, D. T. Shaw, *et al.*, Generation of high-energy atomic beam in laser-superconducting target interaction, *Appl. Phys. Lett.* 1989, **54**(3):280~282
- [3] T. J. Geyer and W. A. Weimer, Spectral characteristics of plasma emission during ArF excimer laser ablation of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, *Appl. Phys. Lett.* 1989, **54**(5):469~471
- [4] P. E. Dyer, A. Issa, P. H. Key, Dynamics of excimer laser ablation of superconductors in an oxygen environment, *Appl. Phys. Lett.* 1990, **57**(2):186~188
- [5] Hiroshi Fukumura, Hiroshi Nakaminami, Shigeru Eura *et al.*, Time-resolved luminescence spectroscopy of plasma emission from laser ablation of Bi-Sr-Ca-Cu oxide superconductor and related materials, *Appl. Phys. Lett.* 1991, **58**(22):2546~2548
- [6] Q. Y. Ying, D. T. Shaw, H. S. Kwok, Spectroscopic study of plasma-assisted laser deposition of Y-Ba-Cu-O, *Appl. Phys. Lett.* 1988, **53**(18):1762~1746
- [7] M. L. Brake, J. Meachum, R. Gilgenbach *et al.*, Temporally resolved spectroscopy of laser-induced carbon ablation plasmas, *IEEE Trans. on Plasma Science*, 1987, **PS-15**(1):73~77
- [8] R. J. von Gutfeld, R. W. Dreyfus, Electronic probe measurements of pulsed laser copper ablation at 248 nm, *Appl. Phys. Lett.* 1989, **54**(13):1212~1214
- [9] Zhang Huihuang, Lin Zunqi, Bi Wuji *et al.*, Measurement of electron density profile in a laser-produced plasma, *Acta Optica Sinica* (in China), 1989, **7**(1):34~42
- [10] R. K. Singh, Q. W. Holland, J. Narayan, Theoretical model for deposition of superconducting thin films using pulsed laser evaporation technique, *J. Appl. Phys.* 1990, **68**(1):233~247

Determination of electron density of laser-produced Y-Ba-Cu-O plasma with laser interferometry *

LIU Daming JIAO Shuliang LI Zaiguang GUAN Wenjie

*(National Laboratory of Laser Technology, Huazhong University
of Science and Technology, Wuhan 430074)*

(Received 25 September 1991)

Abstract

The electron density of excimer (XeCl, 308 nm) laser-produced plasma near the surface of Y-Ba-Cu-O target has been diagnosed with laser interferometry. The results show that the electron density is about $10^{16} \sim 10^{17}/\text{cm}^3$ when the laser power density is $3 \times 10^8 \text{ W}/\text{cm}^2$ and the background pressure is $1.33 \sim 13.3 \text{ Pa}$.

Key words excimer laser, high temperature superconducting, plasma, electron density, laser interferometry

* This work was supported by the China Educational Committee Foundation