

# 石英玻璃的非线性极化及其光学测量

白迎新 陈时胜 朱国英 彭 辉 王之江

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

## 提 要

本文报道了石英玻璃的非线性极化及其光学测量的全过程. 研究了外电场对极化样品二阶非线性系数的影响. 并用铁电极化模型作了一些理论分析.

**关键词** 石英玻璃, 非线性极化, 倍频.

## 1 引 言

石英玻璃的倍频现象首次在1986年由Österberg和Margulis<sup>[1]</sup>在强激光场处理后的掺锗石英光纤中发现. 1987年, Stolen和Tom<sup>[2]</sup>提出了三次光学检波产生直流场对光纤极化的理论模型. 根据这一理论模型, 相干基波场和二次谐波场的同时注入将会加速光纤的极化过程, 并得到实验验证<sup>[3]</sup>. 最近, Anderson<sup>[4]</sup>等人用基波和二次谐波相互干涉的光伏打效应解释这一现象也获得了成功. 但究其本质, 两种解释的共同点在于恒定的外场极化. 光纤的倍频现象来自两方面的贡献: 材料和波导. 为了研究材料本身的性质, Myres<sup>[5]</sup>等人利用高温高压静电场对石英玻璃片进行极化, 结果获得了比光纤高几千倍到上万倍的二阶非线性系数, 所得倍频光的效率相当于铌酸锂晶体的 $\frac{1}{5}$ . 同时也发现了一些与光纤中发现的不同的现象, 如光纤中的二阶非线性极化可以被较强的倍频光擦掉, 而石英玻璃则不能, 说明其形成机理还有待进一步深入探究.

## 2 实 验

将厚度为1.4 mm、直径为2.5 cm的石英玻璃片置于两不锈钢电极之间后, 放入电炉内升温加压. 将温度控制在300℃左右, 电压控制在4 kV左右, 保持1小时后, 关掉电炉电源进行冷却. 当温度降至40℃以下时, 撤去高压电场, 样品极化处理完毕. 处理过的样品即可进行测试.

所用装置的基本结构如图1所示, 图中1为主被动锁模YAG激光器; 2, 4为聚焦透镜; 3为经极化处理后的石英玻璃片; 5为棱镜; 6为小孔光阑; 7为平面反射镜; 8为圆盘单色仪; 9为光电倍增管; 10为示波器.

测试条件为: 激光器输出的脉冲串的宽度为100 ns; 单个脉冲串的能量为10 mJ; 样品处的光斑面积约为2 mm<sup>2</sup>. 测试结果表明: 极化样品的倍频效率与激光束的偏振方向和样品表面

的相对位置有关,还与激光束的入射角有关.入射光的偏振方向平行于样品表面时,测不到倍频信号.只有入射光的偏振方向垂直于样品表面时,才有可能获得较强的倍频信号.当入射光的入射角为零时,看不到倍频信号.当入射角接近布儒斯特角时,有可能获得最大的倍频信号.图 2 为用倍频晶体 KTP 校准光路时所拍的照片.图 3 为测试样品在最佳角度时所拍的照片.图 4 为样品在布儒斯特角(上面一条线)和零入射角(下面一条线)时所拍的照片.图 5 给出了倍频信号随入射角变化的曲线.此外,还观察了外电场(高压静电场)对极化样品倍频效率的影响.当外电场的方向和样品的极化方向相同时,倍频效率增强;相反时则减小.

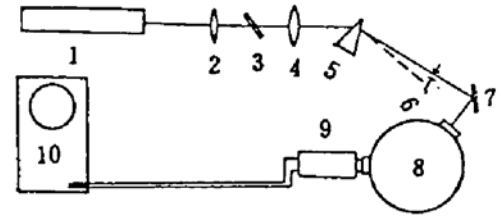


Fig. 1 The experimental equipment

1 - Laser; 2, 4 - Lenses; 3 - Sample; 5 - Prism; 6 - Aperture; 7 - Mirror; 8 - Monochromator; 9 - Photomultiplier; 10 - Oscillograph

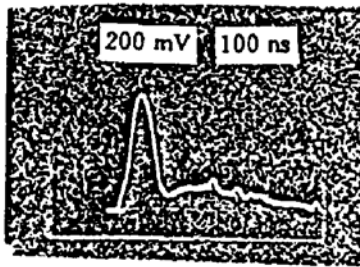


Fig. 2 SHG signal produced by KTP

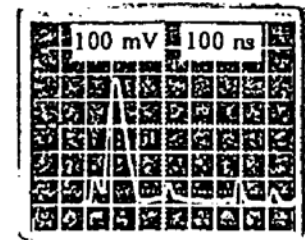


Fig. 3 SHG produced by polarized sample

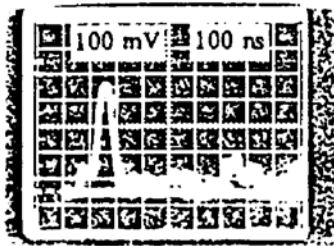


Fig. 4 SHG signals produced by polarized sample at Brewster angle (upper) and zero degree angle (lower)

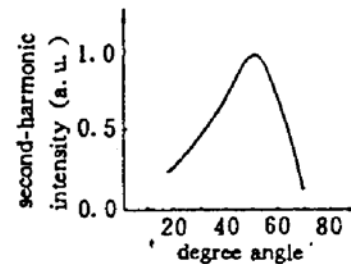


Fig. 5 SHG intensity of polarized sample versus incident angle

### 3 结果分析

石英玻璃的非线性极化和铁电体的极化有相似之处.当激光场作用于它上面时,一方面从激光束中获取一定的能量,使它的温度升高,内能增大,同时使偶极子运动的阻力减小.另一方面,激光场的三次光学检波(或基波场和二次谐波场相干叠加)所产生的直流场使它内部运动的偶极子取向排列,由于偶极子运动的阻力比较大,而上述直流场较弱,所以要求比较长的处理时间.当激光场撤去后,由于阻尼的作用,偶极子不会马上回到原来的状态,并且随着温度的降低,偶极子的运动动能越来越小,所受的阻力越来越大,最后被“冻结”在某个方向上,从而使得石英玻璃的各向同性遭到破坏.这些偶极子可能是由玻璃内部的缺陷所致.欲使其“解冻”,必须减小阻力,加大内能(升温)或加一个反向的电场来克服矫顽力.对于光纤来说,由于三次光学检波产生的直流场和它对激光束的能量吸收都比较小,故它的极化效率较低.对于石英玻璃,它是借助高温高压静电场来极化的,无论是温度还是直流电场都比在光纤中高得多.另外它的外电场是在样品冷却以后才撤去的,这样就保证了冷却过程中偶极子的方向性.所以它的极化效率也就比光纤高得多.极化光纤的非线性可以被较强的二次谐波场所擦除,而石英玻璃

的非线性则不易被擦除. 作者认为主要原因是: 强激光场对光纤的作用距离比较长, 需要考虑相位匹配的问题. 满足相位匹配的非线性极化在光纤内形成了非线性光栅. 这一光栅仅对原极化的基波和二次谐波相位匹配. 如果倍频光入射后, 开始它可能产生倍频光(相当于原来基波的四倍频), 但是它们相互叠加的相位变化周期和光纤非线性极化的周期不同步, 加上光纤对短波长光的强吸收, 使得原来的极化光栅被破坏(擦除). 对于石英玻璃样品, 它属于单方向极化, 它的非线性极化区域仅在表面几个微米厚的区域内, 属于倍频的第一相位匹配区域, 故它不会被擦除. 样品非线性极化的持久性与周围的环境主要与温度有关. 作者认为: 在未极化之前, 石英玻璃在宏观上表现为中心对称的, 故只存在奇数阶的极化系数  $\chi^{(1)}, \chi^{(3)}, \dots$  等. 极化之后, 偶极子的“冻结”使其有了一定的矫顽力  $E_0$ . 也就是说, 外场撤掉后, 介质的偶极矩不为零,  $P_0 = \chi^{(1)}E_0 + \chi^{(3)}E_0^3$ . 在外场作用下, 介质的偶极矩  $P = \chi^{(1)}(E_0 + E) + \chi^{(3)}(E_0 + E)^3 = \chi^{(1)}E_0 + \chi^{(3)}E_0^3 + (3\chi^{(3)}E_0^2 + \chi^{(1)})E + 3\chi^{(3)}E_0E^2 + \chi^{(3)}E^3$  (假设外场的方向和极化方向相同). 由此可以看出其等效于二阶非线性系数  $\chi^{(2)} = 3\chi^{(3)}E_0$ , 故它可以倍频. 极化的保存期与  $P_0$  的大小有关,  $P_0$  越大, 衰变的越快; 如果  $P_0 = 0$  时, 则可以较长久的保存, 那么要求介质的  $\chi^{(3)}$  (对应  $n_2$ ) 小于零. 关于这一点有待实验验证. 从  $\chi^{(2)} = 3\chi^{(3)}E_0$  中还可以看到: 如果外场的方向和原极化方向  $E_0$  相同时, 可以获得较大的倍频信号, 垂直时几乎没有. 但是在图 5 中看到的最大倍频信号却出现在并非外场和极化场方向相同的角度, 而在布儒斯特角附近, 这是因为入射角大于布儒斯特角后, 尽管倍频效率提高, 可是入射光的透射率降低了(大部分被反射掉), 从而使测得倍频信号反而减小.

作者对赵继然副研究员, 裘佩霞副研究员在实验器件上给予的帮助表示感谢.

### 参 考 文 献

- [1] U. Österberg, W. Margulis, Dye laser pumped by Nd : YAG laser pulses frequency double in a glass optical fibre, *Opt. Lett.*, 1986, 11(8) : 516~518
- [2] R. H. Stolen, H. W. K. Tom, Self-organized phase matching harmonic generation in optical fibers, *Opt. Lett.*, 1987, 12(8) : 585~587
- [3] B. Ehrlich-Holl, D. M. Krol, R. H. Stolen *et al.*, Experimental study of second-harmonic-generation saturation in fibers by phase modulation between the fundamental and second-harmonic writing beams, *Opt. Lett.*, 1992, 17(6) : 396~398
- [4] D. Z. Anderson, V. Mizrahi, J. E. Sipe, Model for second-harmonic generation in glass optical fibers based on asymmetric photoelectron emission from defect sites, *Opt. Lett.*, 1991, 16(11) : 796~798
- [5] R. A. Myers, N. Mukherjee, S. R. J. Brueck, Large second-order nonlinearity in poled fused silica, *Opt. Lett.*, 1991, 16(22) : 1732~1734

## The nonlinear polarization of fused silica and its measurement

BAI Yingxin, CHEN Shisheng, ZU Guoying, PENG Hui, WANG Zhijiang

(Shanghai Institute of Optical & Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

(Received 10 March 1993)

### Abstract

In this paper, the whole process of the nonlinear polarization of fused silica and its optical measurement are reported. The influence of external electric field on the nonlinearity of polarized fused silica is studied. Some analyses are made by ferroelectric theory.

**Key Words** fused silica, nonlinear polarization, frequency doubling