

半导体掺杂玻璃非线性热致 折射系数的测量

丁尧耕 曹庄琪 胡 纯 杨傅子 陈英礼

(上海交通大学 应用物理系)

提 要

利用长程表面等离子激元的非线性色散关系测出了半导体掺杂玻璃的非线性热致折射系数。该方法不但可测出非线性热致折射系数的大小和正负,而且还具有较高的精度。

关键词: 半导体掺杂玻璃; 热致折射率的测量。

一、引 言

半导体掺杂玻璃由于其异乎寻常的三阶非线性极化系数和极为快速的响应时间^[1], 已越来越引起非线性光学专家们的注意, 用半导体掺杂玻璃制成的光纤^[2] 和平面波导^[3] 已用来进行非线性光学的研究。还有人用简并四波混频的方法测量了半导体掺杂玻璃的三阶非线性极化系数^[4]。本文报道利用长程表面等离子激元的非线性色散关系来测量半导体掺杂玻璃的非线性热致折射系数。1982年 Chen 和 Carter^[4] 利用表面等离子激元的非线性色散关系测量了 GaAs 和 Si 的三阶非线性极化系数。但由于表面等离子激元的损耗大, 衰减全反射(ATR)共振峰的半宽度大($\sim 2^\circ$), 难以精确分辨峰值的位置, 从而引起较大的测量误差。本文所利用的长程表面等离子激元的损耗小, ATR 共振峰的半宽度非常尖锐, ($\sim 10'$), 可以精确分辨峰值位置, 因而可避免上面所提到的测量误差。

二、测量原理

激发长程表面等离子激元的 Sarid 结构^[5] 如图 1 所示。其中 1 区和 3 区是折射率相同的两类介质, 2 区是一层薄金属膜。当频率为 ω 的 *TM* 偏振的光进入折射率为 n_0 的玻璃棱镜中之后, 在入射角 θ 大于棱镜与介质 1 界面处的全反射临界角 $\theta_c = \sin^{-1}(n_1/n_0)$ 情况下, 若该光束平行于界面的波矢 $K_1 = (\omega/c)n_0 \sin \theta$ 与该结构长程表面等离子激元的波矢 β 相等, 即 $\theta = \theta_{ATR}$ 时, 则经棱镜底面反射的光功率将出现一个衰减峰, 表明该系统处于长程表面等离子激元的共振激发态(ATR 态)。

设金属膜的厚度为 d , 介电系数为 ϵ_2 , 则线性情况下(低入射光功率), 长程表面等离子激元的色散关系可写成如下形式:

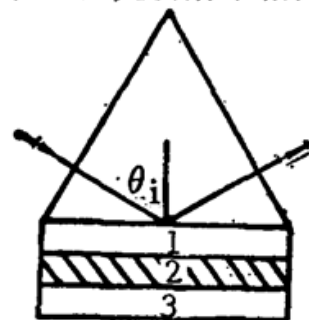


Fig. 1 Excitation of a long-range surface plasmon in the sarid configuration

$$\alpha_2 d = -\tanh^{-1}\left(\frac{\varepsilon_2 \alpha_1}{\varepsilon_1 \alpha_2}\right) - \tanh^{-1}\left(\frac{\varepsilon_2 \alpha_3}{\varepsilon_3 \alpha_2}\right). \quad (1)$$

式中

$$\alpha_i = (\beta^2 - \varepsilon_i k_0^2)^{1/2} \quad (i=1, 2, 3), \quad (2)$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}. \quad (3)$$

λ 为入射光的波长, ω 为圆频率, c 为真空中的光速。

设 3 区为非线性介质, 其介电系数与入射光功率有关, 即介电系数可写成

$$\varepsilon_3 = \varepsilon_3^0 + \Delta\varepsilon. \quad (4)$$

若用通常的形式

$$n_3 = n_3^0 + n_2 I, \quad (5)$$

式中 n_2 为非线性折射系数, I 为光强。由 (4)、(5) 两式可得以下关系:

$$\Delta\varepsilon = 2n_3^0 n_2 I. \quad (6)$$

现考虑因 ε_3 的变化而引起的长程表面等离子激元波矢 β 的变化。对 (1) 式微分, 可得

$$\frac{\beta \Delta\beta}{\alpha_2} d_{\text{eff}} = \frac{\varepsilon_2 \alpha_2 (\beta^2 + \alpha_2^2)}{2\alpha_3 [(\varepsilon_3^0 \alpha_2)^2 - (\varepsilon_2 \alpha_3)^2]} \Delta\varepsilon. \quad (7)$$

式中 d_{eff} 为金属薄膜的有效厚度:

$$d_{\text{eff}} = d + \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 (\alpha_2^2 - \alpha_1^2)}{\alpha_1 [(\varepsilon_1 \alpha_2)^2 - (\varepsilon_2 \alpha_1)^2]} + \frac{\varepsilon_2 \varepsilon_3 (\alpha_2^2 - \alpha_3^2)}{\alpha_3 [(\varepsilon_3^0 \alpha_2)^2 - (\varepsilon_2 \alpha_3)^2]}. \quad (8)$$

由 (8) 式可见, 若用介质代替金属膜, 并假设 $\varepsilon_2 > \varepsilon_1, \varepsilon_3$, 且使 $\alpha_2 = iK_2$, 则 d_{eff} 变为介质平面波导 TM 模的波导有效厚度。

在棱镜耦合情况下,

$$\Delta\beta = k_0 n_p \cos \theta \cdot \Delta\theta. \quad (9)$$

把 (6)、(9) 两式代入 (7) 式, 可得非线性折射系数为

$$n_2 = \frac{k_0 n_p \cos \theta \alpha_3 [(\varepsilon_3^0 \alpha_2)^2 - (\varepsilon_2 \alpha_3)^2] \beta d_{\text{eff}} \cdot \Delta\theta}{\varepsilon_2 n_3^0 \alpha_2^2 (\beta^2 + \alpha_3^2)} \cdot \frac{\Delta\theta}{I}. \quad (10)$$

值得注意的是上式中的参数均为 $I=0$ 时的参数, 因此, 只要确定了结构参数 $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, d$ 以及入射光的波长 λ , 就可通过色散方程 (1) 求出长程表面等离子激元的波矢 β 和有关参数 α_1, α_2 和 α_3 以及金属薄膜的有效厚度 d_{eff} 。对同一结构, 当用强光 (光强为 I) 和弱光 ($I \sim 0$) 激发长程表面等离子激元时, 可从实验上得到共振角的变化 $\Delta\theta$, 从而求出非线性折射系数 n_2 , 该方法可同时求出 n_2 的大小和正负。

三、实验观察和结果

实验装置如图 2 所示。氩离子激光 ($\lambda = 0.5145 \mu\text{m}$) 通过一对偏振棱镜 P_1 和 P_2 和聚焦透镜 L 进入高折射率 ($n_p = 1.768$) 棱镜, 其中 P_2 用作起偏器, 而 P_1 用来调节光强。在聚焦透镜前插入一分束片 B , 使一小部分光强进入光电探测器 D_1 , 以便进行光功率监控。棱镜和样品固定在由马达传动的精密转盘上, 随着圆盘的转动, 入射角 θ 将发生连续变化。经样品反射的光通过一全反片 R 进入另一光电探测器 D_2 , 由 D_1 和 D_2 输出的电信号输入微

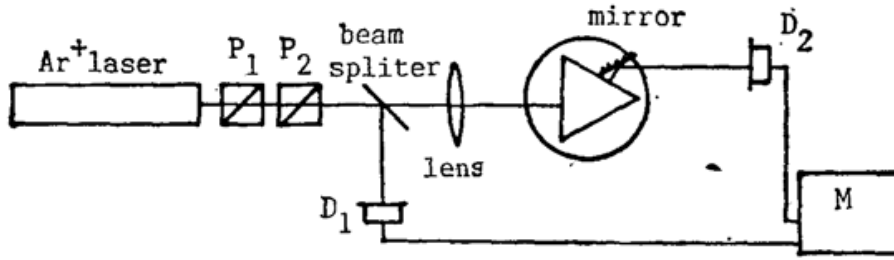


Fig. 2 Schematic diagram of the experimental setup

机 M 进行数据处理。样品由三层薄膜组成, 其中 3 区为掺有半导体材料 $\text{CdS}_x\text{CdSe}_{1-x}$ 的有色玻璃基片, (由上海有色玻璃厂生产, 型号为 JB510) 用作非线性介质。入射光功率为零时, 其折射率 $n_3=1.519$ ($\lambda=0.5145 \mu\text{m}$)。在该基片的表面上, 由真空 ($\sim 10^{-5}$ Torr) 蒸涂技术制备一层厚度约为 130 \AA 的银膜 (2 区)。1 区为折射率匹配液层, 匹配液的折射率可调节到使 $n_3=n_1$, 该层的厚度可在一定范围内自由调

节。图 3 给出了长程表面等离子激元激发角附近反射系数的角度扫描结果。图中指出, 低功率 ($P_i=1.27 \text{ mW}$) 入射时的激发角 $\theta=60^\circ 13'$, 而高功率 ($P_i=30 \text{ mW}$) 入射时的激发角 $\theta=60^\circ 4'$, 从而有 $\Delta\theta=-9' = 0.15^\circ$ 由低功率入射时的激发角, 可以得到线性情况下 ($I \sim 0$) 的长程表面等离子激元的波矢 $\beta = k_0 n_p \sin \theta = 18.739 \mu\text{m}^{-1}$, 取 $\epsilon_1 = \epsilon_3 = 1.519^2 = 2.307$, 同时取波长为 $0.5145 \mu\text{m}$ 时的银膜的介电系数 $\epsilon_2 = -11$, 则可得 $\alpha_1 = \alpha_3 = 2.654 \mu\text{m}^{-1}$, $\alpha_2 = 44.628 \mu\text{m}^{-1}$ 。把上述参数代入色散方程 (1) 式, 可得银膜的厚度 $d = 0.013 \mu\text{m}$ 。再利用 (10) 式, 可得入射功率 $P_i = 30 \text{ mW}$ 时, 半导体掺杂玻璃的折射率变化 (相对于 $P_i = 1.27 \text{ mW}$)

$$\Delta n = n_2 I = -4.4 \times 10^{-3}. \quad (11)$$

由图 3 可知, 反射系数的极小值约为 25%, 峰值半宽度为 $10'$ 。这主要是由银膜和半导体掺杂玻璃的介电损耗所引起。由此可粗略地估计出长程表面等离子激元的电场增强因子约为 3。再考虑到棱镜的耦合效率约为 40%, 则可估算出在银膜和半导体掺杂玻璃界面上的激光强度大约为 50 W/cm^2 , 于是由 (11) 式可求出半导体掺杂玻璃的非线性折射系数为

$$n_2 \approx -0.9 \times 10^{-4} (\text{cm}^2/\text{W}),$$

而该材料因光学克尔效应产生为三阶非线性折射系数约为

$$n_3 \approx -10^{-4} \sim -10^{-5} (\text{cm}^2/\text{MW}),$$

显然两者差 6~7 个数量级, 这与文献 [6] 预言的结果基本一致。

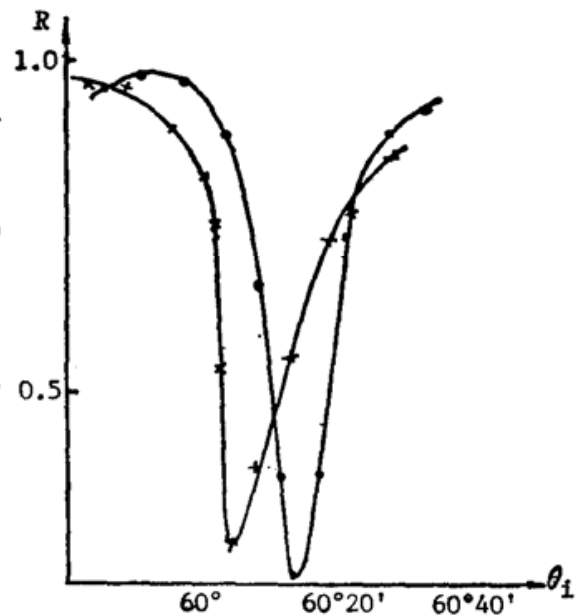


Fig. 3 Angular scans of the reflectance around the long-range surface plasmon excitation angles

四、讨 论

由上述分析可知, 我们所得到的半导体掺杂玻璃的三阶非线性折射系数与因光学克尔

效应引起的三阶非线性折射系数差 6~7 个数量级,而且实验中所用的光源是连续的氩离子激光器,故可以作出结论,上述三阶非线性折射系数是由热效应所引起。

在计算过程中,我们忽略了银的介电系数的虚部,可能产生一定的误差。但由于在可见波段,银介电系数的虚部是比较小的,约为 0.5 左右,故固忽略银介电系数的虚部而产生的误差不会很大。

参 考 文 献

- [1] R. K. Jain, R. C. Lind; *J. O. S. A.*, 1982, **73**, No. 5(May), 647~653.
- [2] B. J. Ainslie, H. P. Girdlestone and D. Cotter; *Electron. Lett.*, 1987, **23**, No. 8(Apr), 405.
- [3] S. Patela, H. Jerominek, C. Delisle, and R. Tremblay; *Electron. Lett.*, 1986, **22**, No. 8(Apr), 412.
- [4] Y. J. Chen and G. M. Carter; *Appl. Phys. Lett.*, 1982, **41**, No. 4(Aug), 307~309.
- [5] D. Sarid; *Phys. Rev. Lett.*, 1981, **47**, No. 26(Dec), 1927~1930.
- [6] H. Nasu, J. D. Mackenzie; *Optical Engineering*, 1987, **26**, No. 2(Feb), 102~106.

Measurement of third order nonlinear refractive coefficients associated with the thermal effect in semiconductor-doped glasses

DING YAOGENG, CAO ZHUANGQI, HU CHUN, YANG FUZI AND CHEN YINGLI

(Department of Applied Physics, Shanghai Jiaotong University)

(Received 7 March 1989)

Abstract

Both the magnitude and the sign of the third order nonlinear refractive coefficients associated with thermal effect in semiconductor-doped glass have been measured using the intensity-dependent dispersion relation of long-range surface plasmons. Because of the sharp ATR dip of long-range surface plasmons, the technique developed by the authors has a good accuracy.

Key words: semiconductor-doped glasses; coefficients associated with the thermal effect.