

NaCl 共线光热光偏转光谱频率特性的研究

王桂芬 马根源 王宣 刘文龙 张光寅

(南开大学物理系)

提要: 研究了 NaCl 共线光热光偏转光谱的频率特性; 研究了激发光束和探测光束之间的夹角及激发光束功率的变化对频率特性曲线的影响, 也对影响光热光偏转信号的实验条件进行了初步的探讨。

Investigation of frequency properties of collinear photothermal deflection spectrum of NaCl

Wang Guifen, Ma Genyuan, Wang Xuan, Liu Wenlong, Zhang Guangyin

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin)

Abstract. We first investigated frequency properties of collinear photothermal deflection spectrum of NaCl, the frequency property dependence on the included angle between the exciting beam and the probe beam and the exciting pumping power. The experimental results are in good agreement with the theoretical calculation. The experimental conditions affecting photothermal deflection signal were preliminarily investigated.

一、引言

近年来, 随着光通讯和高功率激光器的飞速发展, 需要解决高透明固体、薄膜和光学镀膜极低吸收系数的测量问题, 其中光声法测量是一种很好的方法。但受样品尺寸和微音器频率响应的限制, 在测量很低的吸收系数时很难找到吸收系数更低材料(低两个数量级)作为光声室窗, 这就限制了光声法灵敏度的进一步提高。为了测量凝聚态物质的超低的吸收系数, 80年代初期发展起来一种光热光偏转光谱(PDS), 它比光声光谱的灵敏度提高近三个数量级^[1]。

PDS有两种检测方式: 共线PDS和横向PDS, 本文主要研究 NaCl 的共线 PDS 信号与激发光束调制频率的关系, 以及激发光束和探测光束之间夹角和探测光束功率对频率特性曲线的影响。

二、理论分析

共线 PDS 的原理如图 1 所示。设样品位于 $x-y$ 平面内, 探测光束位于 $x-z$ 平面内, 且与 z 轴成 ψ 角, ϕ 为探测光束的偏转角。

当经过调制的激发光束照射到样品上时, 样品由于吸收光能引起样品内及临近样

收稿日期: 1986年8月20日。

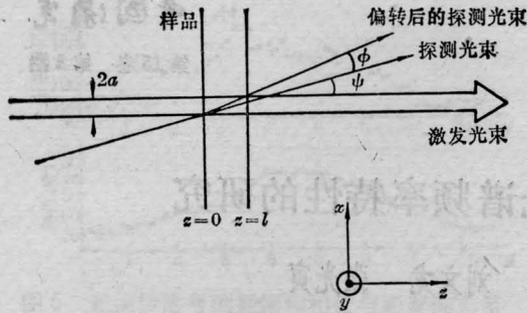


图1 共线 PDS 的原理图

品表面的薄层温度上升 T , 满足方程^[1]

$$\begin{cases} \nabla^2 T_0 - \frac{1}{k_0} \frac{\partial T_0}{\partial t} = 0 & z < 0 \\ \nabla^2 T_1 - \frac{1}{k_1} \frac{\partial T_1}{\partial t} = -\frac{Q(\mathbf{r}, t)}{k_1} & 0 \leq z \leq l \\ \nabla^2 T_2 - \frac{1}{k_2} \frac{\partial T_2}{\partial t} = 0 & z > l \end{cases} \quad (1)$$

其中 K_i 是第 i 种介质的热导率, k_i ($k_i = K_i / \rho_i C_i$) 是其热扩散率, T_i 是第 i 种介质在大气温度以上温度的升高, $Q(\mathbf{r}, t)$ 是样品每单位体积吸收的热量。

忽略在温度升高时伴随着产生的声波的影响, 解方程组 (1) 即可以得到温度分布。

介质的温度变化引起折射率的空间变化为:

$$\frac{d}{ds} \left(n_0 \frac{d\mathbf{r}_0}{ds} \right) = \nabla_{\perp} n(\mathbf{r}, t) \quad (2)$$

高斯型探测光束将通过这个折射率空间变化区域传播。对光路 \mathbf{s} 积分方程 (2), 可近似地得到探测光束的偏转角为:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{r}_0}{ds} &\approx \phi = \frac{1}{n_0} \int_s \nabla_{\perp} n(\mathbf{r}, t) ds \\ &= \frac{1}{n_0} \frac{\partial n}{\partial T} \int_s \nabla_{\perp} T(\mathbf{r}, t) ds \end{aligned} \quad (3)$$

实验时我们是将 NaCl 样品放在空气中进行测量, 探测光束在样品前表面紧靠激发光束以一定角度穿过样品和激发光束 (见图 2), 两光束之间位移为 $x_0 = a + \omega_0$, $l_i = \frac{2a}{\tan \psi}$

是两光束相互作用长度。NaCl 样品厚度 $l = 2 \text{ mm}$, 吸收系数 $\alpha = 0.005 \text{ cm}^{-1}$; 激发光束功

率为 $P_1 = 3.8 \text{ W}$, $P_2 = 2.0 \text{ W}$; 高斯型激发光束光斑半径 $a = 0.8 \text{ mm}$; 探测光束光斑半径为 $\omega_0 = 0.5 \text{ mm}$, $n_0 = 1.49$,

$$\frac{dn}{dT} = -2.2 \times 10^{-5},$$

气体的热导率 $K_0 = K_2 = 0.619 \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{C}^{-1}$, NaCl 样品的热导率 $K_1 = 0.0151 \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{C}^{-1}$ 。将以上数据代入方程 (3), 从理论上计算的 NaCl 的共线光热光偏转角与激发光束调制频率的关系如图 3 所示 (为了

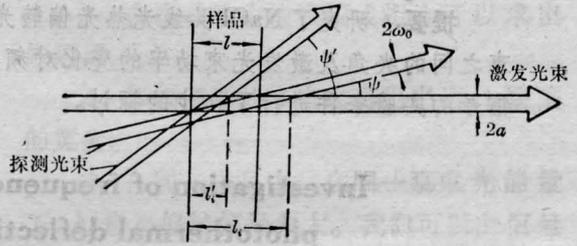


图2 探测光束和激发光束以不同角度相交时的示意图

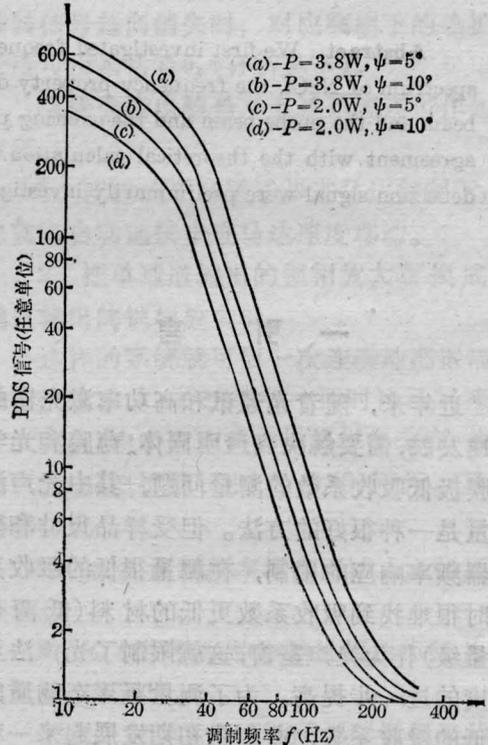


图3 NaCl 共线光热光偏转角与激发光束调制频率关系的理论曲线

便于与实验结果进行比较, 将理论曲线乘上了一个因数)。

三、实验结果和讨论

我们的实验装置如图 4 所示。所用激发光束是波长为 $10.6\ \mu\text{m}$ 的 CO_2 激光, 使用功率计监视激光功率, 以修正由于功率起伏引起的误差。探测光束是功率为 $0.5\ \text{mW}$ 、波长为 $632.8\ \text{nm}$ 的 He-Ne 激光, 使用直径为 $25\ \text{mm}$ 的两像限的硅光电池像限接收器探测光束偏转, 用 5205 锁相放大器放大测量 PDS 信号。为了使激发光束在像限接收器上的杂散光减到最小, 激发光束和探测光束反向传播, 且在样品和探测器之间加一滤光片, 以消除剩余的杂散光。使用双透镜将 He-Ne 激光聚焦, 并使其束腰向远离样品的方向移动, 否则探测器上的光斑较大, 引起很大噪声, 根本无法测出信号。

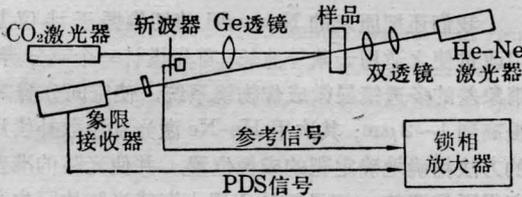


图 4 共线 PDS 的实验装置

分别测量了激发光束功率 P 为 $3.8\ \text{W}$, 激发光束和探测光束之间夹角 ψ 为 5° 、 10° 和 75° 时, 以及 P 为 $2.0\ \text{W}$, 夹角 ψ 为 5° 和 10° 时, PDS 信号振幅随激发光束调制频率的变化, 其结果如图 5 所示。从图 5 可以看出, 随着激发光束和探测光束之间夹角 ψ 的减小和激发光束功率的增加, PDS 信号振幅均明显增加, 而且 ψ 越小, 信号越稳定。我们的实验结果与图 4 所示的理论曲线符合得较好。

我们所测得的 PDS 信号, 几乎随频率 f 的增加指数地衰减, 这是因为受斩波器频率的限制。我们在测量中所使用的最低频率为 $15\ \text{Hz}$, 高斯型激发光束光斑的 $1/e^2$ 的半径

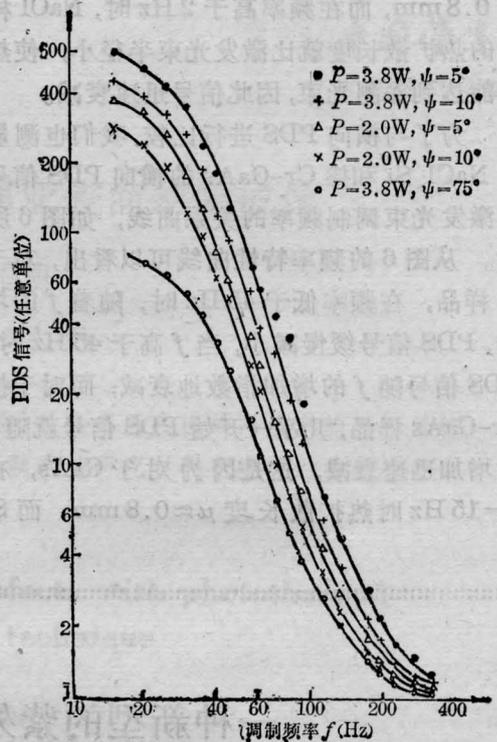


图 5 实验中测得的 NaCl 的共线 PDS 信号振幅与激光束频率的关系

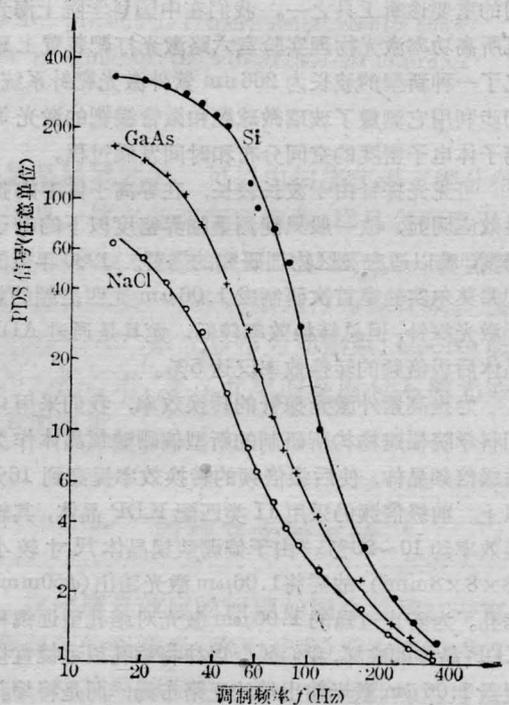


图 6 实验中测得的 Si、掺 Cr-GaAs 和 NaCl 的横向 PDS 信号振幅与激发光束调制频率的关系

为 0.8 mm, 而在频率高于 2 Hz 时, NaCl 样品的热扩散长度就比激发光束半径小, 使热不能达到探测光束, 因此信号迅速衰减。

为了与横向 PDS 进行比较, 我们也测量了 NaCl、Si 和掺 Cr-GaAs 的横向 PDS 信号与激发光束调制频率的关系曲线, 如图 6 所示。从图 6 的频率特性曲线可以看出, 对于 Si 样品, 在频率低于 45 Hz 时, 随着 f 的增加, PDS 信号缓慢减小, 当 f 高于 45 Hz 时, PDS 信号随 f 的增加指数地衰减; 而对于掺 Cr-GaAs 样品, 几乎一开始 PDS 信号就随 f 的增加迅速衰减, 这是因为对于 GaAs, 在 $f=15$ Hz 时热扩散长度 $\mu \approx 0.8$ mm, 而 Si

在 $f=45$ Hz 时 $\mu \approx 0.8$ mm。我们所使用的激发光束光斑半径也为 0.8 mm。当样品的热扩散长度大于激发光束半径时, PDS 信号随 f 的增加缓缓减小, 而当样品的热扩散长度小于激发光束光斑半径时, PDS 信号随 f 的增加迅速衰减。利用 PDS 信号的这个特性, 从频率特性曲线上的这个突变点, 利用已知的激发光束光斑半径, 可以测出样品的热扩散长度。

参 考 文 献

- 1 Jackson W B *et al.* *Appl. Opt.*, 1981; 20: 1333
- 2 E M 澳伦科娃等著, 北京玻璃研究所情报组译, 红外光学材料手册, 1973: 159

一种新型的紫外激光探针研制成功

紫外激光探针是研究激光等离子体冕区相互作用的重要诊断工具之一。我们在中国科学院上海光机所高功率激光物理实验室六路激光打靶装置上建立了一种新型的波长为 266 nm 紫外激光靶针系统, 初步利用它测量了玻璃微球靶和微管镁靶的激光等离子体电子密度的空间分布和时间发展过程。

可见光探针由于波长较长, 在等离子体中的折射效应明显, 故一般只能测量临界密度以下的电子密度, 难以适应冕区物理研究的需要。1980 年美国利弗莫尔实验室首次研制成 1.06 μ m 光四倍频的紫外激光探针, 但总转换效率较低, 尤其是通过 ADP 晶体后级倍频的转换效率仅达 5%。

为提高紫外激光探针的转换效率, 我们采用中国科学院福建物构所研制的新型偏硼酸钡晶体作为后级倍频晶体, 使后级倍频的转换效率提高到 16% 以上。前级倍频仍采用 II 类匹配 KDP 晶体, 其转换效率约 10~20%。由于偏硼酸钡晶体尺寸较小 ($8 \times 8 \times 8$ mm³), 故需将 1.06 μ m 激光输出 ($\phi 50$ mm) 缩孔。为防止过强的 1.06 μ m 激光对缩孔望远镜和 KDP 晶体的破坏, 我们改变以往将缩孔望远镜直接置于 1.06 μ m 激光输出端的光路布局, 而是将缩孔望远镜置于两个倍频晶体之间。该探针光输出的脉宽约为 100 ps, 能量为 1 mJ。

我们还把原来的 Nomaski 剪切偏振干涉仪加以改进使之适用于紫外波长。首先设计一个高分辨、消象差的多透镜显微成像物镜系统, 使空间分辨率提高到 1~2 μ m; 其次用 He-Ne 激光加色散补偿片的方法精确地确定靶的成像位置, 并使光路的准直变得更易调整。记录胶片采用上海感光胶片厂生产的感光波段很宽 (100 nm-红外) 的航空胶片, 实验测定在 266 nm 波段其灵敏度约为 1 μ J/cm²。

利用这套干涉系统, 对镁微管靶和玻璃微球靶的等离子体电子密度做定量研究, 获得电子密度空间分布、时间发展过程的初步结果。尤其是为产生软 X 光粒子数反转的镁微管靶的电子密度分布的测定提供了数据, 克服了过去用光谱粗略估算电子密度的缺点。实验中发现现象干涉条纹质量尚不够理想, 有可能是起偏和检偏棱镜以及某些光学元件的光学质量欠佳造成。目前我们正对此加以改进, 以使该紫外激光探针系统成为以后研究激光等离子体冕区动力学和自生磁场研究的更可靠的诊断工具。

(中国科学院上海光机所 谷忠民 章辉煌
张燕珍 丁丽明 林尊琪 王书泽 车俊杰
毕无忌 林康春 王笑琴 余文炎

1987 年 10 月 9 日收稿)