

一种新型光开关时间响应特性的研究*

高艳霞 张 华 俊 娜 徐世祥

(中国科学院上海光机所高功率激光物理国家实验室 上海 201800)

提要 介绍了一种利用介质折射率的负变化量制作光开关的基本原理及时间响应特性。从其工作原理出发,分析了其内折射率变化的主要机制;通过详细的理论分析,得出折射率变化的表达式;并以此为基础深入讨论了影响其开关性能及时间响应特性的因素,所得结果与已有的实验报道相吻合。

关键词 热致非线性效应,光开关,响应时间

1 引 言

近年来人们开始利用非线性光学效应制作全光开关^[1],目前这类光开关主要有液晶光学开关^[2,3];以 ZnSe 基为代表的固体介质开关^[4],其开关阈值很高,达 10^{10} W/cm²;利用通常液固介质界面产生的非线性效应的光学开关^[5]等,但这些开关都是多重阈值的,对入射光波长有极强的选择性,严重影响了其实际可应用性,且以上各类开关均在弱光下处于关闭状态,在强光下处于开放状态。本文将探讨一种新型的光开关,它在弱光时处于开放状态,在强光下处于关闭状态,且表现出优良的性能,可望在激光防护、阵列式光开关等领域获得广泛应用。

2 理论分析

2.1 光感应折射率变化的主要物理机制

理论和实验均表明,在光场作用下介质折射率变化的主要物理机制有^[6]:

2.1.1 光克尔效应 主要是针对各向异性的介质而言的,响应时间达 10 ps 的量级。对各向同性介质其响应时间可达 1 s 或更长^[7];

2.1.2 电子云畸变 这种效应主要是由于强入射光场影响了介质的电极化率引起的。一般情况下,它的响应时间为 10^{-13} s 量级;

2.1.3 电致伸缩效应 因为光场在介质内部会产生弹性伸缩-压缩声波,从而也就意味着介质密度的起伏,因此折射率也将相应地发生变化。它的典型响应时间为 10^{-9} s 量级;

2.1.4 热效应 折射率是温度和密度的函数,温度和密度的一些起伏变化,将不可避免地引起折射率变化。热效应的响应时间与入射激光参数及介质本身的性质有关,已有实验报道它的

* 本文所用介质及其参数取自文献[8,9]。

响应时间可以短得多^[8]。

不同的非线性介质、不同的脉冲激光入射,以上各种物理机制对折射率变化的相对贡献可以大不相同。对有很大的非线性吸收系数的各向同性分子组成的介质而言,当用脉宽为皮秒量级、能量为微焦耳的脉冲激光入射时,光克尔效应和电子云畸变效应可以忽略,此时光感应折射率变化的主要机制为电致伸缩效应和光致热效应。

2.2 开关的基本工作原理

利用某些介质的非共振吸收产生的非线性折射率的负变化,制作全光开关的模型是由美国洛斯·阿拉莫斯国家实验室的 K. Strobl 提出的^[9]。其基本结构如图 1 所示。它是由非线性介质薄层 3 夹在线性介质 1,2 之间组成的。光入射前,使 3 的折射率与两块线性介质的折射率相匹配: $n_1 = n_2 = n_3 = n_0$ 。当光入射到 3 与 1 的第一个界面(图 1 中 A 面)上时,由于光致热效应,3 的折射率变化为 Δn , $n_3 = n_0 + \Delta n$, 如果介质 3 具有负的非线性折射率变化量,则 $\Delta n < 0$, $n_3 < n_0$, 发生的即是负的非线性效应,对特定的介质 3,当入射光强达到一定值致使 Δn 的绝对值大于一个特定的临界值 Δn_{th} 时, A 面上就会产生全反射,完全隔断透射光,实现开关功能。根据折射定律,对确定的掠射角 φ (见图 1),介质 3 产生全反射的条件为 $\Delta n_{th} \geq |n_0(\cos\varphi - 1)|$ 。

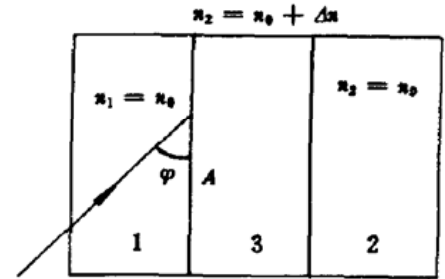


图 1 负非线性夹层式光开关结构图
Fig. 1 Construction of a sandwichlike optical switch with negative nonlinear media

3 响应特性研究

这种开关的时间响应特性决定于光作用下介质 3 折射率变化的时间响应特性。折射率是温度和密度的函数,在绝热假设下,介质吸热和电致伸缩所导致的折射率变化可表示为

$$\Delta n = (\partial n / \partial T) \Delta T + (\partial n / \partial \rho) \Delta \rho \quad (1)$$

假设研究的是连续介质,作为出发点的方程是关于密度、温度以及质量元速度的连续性方程

$$(\partial \rho / \partial t) + \rho_0 \nabla \cdot \dot{v} = 0 \quad (2)$$

Navier-Stokes 方程

$$\rho_0 \frac{\partial \dot{v}}{\partial t} + \frac{v^2}{\delta} \nabla (\Delta \rho) + \frac{v^2 \beta_T \rho_0}{\delta} \nabla (\Delta T) - \eta \nabla^2 (\dot{v}) = \frac{\gamma^e}{8\pi} \nabla [I_{(r)}] - \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right)_\rho I_{(r)} \nabla (\Delta T) \quad (3)$$

热传导方程

$$\rho_0 C_P [\partial (\Delta T) / \partial t] - \lambda_T \nabla^2 (\Delta T) = \text{Re}[(nca/8\pi) I_{(r)}] \quad (4)$$

其中, $\Delta \rho = \rho - \rho_0$, $\Delta T = T - T_0$, ρ_0, T_0 表示光入射前介质 3 的密度和温度, $\dot{v}, \alpha, \beta_T, \lambda_T, \gamma^e, \eta$ 分别为声速、吸收系数、热膨胀系数、热传导系数、电致伸缩系数和粘滞度。 $\delta = C_P / C_V$ 是定压与定容比热之比。利用 $\gamma^e \gg T_0 (\partial \epsilon / \partial T)_\rho$ ^[10], $I_{(r)}$ 是入射光强,研究中我们假定以高斯光基模入射,取 $\delta = 1$,联合(2),(3),利用(1),在温度变化不大时,可将 $\partial n / \partial T, \partial n / \partial \rho$ 视为常数,则有

$$-\frac{\partial^2 (\Delta \rho)}{\partial t^2} + v^2 \nabla^2 (\Delta \rho) + v^2 \beta_T \rho_0 \nabla^2 (\Delta T) + \frac{\eta}{\rho_0} \frac{\partial [\nabla^2 (\Delta \rho)]}{\partial t} = \frac{\gamma^e}{8\pi} \nabla^2 [I_{(r)}] \quad (5)$$

$$\rho_0 C_P \frac{\partial (\Delta T)}{\partial t} - \lambda_T \nabla^2 (\Delta T) = \frac{nca}{8\pi} I_{(r)} + \frac{ca}{8\pi} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) I_{(r)} (\Delta T) + \frac{ca}{8\pi} \left(\frac{\partial n}{\partial \rho} \right) I_{(r)} (\Delta \rho) \quad (6)$$

实际上介质折射率的空间变化与入射光强有最直接的关系,可认为介质温度、密度起伏与光强

有同样的空间分布, 设 $\Delta T = W_{(t)}I_{(r)}$, $\Delta\rho = D_{(t)}I_{(r)}$, 带入(5), (6) 式可得

$$\ddot{D}_{(t)} - (\eta/\rho_0)q^2\dot{D}_{(t)} - q^2v^2D_{(t)} = q^2v^2\beta_T\rho_0W_{(t)} - (q^2\gamma^e/8\pi) \quad (7)$$

$$\dot{W}_{(t)} - \frac{\lambda_T q^2}{\rho_0 C_P} W_{(t)} = \frac{n_0 c \alpha}{8\pi \rho_0 C_P} + \frac{c \alpha}{8\pi \rho_0 C_P} \left(\frac{\partial n}{\partial \rho} \right) D_{(t)} I_{(r)} - \frac{c \alpha}{8\pi} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) W_{(t)} I_{(r)} \quad (8)$$

$q^2 = (16\tau^2 - 12\tau_0^2)/r_0^2 \leq 0$, $r \in [0, (\sqrt{3}/2)r_0]$, r_0 是光束束腰半径, 利用迭代解法可得到方程组的解

$$D_{(t)} = \frac{\gamma^e}{8\pi v^2} [1 - \exp(-\Gamma_B t) \cos \Omega t] - \frac{n_0 c \alpha \beta_T}{8\pi c C_P \Gamma_R} [1 - \exp(-\Gamma_R t)] \quad (7')$$

$$W_{(t)} = \frac{c \alpha \gamma^e}{(8\pi v)^2 C_P \rho_0 \Omega} \left(\frac{\partial n}{\partial \rho} \right) I_{(r)} [\exp(-\Gamma_B t) \sin \Omega t] + \frac{n_0 c \alpha}{8\pi c C_P \Gamma_R} [1 - \exp(-\Gamma_R t)] \quad (8')$$

Δn 可表示为

$$\Delta n = \Delta n_1 + \Delta n_2 + \Delta n_3 \quad (9)$$

$$\Delta n_1 = I_{(r)} c_1 [1 - \exp(-\Gamma_R t)] \quad (10)$$

$$\Delta n_2 = I_{(r)} c_2 \exp(-\Gamma_B t) \sin \Omega t \quad (11)$$

$$\Delta n_3 = I_{(r)} c_3 (1 - \exp(-\Gamma_B t) \cos \Omega t) \quad (12)$$

其中 $c_1 = \left[\left(\frac{\partial n}{\partial T} - \left(\frac{\partial n}{\partial \rho} \right) \rho_0 \beta_T \right) \right] \frac{n_0 c \alpha}{8\pi \rho_0 C_P \Gamma_R}$, $c_2 = \frac{c \alpha \gamma^e}{(8\pi v)^2 \rho_0 C_P \Omega} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) \left(\frac{\partial n}{\partial \rho} \right) I_{(r)}$, $c_3 = \frac{\partial n}{\partial \rho} \frac{\gamma^e}{8\pi v^2}$,

$$\Gamma_R = -\frac{\lambda_T q^2}{\rho_0 C_P}, \Gamma_B = -\frac{\eta q^2}{2\rho_0}, \Omega = |q v|。$$

4 结果分析

从 Δn 的表达式(9)看到, 第一项描述的是由于热膨胀引起的密度变化, 它的系数 c_1 受温度变化 $W_{(t)}$ 的控制, 预计在一定的温升下, 密度变化的大小是有限的。第二项描述的是密度、温度耦合效应。最后一项描述的是电致伸缩引起的密度变化的结果。

4.1 由于 $I_{(r)} > 0$, $\Gamma_B > 0$, $c_2 > 0$, $c_3 > 0$, $c_1 < 0$, 以及 $c_1/c_2 \approx -10^9$, $c_1/c_3 \approx -10^3$, 所以 $|\Delta n_1| \gg \Delta n_2, \Delta n_3$, 比较图 2 和图 5 可知 Δn 主要由 Δn_1 决定, 这也说明在介质的 A 面上折射率的变化是负的。当 Δn 的下降达到 Δn_{th} 时, 就立即产生全反射, 隔断透射光, 实现开关功能。从(9)式也可看到 Δn 正比于光强, 还取决于系数 c_1 , 对于产生全反射所需的一定的 Δn_{th} , 增大 c_1 可降低对光强的

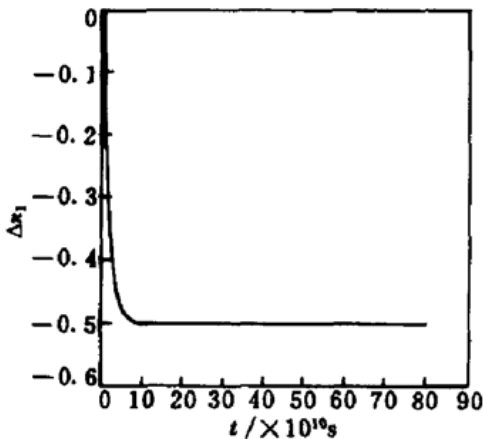


图 2 $\Delta n_1 \sim t$ 的关系图

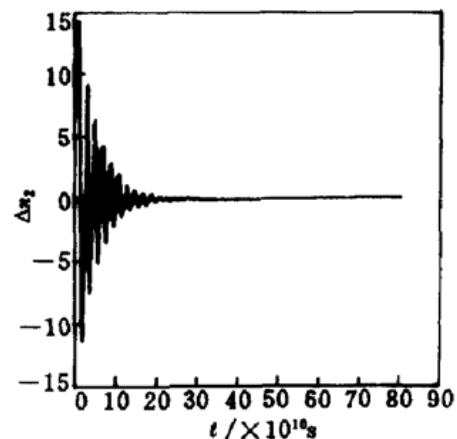


图 3 $\Delta n_2 \sim t$ 的关系图

Fig. 2 Calculated refractive index variation Δn_1 vs time

Fig. 3 Calculated refractive index variation Δn_2 vs time

要求,因而选择吸收系数大的介质材料是有利的。

4.2 因为 $\Delta n \approx \Delta n_1$, 在光作用下, 非线性介质折射率由 0 变化到 Δn_m 的响应时间取决于 Δn_1 的时间常数, 即 Γ_R , 主要取决于介质的热传导特性和光束截面, 因而提高响应时间的主要途径是选用热传导系数大的材料及缩小光斑尺寸。

4.3 (9)式中的第二项的密度、温度耦合效应表征的是一个快速衰减的声频振荡, 振荡频率为 $\Omega \approx |q\nu|$, 衰减常数为 Γ_B^{-1} , 如图 3 所示。从图中可清楚看到: 它是迅速衰减的。在实际过程中, 由于它对折射率变化的贡献很小, 所以在图 5 中没有反映出来。这同时也说明, 在整个过程中, 温度、密度之间的相互制约是在一瞬间完成的。所以可认为在整个时间响应过程中温度、密度是相互独立的, 因而其响应时间与通常意义上的热扩散时间不同。

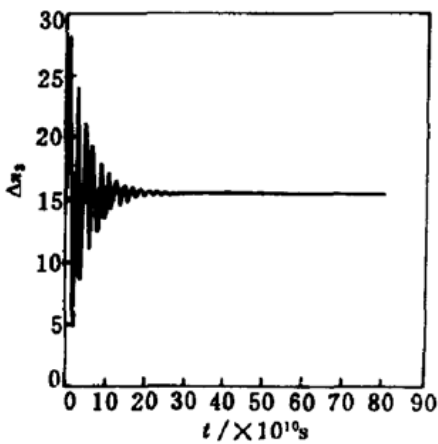


图 4 $\Delta n_3 \sim t$ 的关系图

Fig. 4 Calculated refractive index variation Δn_3 vs time

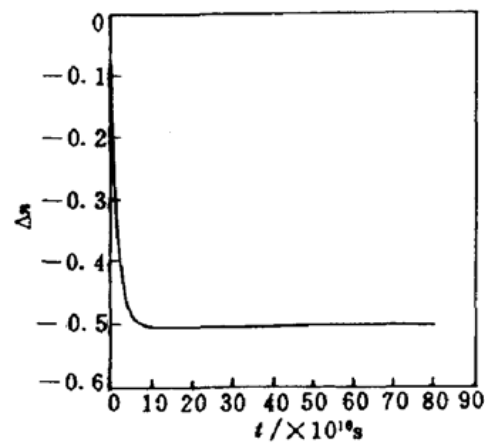


图 5 $\Delta n_4 \sim t$ 的关系图

Fig. 5 Calculated refractive index variation Δn_4 vs time

4.4 Δn_3 的变化过程中受到一声波的调制, 调制频率 $\Omega \approx |q\nu| \sim 2 \times 10^9$ Hz 的量级, 它的衰减常数 $\Gamma_B^{-1} \sim 10^{-9}$ s。实际上, 它反应的是电致伸缩效应引起的很快衰减的密度波的小振荡过程, 图 4 是我们将 Δn_3 放大 10^{14} 倍后的结果, 振荡在 10^{-9} s 内达到稳态。这说明在 Δn 的响应过程中, 由于第二项、第三项中代表振荡的三角函数前的系数部分并不相匹配, 所以在 Δn 的整个响应过程中振荡是不均匀的, 而且衰减很快, 也就是说在介质 3 的 A 面上存在迅速衰减的非均匀的行进波, 由此造成能量损失, 会使入射和反射的能量不完全互补。

4.5 从图 5 还可以看到, 电致伸缩效应的贡献(由图 4 所示)在 Δn 的变化过程中是很小的, 是可以忽略的, 因此我们可以得出结论: 在 A 面上产生非线性效应的主要机制是光致热效应, 其响应时间为皮秒量级。这一结果与 K. Strobl^[8] 的实验结果相一致。

5 结 论

我们讨论的夹层式光开关是利用折射率变化产生全反射来实现开关功能的。随光强的增强开关的动作是“开-关”, 其响应时间可达皮秒量级, 这段时间相当开关的“OFF”时间。开关的“ON”时间由热扩散来确定, 对本文使用的介质, 其热扩散时间为微秒的量级, 这比人眼能感受到外界刺激的时间(0.01 s)还低三个数量级。它可应用于光计算、光逻辑部件、光互连、光隔离器以及激光防护装置中。

参 考 文 献

- 1 Gu Peifu. Nonlinear optical summary. *Modern Optics Technology* (现代光学技术), 1989, 4 : 8 (in Chinese)
- 2 Sasaki Sio. *Liquid Crystal Electronics Foundation and Appliance*. Beijing : Science Press, 1985, 146 (in Chinese)
- 3 I. C. Khoo, J. Y. Hou, G. L. Din *et al.*. Laser-induced thermal, orientational, and density nonlinear optical effects in nematic liquid crystals. *Phys. Rev. A*, 1990, 42(2) : 1001~1004
- 4 Quiniqi Haqiloi. *Function Material*, Japan, 1988, 433
- 5 R. Cuykendall, K. Strobl. Thin-film computing with the nonlinear interface. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1989, 6(5) : 877~883
- 6 Y. R. Shen. *The Principles of Nonlinear Optics*. Beijing : Science Press, 1984, 271 (in Chinese)
- 7 I. C. Khoo, J. Y. Hou, R. Normandin *et al.*. Theory and experiment on optical bistability in a Fabry-Perot interferometer with an intracavity nematic liquid-crystal film. *Phys. Rev. A*, 1983, 27(6) : 3251~3257
- 8 K. Strobl, I. Golub. All-optical switching of reflectivity and transmissivity by a nonlinear sandwich. *IEEE J. Quantum. Electron.*, 1992, 28(6) : 1435~1438
- 9 K. H. Strobl, R. Cuykendall. Single-step switching at a nonlinear interface. *Phys. Rev. A*, 1989, 40(9) : 5143~5146
- 10 J. A. Fleck, Jr., R. L. Carman. Effect of relaxation on small-scale filament formation by ultrashort light pulses. *Appl. Phys. Lett.*, 1972, 20(8) : 290~293

Study of the Time Response Characteristics of a Novel Optical Switch

Gao Yanxia Zhang Hua Jun Na Xu Shixiang

(National Laboratory on High Power Laser & Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Abstract In this paper, the nonlinear optical effect of a sandwichlike optical switch composed of nonlinear media with negative refractive index variation and light irradiation is discussed. Starting from its fundamental theorem, we analyzed the mechanism of light-induced refractive index variation and inferred that the light-induced thermal effect is the major cause of the refractive index variation. Then, we discussed in detail the factors which influence the time response characteristics. The theoretical analysis agrees with the experimental results.

Key words thermo-induced nonlinear effect, sandwichlike optical switch, time response characteristics