

doi: 10.7690/bgzd.2013.03.014

# 基于光克尔效应的超快光开关效率检测方法

魏健, 张筱波, 陈娇

(总装重庆军代局驻绵阳地区军代室, 四川 绵阳 621000)

**摘要:** 为提高光开关效率, 提出一种利用飞秒激光研究非线性光学材料的光克尔效应响应时间的探测方法。该方法基于光克尔效应理论基础对偏振光入射介质情况分析, 通过实验为全光控制的超快光开关提供了原理上的支持, 并利用超快飞秒激光对光与物质相互作用的超快过程进行验证。分析结果表明: 该方法能判断其光开关响应速度, 获得最优的光开关效率。

**关键词:** 飞秒; 超快; 光开关; 光克尔效应

**中图分类号:** TJ05 **文献标志码:** A

## Ultrafast Optical Switching Efficiency Detection Method Based on Optical Kerr Effect

Wei Jian, Zhang Xiaobo, Chen Jiao

(PLA Presentation Office in Mianyang District, PLA Representation Bureau of General Equipment Department in Chongqing, Mianyang 621000, China)

**Abstract:** For improving the efficiency of the optical switch response time, proposed a detection method using the femtosecond laser research on Kerr effect response time of nonlinear optical material. Based on the theoretical basis of the optical Kerr effect, the method analyzes the polarized incident medium situation, and provides principle support for all-optical control ultrafast optical switch. Use ultrafast femtosecond laser to verify ultrafast process of mutual reaction of optical and material. The analysis results show that the method can determine the speed of response of the optical switch, to obtain optimal efficiency of the optical switch.

**Key words:** femtosecond; ultrafast; optical switch; optical Kerr effect

### 0 引言

在激光器问世后的半个世纪以来, 光纤通信技术已经实现了数百 Gb/s 甚至 Tb/s 的全光传输。光互联网、物联网及光量子通信技术在随着光通信技术的发展中应运而生。在现代光通信技术中, 全光交换技术在构建全光网络中有着极为重要的作用。全光交换技术必须由光链路和光节点实现对光信息的交换和处理, 即由光开关控制。光开关由于其高速度、高稳定性、低串扰等优势而备受关注, 已成为最具发展潜力的光无源器件之一。

作为研发光开关的基础, 非线性光学材料性能的研究显得尤为重要。飞秒激光的主要特性是发光持续时间短、脉冲峰值功率高, 在介质中传输时产生群色散、自相位调制和自聚焦, 易与介质产生光学非线性等。由于许多物理、化学变化过程都是在飞秒时间内完成的, 采用飞秒激光技术可对这些超快过程进行实时、直接的诊断。作为研究光与物质相互作用快过程的重要工具之一, 飞秒激光在物理、化学、生物、信息等领域获得广泛应用。针对超快全光开关在高码率时分复用全光通讯系统和自由空间光数字计算系统中的重要性, 笔者利用飞秒激光

来研究非线性光学材料的光克尔效应响应时间。

### 1 光克尔效应理论基础

1875 年, 克尔发现线偏振光通过加有电场的玻璃后变成椭圆偏振光。这是由于各向同性的玻璃在外加电场的诱导下发生了双折射, 该现象后来被称为电光克尔效应<sup>[1]</sup>。与之不同, 光克尔效应是利用光电场直接诱导介质发生双折射, 折射率变化大小与光电场的平方成正比。

笔者讨论 2 束线偏振光入射介质的情况。假定频率为  $\omega$  的单色探测光与另一束任意频率为  $\omega'$  的单色泵浦光同时沿  $z$  轴方向传播。泵浦光偏振方向沿  $y$  轴方向, 探测光在  $x-y$  平面内偏振, 如图 1。

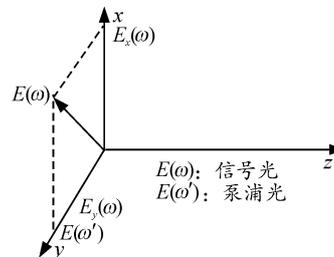


图 1 偏振光入射介质示意图

泵浦光引起介质折射率或极化率实部发生变

收稿日期: 2012-12-28; 修回日期: 2013-03-06

作者简介: 魏健(1986—), 男, 四川人, 大学本科, 助理工程师, 从事光学电子研究。

化, 从而  $x$  和  $y$  方向上由探测光电场对应的非线性极化强度的分量<sup>[2]</sup>分别为:

$$P_x^3(\omega, z) = 6\epsilon_0 \chi_{xyxy}^{(3)}(\omega; \omega', -\omega', \omega) |E(\omega')|^2 E_x(\omega, z) \quad (1)$$

$$P_y^3(\omega, z) = 6\epsilon_0 \chi_{yyyy}^{(3)}(\omega; \omega', -\omega', \omega) |E(\omega')|^2 E_y(\omega, z) \quad (2)$$

式中:  $E_x(\omega, z)$  为频率为  $\omega$  的探测光的电场在  $x$  方向的分量;  $E_y(\omega, z)$  为频率为  $\omega$  的探测光的电场在  $y$  方向的分量。

对于各向同性介质, 有  $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ , 根据麦克斯韦方程可以得到各向同性介质的单色波方程:

$$\nabla^2 E(\kappa, \omega) + \kappa^2 E(\kappa, \omega) = -P^{NL}(\kappa, \omega) \cdot \frac{\kappa_0^2}{\epsilon_0} \quad (3)$$

采用慢变振幅近似的方法, 可以得到各向同性非线性介质沿  $z$  方向传播的频域耦合波方程为

$$\frac{\partial E(z)}{\partial z} = \frac{i\omega}{2\epsilon_0 c n} P^{NL}(z) e^{i\Delta k z} \quad (4)$$

把式 (2) 代入耦合波式 (4) ( $\Delta k = 0$ ), 可得到:

$$\frac{dE_y(\omega, z)}{dz} = \frac{3ik_0^2}{k} \chi_{yyyy}^{(3)}(\omega; \omega', -\omega', \omega) |E(\omega')|^2 E_y(\omega, z) \quad (5)$$

若认为泵浦光  $E(\omega')$  不随  $x$  变化, 就可以解得  $y$  方向的探测光场强

$$E_y(\omega, z) \propto \exp\{ik_0 \left[ \frac{3k_0^2}{k} \chi_{yyyy}^{(3)}(\omega; \omega', -\omega', \omega) |E(\omega')|^2 z \right]\} \quad (6)$$

所以, 探测光  $y$  轴分量的相位表达式中多出  $k_0 \left[ \frac{3k_0^2}{k} \chi_{yyyy}^{(3)}(\omega; \omega', -\omega', \omega) |E(\omega')|^2 z \right]$  项。探测光  $y$  轴分量产生的相位差为

$$\Delta\phi_{//} = k_0 L \left[ \frac{3k_0^2}{k} \chi_{yyyy}^{(3)}(\omega; \omega', -\omega', \omega) |E(\omega')|^2 \right] \quad (7)$$

同理, 探测光  $x$  轴分量产生的相位差为

$$\Delta\phi_{\perp} = k_0 L \left[ \frac{3k_0^2}{k} \chi_{xxxx}^{(3)}(\omega; \omega', -\omega', \omega) |E(\omega')|^2 \right] \quad (8)$$

根据介质的折射率变化  $\Delta n$  与相应的光波相位变化  $\Delta\phi$  间的关系:

$$\Delta\phi = \Delta k L = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta n L \quad (9)$$

可以推算探测光在  $y$  方向的非线性折射率  $\Delta n_{//}$  为

$$\Delta n_{//} = \frac{3k_0}{k} \chi_{yyyy}^{(3)}(\omega; \omega', -\omega', \omega) |E(\omega')|^2 \quad (10)$$

同理, 探测光在  $x$  方向的非线性折射率  $\Delta n_{\perp}$  算得为

$$\Delta n_{\perp} = \frac{3k_0}{k} \chi_{xxxx}^{(3)}(\omega; \omega', -\omega', \omega) |E(\omega')|^2 \quad (11)$$

可见, 在与泵浦光平行与垂直方向上折射率变化量都与泵浦光的场强平方成正比关系。

计算在与泵浦光平行与垂直方向上的相位差:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (\Delta n_{//} - \Delta n_{\perp}) L = \frac{2\pi L_{\text{eff}} K_{\omega'}(\omega)}{n_{\omega}} |E(\omega')|^2 \quad (12)$$

可见, 相位差  $\Delta\phi$  可以通过改变泵浦光场  $E(\omega')$  调节, 其结果可以使得入射探测光的偏振状态发生变化, 成为椭圆偏振光。这样, 光克尔效应提供了利用一种全光控制的思路, 即利用一束单色光 (泵浦光) 在介质中诱导光致双折射效应, 使另一束单色光 (探测光) 的偏振状态发生变化。由于光克尔效应的这种特点, 使其在光开关<sup>[3]</sup>、光学相位共轭技术<sup>[4]</sup>和光学双稳态<sup>[5]</sup>等方面获得了应用。

## 2 光克尔效应的实验装置

如图 2, 一束探测光 (probe) 和一束泵浦光 (pump) 分别通过一个起偏器 (P1) 和一个半波片 ( $\lambda/2$ ) 后入射到介质 (S) 中。泵浦光与探测光的偏振方向有一定的夹角 ( $\theta$ )。在样品后的探测光一路, 放置一个检偏器 (P2), 检偏器的检偏方向与起偏器方向垂直。

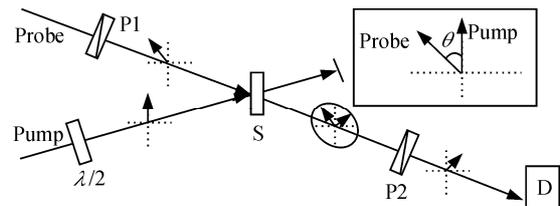


图 2 光克尔信号实验示意图

图 2 中: P1、P2 的检偏方向垂直; 半波片  $\lambda/2$  用于控制入射光的偏振夹角。

探测光的电场  $E_p$ , 在与泵浦光  $E_g$  偏振方向平行 ( $//$ ) 和垂直 ( $\perp$ ) 的方向上的光场强可以表示为:

$$E_{p, //}(z, t) = E_p(z, t) \exp[i(\Delta\phi_{//})] \cos\theta_B \quad (13)$$

$$E_{p, \perp}(z, t) = E_p(z, t) \exp[i(\Delta\phi_{\perp})] \sin\theta_B \quad (14)$$

式中:  $\Delta\phi_{//}$  为与泵浦光偏振方向平行的分量由双折射产生的相位变化;  $\Delta\phi_{\perp}$  为与泵浦光偏振方向垂直的分量由双折射产生的相位变化。

通过检偏器的探测光强  $I_p$  可表示为:

$$I_p = (E_{p, //} \sin\theta_B - E_{p, \perp} \cos\theta_B)(E_{p, //} \sin\theta_B - E_{p, \perp} \cos\theta_B)^* = E_p^2 (\sin\theta_B \cos\theta_B)^2 [\exp(i\Delta\phi_{//}) - \exp(i\Delta\phi_{\perp})] \cdot [\exp(-i\Delta\phi_{//}) - \exp(-i\Delta\phi_{\perp})] \quad (15)$$

化简上式可得  $I_p$  的值为:

$$I_p = E_p^2 \sin^2(2\theta_B) \sin^2(\Delta\phi/2) \quad (16)$$

式中:  $\Delta\phi$  为光诱导双折射在介质中产生的相位变化, 有  $\Delta\phi = \Delta\phi_{//} - \Delta\phi_{\perp}$ 。

此时探测光透过检偏器的 Kerr 信号强度  $I$  可以

由式 (16) 得到:

$$I = I_0 \sin^2(2\theta_B) \sin^2(\Delta\phi/2) \quad (17)$$

式中:  $I_0$  为保持同一  $\Delta\phi$ ,  $\theta_B$  取  $\pi/4$  是测到的 Kerr 信号强度。

从式 (17) 中可以看出, 如果没有泵浦光的存在, 即在平行与垂直于泵浦光方向上形成的相位差  $\Delta\phi=0$ , 则  $I=0$ , 那么探测器将检测不到探测光信号。当泵浦光作用于介质, 在介质内诱导双折射效应, 原线偏振的探测光在经过介质后变成椭圆偏振光。当椭圆偏振的探测光经过检偏器后, 有部分与原线偏振方向垂直的分量将被探测器检测获得, 这为全光控制的超快光开关提供了原理上的支持。

### 3 基于飞秒激光的光克尔效应

利用脉宽为 50 fs, 中心波长为 800 nm 的飞秒激光在二硫化碳 ( $CS_2$ ) 和石英玻璃 (fused silica) 中获得的克尔信号如图 3。首先, 利用交叉相关二次谐波产生实验装置 (second harmonic generation, SHG) 对入射光脉冲的脉宽进行测定。入射光脉冲的脉宽约为 250 fs, 比激光器出射光要宽, 这是由于超短脉冲经过空气、透镜等元件, 被展宽的缘故。在石英玻璃的克尔信号中发现, 时间半高宽也约为 250 fs, 与入射光脉冲相当。但是这个时间尺度要比在二硫化碳中获得的克尔信号窄很多。二硫化碳的克尔信号时间半高宽约为 800 fs, 而且具有较长的弛豫时间, 约为 2.5 ps。

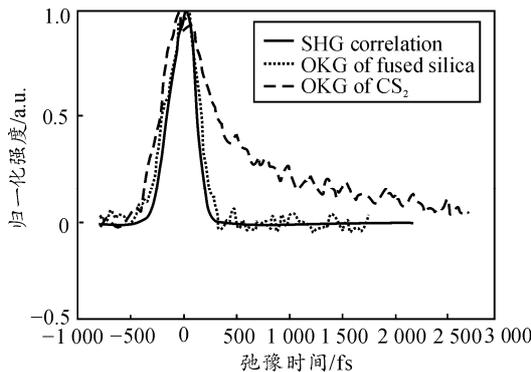


图 3 二硫化碳和石英玻璃的克尔信号比较

强光入射所引起的介质折射率变化有如下几种物理机制:

1) 电子云畸变。强光作用下, 介质内部电子云分布的畸变会引起介质极化强度的改变, 这种过程响应极快, 一般认为在  $10^{-16} \sim 10^{-14}$  s。2) 核运动贡献。组成介质的分子内部原子核 (或原子、离子) 的相对运动 (振动、转动或键角变化), 对介质折射率在强光作用下的感应变化有所贡献, 该过程能起作

用的相应时间约为  $10^{-14} \sim 10^{-12}$  s。3) 分子再取向贡献。这种过程的响应时间约为  $10^{-13} \sim 10^{-12}$  s, 由它引起的折射率的变化量与入射光场振幅的平方成正比。4) 电致伸缩效应, 其响应时间约为  $10^{-9} \sim 10^{-8}$  s。5) 光-热效应贡献, 响应时间更长为 0.1~1.0 s。

对应以上物理机制, 笔者认为引起石英玻璃中光致双折射的机制为电子云畸变, 即电子响应; 而在二硫化碳中形成光克尔信号的机制为分子再取向。这说明以电子响应机制的介质作为克尔介质, 获得的克尔信号仅仅依赖于入射的飞秒激光的脉冲宽度, 使用电子响应的材料可以获得非常快的光克尔开关。

石英玻璃和二硫化碳的光克尔信号随 2 束入射光偏振夹角的依赖特性如图 4。可以看出, 无论是石英玻璃还是二硫化碳, 强度随夹角  $\theta$  的依赖为  $90^\circ$ 。在  $45^\circ$  处达到最大值。这与理论式 (12) 相符, 说明入射光的偏振夹角  $\theta$  设置成  $45^\circ$  可以获得最优的克尔信号, 即最优的光开关效率。

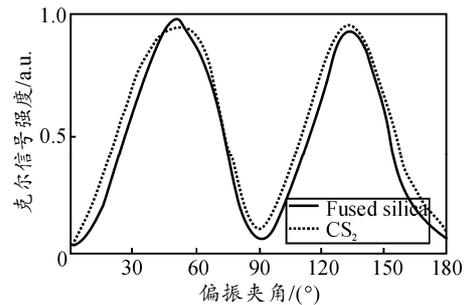


图 4 克尔信号随偏振夹角的依赖特性

### 4 结论

超快全光开关是非线性光学的主要应用之一。由于其在高码率时分复用全光通讯系统和自由空间光数字计算系统中的重要性, 人们已对许多非线性材料展开了光开关性质的研究。对非线性介质的克尔效应的响应时间研究结果表明: 该方法能判断其光开关响应速度, 可为新型超快光开关技术开发提供参考。

### 参考文献:

- [1] 石顺祥, 陈国夫, 等. 非线性光学[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2003: 163-166.
- [2] 李淳飞. 非线性光学[M]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学出版社, 2005: 69-74.
- [3] 何剑锋, 黄德修. 全光网络中的光开关技术[J]. 飞通光电子技术, 2002, 2(1): 23-30.
- [4] 杨东升, 赵建林, 李振伟, 等. SBN:Cr 晶体的光折变四波混频相位共轭特性实验研究[J]. 光子学报, 2002, 31(9): 1160-1164.
- [5] 田剑锋, 阎元红. 非线性光纤光栅双稳特性研究[J]. 太原师范学院学报, 2010, 9(2): 74-76.