

掺半导体玻璃(SDG)波导非线性 饱和的导波测量方法*

刘大力 徐 迈

(中国科学院长春物理研究所)

1990年3月13日收到

摘 要

掺半导体玻璃波导的折射率分布是通过多模波导有效折射率测量得到的。当耦合进入波导的激光功率密度变化时,可在不同模深度处,测量到波导的非线性折射率系数,并获得波导非线性折射率系数与功率密度的关系。从而得到波导的非线性饱和值为 1.54×10^{-4} 。

一、引 言

掺半导体玻璃是一种很有意义的非线性光学材料。由于对接近吸收边的光频已观察到了小于20ps 响应时间的非线性折射率变化^[1-3],这一结果使掺半导体玻璃成为全光快速开关器件的重要材料^[4],基于高密度激发的半导体等离子体理论表明,非线性折射率变化的饱和值可能低于全光开关器件的阈值^[5]。因此,非线性饱和是非线性波导的重要参数,是决定器件性能的主要标志之一。

离子交换方法可用来制作渐变折射率掺半导体玻璃波导。在400°C下,把掺半导体玻璃样片放在熔融的KNO₃中28h,结果,KNO₃中的K离子取代了玻璃中的Na离子,形成K⁺-Na⁺离子交换波导。

波导模的有效折射率是用光致抗蚀剂光栅耦合器测量耦合角得到的,用低速率变周期光栅作为输出耦合器,把不同阶模从波导中耦合出来并聚焦在屏上,如图1所示。所以,不同阶模的入射耦合角是由波导耦合出来的光束位置和强度决定的。各阶模的有效折射率 N_m 由下式给出:

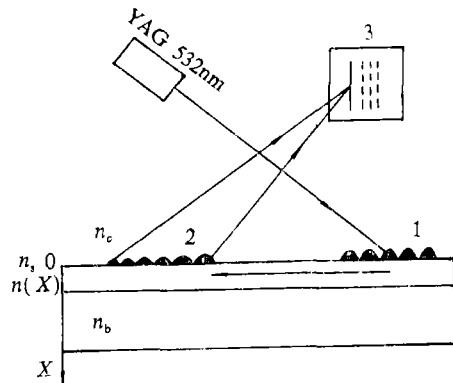


图1 测量耦合角装置图
Fig.1 Experimental arrangement of measuring coupling angles.

* 国家自然科学基金资助课题

$$N_m = \sin\theta_i^{(m)} + \frac{\lambda}{L} \quad (1)$$

这里, L 是光栅周期, λ 是波长, m 是模阶数. ($L = 340\text{nm}$, $\lambda = 532\text{nm}$)

实验表明^[6]掺半导体玻璃波导剖面的折射率分布用 Fermi 函数可获得最佳拟合效果. 所以, 本文首先用 Fermi 折射率分布平面波导模方程通过计算机迭代得出掺半导体玻璃波导的折射率分布, 然后, 改变激光功率, 利用耦合进不同阶模深度 X_m (即波导中的光线拐点坐标) 的激光功率密度变化引起与光强有关的折射率效应, 获得非线性折射率系数 n_2 与激光功率密度的变化关系, 进而得到非线性饱和值.

二、波导折射率分布的确定

根据 Fermi 折射率分布平面波导模方程^[7]:

$$\begin{aligned} k_0 a (\Delta n^2)^{1/2} \left[\left(\frac{1 - \gamma b_m}{\gamma} \right)^{1/2} \ln \frac{(1 - \gamma b_m)^{1/2} + (\gamma - \gamma b_m)^{1/2}}{(1 - \gamma b_m)^{1/2} - (\gamma - \gamma b_m)^{1/2}} - \right. \\ \left. - 2b_m^{1/2} \tan^{-1} \left[\left(\frac{1 - b_m}{b_m} \right)^{1/2} \right] \right] \\ = \frac{4m+1}{4} \pi + \tan^{-1} \left[\frac{n_s}{n_0} \right]^\delta \left(\frac{N_m^2 - n_0^2}{n_s^2 - N_m^2} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $\gamma = 1 - e^{-d/a}$, a , d 均为拟合参数, $b_m = F(x_m) = (N_m^2 - n_b^2) / \Delta n^2$ 为模深度 X_m 处所对应的 Fermi 函数值. $k_0 = (2\pi) / \lambda$ 为真空中波数, $\Delta n^2 = n_s^2 - n_b^2$, n_s 为波导表面折射率, n_b 为掺半导体玻璃衬底折射率, n_0 为包覆层折射率, $\delta = 1$ 对应 TM 模. $\delta = 0$ 对应 TE 模, 通过 Fermi 函数形式:

$$F(x_m) = (1 - e^{-d/a} + e^{(X_m - d)/a})^{-1} \quad (3)$$

可得 Fermi 函数与模深度的关系. 本文 $\delta = 0$, $n_b = 1.523$ (532nm 波长下), $n_0 = 1$. 将各阶模的测量值 N_m (meas) 代入 Fermi 折射率分布波导模方程 (2) 中. 通过迭代运算, 就得出不同模深度下的拟合值 N_m (Theor). 在激光平均功率为 $\bar{P}_1 = 200\text{mW}$ 和 $\bar{P}_2 = 600\text{mW}$ 下, 分别选取拟合参数 $a = 2$ $d = 18$ 和 $a = 2.5$ $d = 18$. 在两种功率下波导剖面的 Fermi 折射率分布曲线如图 2 所示:

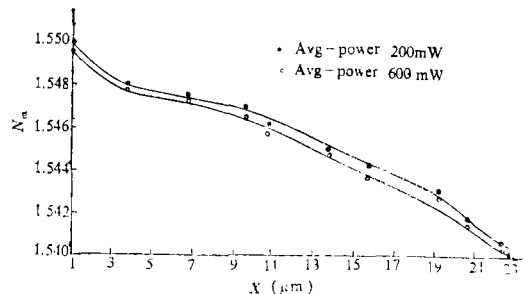


图 2 两种不同功率折射率分布曲线

Fig.2 Refractive index distribution curves of two different powers.

三、非线性折射率系数测量

利用脉冲YAG倍频激光器作光源, 脉冲宽度 $t = 100 \times 10^{-12} \text{s}$, 重复频率 $f = 76 \times 10^6 \text{Hz}$, 光栅耦合器的耦合效率约为 $\eta = 15\%$, 光斑直径 $S = 1 \text{mm}$, 则耦合进不同阶模深度的激光功率密度为 $\rho_m = \overline{P}\eta/ftsX_m$, 各阶模有效折射率可表示为:

$$N_m(\overline{P}) = N_m(o) + n_2(\overline{P})\rho_m \quad (4)$$

$N_m(o)$ 为低功率下波导模的线性折射率。假定在一个有限功率范围内, n_2 为常数, 则第 m 阶模非线性折射率系数可表示为:

$$n_2 = \frac{N_{1m}(\overline{P}_1) - N_{2m}(\overline{P}_2)}{\rho_{1m} - \rho_{2m}} \quad (5)$$

表 1 列出了两种激光功率下, 波导表面折射率 n_s , 不同阶模折射率的测量值 $N_m(\text{meas})$, 理论值 $N_m(\text{Theor})$, 不同阶模深度 X_m 下功率密度 ρ_m 和非线性折射率系数 n_2 , 非线性折射率系数与功率密度的变化关系如图 3 所示:

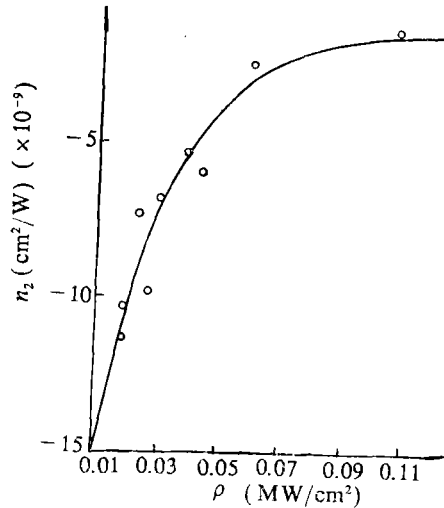


图 3 不同阶模非线性折射率系数与功率密度的关系

Fig. 3 Nonlinear refractive index coefficient for different order modes versus power density.

四、结果与讨论

实验表明, 对于同一阶模两种不同功率下的耦合效率几乎不变。从表 1 可以看出用 Fermi 分布拟合方法计算的 $N_m(\text{Theor})$ 与实验值 $N_m(\text{meas})$ 偏差很小, 说明这种掺半导体玻璃波导的折射率剖面很好地符合 Fermi 分布。在这个实验中, 系统误差小于 $\pm 1'$ (测耦合角), 引进模折射率最大测量误差为 12%, 从图 3 可以看出 n_2 的变化在低功率密度下, 几乎为线性, 随着功率密度增加, n_2 逐渐变化缓慢, 最后趋于饱和, 非线性饱和值 $n_2\rho$ 约为 1.54×10^{-4} 。这一测量结果为器件设计提供了重要依据。

表 1 波导各种参数测量结果比较
Table 1 Comparison of measuring results of all kinds of parameters.

m	Average—power 200mW				Average—power 600mW				
	$N_m(\text{meas})$	$N_m(\text{Theor})^*$	$\bar{\rho}(\text{MW}/\text{cm}^2)$	$X_m(\mu\text{m})$	$N_m(\text{meas})$	$N_m(\text{Theor})^*$	$\bar{\rho}(\text{MW}/\text{cm}^2)$	$X_m(\mu\text{m})$	$n_2(\text{cm}^2/\text{W})$ ($\times 10^{-9}$)
0	1.5478	1.5479	0.1078	3.66	1.5475	1.5476	0.3234	3.728	-1.4299
1	1.5463	1.5475	0.0583	6.764	1.5460	1.5472	0.1949	6.753	-2.564
2	1.5452	1.5469	0.0412	9.576	1.5449	1.5464	0.1236	9.586	-6.074
3	1.5440	1.5461	0.0372	10.618	1.5437	1.5457	0.1118	10.619	-5.381
4	1.5431	1.5451	0.0288	13.697	1.5428	1.5447	0.0846	13.7	-6.940
5	1.5423	1.5442	0.0252	15.656	1.5420	1.5437	0.0756	15.659	-9.918
6	1.5417	1.5430	0.0206	19.125	1.5414	1.5427	0.0618	19.128	-7.269
7	1.5411	1.5418	0.0191	20.617	1.5408	1.5414	0.0573	20.621	-10.449
8	1.5406	1.5406	0.0176	22.356	1.5402	1.5402	0.0528	22.359	-11.329
N_s	1.5482				1.5479				

注: $N_m(\text{meas})$ 是模折射率测量值, $N_m(\text{Theor})^*$ 是理论计算值, X_m 是模深度, $\bar{\rho}$ 是平均功率密度, n_2 是非线性折射率系数。

参 考 文 献

- [1] R.K.Jain and R.C.Lind, *J.Opt. Soc. Am.*, 73, 647(1983).
- [2] S.S.Yao et al., *Appl.Phys.Lett.*, 46, 801(1985).
- [3] G.R.Olbright and N.Peyhambarian, *Appl.Phys.Lett.*, 48, 1184(1984).
- [4] Reviewed in G.I.Stegeman and C.T.Seaton, *J.Appl.Phys.*, 58, R57(1986).
- [5] E.M.Wright et al., *Appl.Phys.Lett.*, 52, 2127(1988).
- [6] 刘大力、徐迈等, 第五届全国集成光学学术讨论会论文集, 中国科学院上海冶金研究所(1989).
- [7] 马春生、刘式墉, 纤维光学集成光学与光计算技术, 第三届全国纤维光学与集成光学学术交流会论文集, 湖南省大庸市(1988).

GUIDE WAVE MEASURING METHOD OF NONLINEAR SATURATION OF SEMICONDUCTOR- -DOPED GLASS WAVEGUIDE

Liu Dali Xu Mai

(Changchun Institute of Physics, Academia Sinica)

Received 13 March 1990

Abstract

In this report, the refractive index-profile of semiconductor-doped glass waveguide has been determined based on the measurement of effective refractive indices of the multi-mode waveguide. Firstly, a reiterative method is used to determine the surface refractive index of waveguide with the effective refractive index measured. And then the different order mode depth and the effective refractive-indices of waveguide are evaluated by computer with the Fermi refractive index-profile mode equation. When laser power density coupled into the waveguide is changed, the nonlinear refractive index coefficient of the waveguide can be measured in different mode depth. So the nonlinear refractive index coefficient versus power densities is obtained and the nonlinear saturation value is 1.54×10^{-4} .