

室温条件下掺铒光纤中光脉冲群速可控特性的研究*

邱 巍 掌蕴东 叶建波 田 赫 王 楠 王金芳 袁 萍

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所 哈尔滨 150001)

(2006 年 12 月 7 日收到, 2007 年 5 月 23 日收到修改稿)

利用相干布居振荡技术在介质吸收光谱上产生烧孔, 孔宽大约为基态粒子数恢复时间的倒数. 由增益理论分析得到不同抽运光功率对介质吸收状态的影响. 在介质的吸收区域, 振荡导致光脉冲经历饱和和吸收, 脉冲传输延迟. 在介质的增益区域, 振荡又导致光脉冲经历增益饱和, 脉冲传输超前. 应用此技术在掺铒光纤中实现了光速人为可控. 在掺铒光纤晶体中观测到了最慢为 2.857×10^3 m/s 的光速减慢传输, 相应感生群折射率为 10.5×10^4 . 根据布居振荡效应及增益理论, 由速率方程出发, 得到了信号光的群延迟理论解析表达式, 理论仿真与实际测量符合较好. 以此理论为基础较全面地分析了实现光速可控的方法.

关键词: 光谱烧孔, 相干布居振荡, 饱和吸收, 慢光

PACC: 4265, 4281D

1. 引 言

近年来, 控制光波在介质中传输速度已经成为光学领域的一个研究热点, 利用与光学吸收或增益相关联的色散及人造材料等方法实现了光速的各种变化^[1-20], 甚至使光速为零^[21, 22]. 但是, 在与介质发生共振的强色散区域, 光波被强烈吸收, 给实验测量带来了困难. Harris 等^[8]于 1990 年提出电磁感应透明(EIT). EIT 是指在有外加电磁场的情况下, 使介质本应处于强吸收的区域变得透明. 由 Kramers-Kronig 色散关系可知, 改变介质对光吸收的同时也导致介质折射率发生急剧变化. 由群速的表达式 v_g

$$= \frac{c}{n + \omega \frac{dn}{d\omega}}$$

(n 是探测光在晶体中的折射率, ω 是光频)可知, 在小频率范围内介质的折射率发生急剧变化是实现光速可控的关键. 这也使得利用介质共振区的强色散来获得光速可控成为可能. Hau 等^[12]基于 EIT 效应, 利用激光制冷到 450 nK (已小于钠原子产生玻色-爱因斯坦凝聚的临界温度)的钠原子蒸汽使光速减慢到了 17 m/s; 以 EIT 为基础, Kash 等^[13]借助于调制技术在铷蒸汽中测到 90 m/s 的群速; 用类似的方法, Budker 等^[14]得到了 8 m/s 的群速; Turukhin 等^[15]利用 EIT 技术在掺铒的 Y_2SiO_5 中实现了群速为 45 m/s 的慢光传输, 实验保持 5 K 的

低温. EIT 技术一般应用于气体介质, 且要把介质处于低温或者加热状态, 因此对实验装置要求较高, 也不利于实际应用.

1967 年, Schwartz 等^[16]通过求解密度矩阵的运动方程预言, 在用强光抽运介质的情况下用第二束光来探测时会产生光谱烧孔现象, 即使此时介质的加宽机理是常规的均匀加宽. 当拍频小于或近似等于粒子弛豫时间的倒数时, 抽运光波可以有效地把瞬态调制的基态粒子散射到探测波上去, 从而限制了探测波的吸收, 在探测光的吸收线上出现烧孔, 而且烧孔的宽度正比于粒子的弛豫时间. 这样, 在介质的烧孔区域同时实现了高透射率和强色散. 2003 年, Boyd 研究小组^[17, 18]在室温条件下, 利用光谱烧孔技术在红宝石和紫翠宝石晶体中观测到慢光及超光速传输现象, 表明光控技术开始走向实用. 但在实现室温固体中光速可控的实验方面, 光波只能工作在特定波长, 且需要特殊晶体, 对实验条件要求较高, 距离实用还有一定距离. 随着研究的不断深入, 对光速可控这项研究工作的兴趣已逐渐转移到了光纤介质中来. 由于信号光工作在 1550 nm 波段, 这给通信方面的实际应用带来了更大的前景. 2006 年, Schweinsberg 等^[19, 20]在掺杂光纤中观测到慢光及超快光传输现象.

本文以红宝石、紫翠宝石晶体中慢光^[23, 24]和光纤中慢光、超光速^[25]理论及实验研究结果为基础,

* 国家自然科学基金(批准号 60478014, 60272075)资助的课题.

以低功率激光作为信号光源,利用光谱烧孔造成折射率的急剧变化,从而在掺铒光纤中得到光群速的变化.实验采用室温条件下的固体材料,而且装置简单易操作,还实现了高效探测.

2. 理论模型

粒子由激发态至亚稳态弛豫时间远远小于亚稳态到基态的弛豫时间,所以可以认为激发态能级上粒子数近似为零,即 $N_3 = 0$. N_i ($i = 1, 2, 3$) 为各能级上的粒子数分布.因此, Er^{3+} 可简化为二能级激光系统,设定基态粒子数密度为 n_1 ,亚稳态粒子数密度为 n_2 ,满足速率方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_1}{\partial t} &= -R_{13}n_1 - W_{12}n_1 + W_{21}n_2 + \frac{\rho - n_1}{\tau}, \\ \frac{\partial n_2}{\partial t} &= W_{12}n_1 - W_{21}n_2 + R_{13}n_1 - \frac{n_2}{\tau}, \end{aligned} \quad (1)$$

式中 $n_1 + n_2 \approx \rho$, ρ 为铒离子的密度, W 代表与信号有关的跃迁概率, R 代表与抽运有关的跃迁概率.根据跃迁概率方程和光传输方程,在忽略掺铒光纤的散射及其他损耗的近似下,由(1)式得到

$$\frac{\partial (An_1)}{\partial t} = \frac{\partial P_p}{\partial z} + \frac{\partial P_s}{\partial z} + \frac{(\rho - n_1)A}{\tau}, \quad (2)$$

式中 A 表示纤芯掺杂的有效面积.定义

$$\begin{aligned} b_p &= \frac{\Gamma_p \sigma_{13}}{A}, \\ b_s &= \frac{\Gamma_p (\sigma_{12} + \sigma_{21})}{A}, \\ c_s &= \Gamma_s \sigma_{21} \rho L, \end{aligned}$$

式中 Γ_s, Γ_p 代表信号光和抽运光模场与纤芯掺杂区的重叠积分因子, σ_{12}, σ_{13} 分别为基态对信号光和抽运光的吸收截面, σ_{21} 为亚稳态的受激发射截面.

(2)式沿着 z 方向积分,得到输出功率的表达式.基于以上的分析讨论,获得基态粒子数分布的一阶非线性微分方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_1}{\partial t} &= P_p(0, t) [\exp(-b_p N_1) - 1] \\ &+ P_s(0, t) [\exp(-b_s N_1 + c_s) - 1] + \frac{N_0 - N_1}{\tau}, \end{aligned} \quad (3)$$

式中 N_1 为基态粒子数, N_0 为总粒子数.对信号光进行功率调制,

$$P_s(0, t) = P_s^0(0) [1 + \mu \cos \delta t],$$

其中 $P_s^0(0)$ 是未加调制时输入端信号光功率.设定

基态粒子数的分布为

$$N_1(t) = N_1^0 [1 + \gamma \cos(\delta t + \phi)],$$

其中 N_1^0 为未加调制时稳态解.在稳态时,由(3)式得 N_1^0 的近似解析表达式

$$N_1^0 = \frac{P_s^0(0)c_s + \frac{N_0}{\tau}}{P_p^0(0)b_p + P_s^0(0)b_s + \frac{1}{\tau}}.$$

利用 Newton-Raphso 迭代法和(3)式的稳态表达式,经过五次以上的重复迭代,由此确定未加调制时较精确的稳态解.得到未加调制时输出端抽运光及信号光的功率表达式

$$\begin{aligned} P_p^0(L) &= P_p^0(0) \exp(-b_p N_1^0), \\ P_s^0(L) &= P_s^0(0) \exp(-b_s N_1^0 + c_s). \end{aligned} \quad (4)$$

定义

$$\delta_{\text{eff}} = P_s^0(L)b_s + P_p^0(L)b_p + \frac{1}{\tau},$$

对基态粒子数的分布 $N_1(t)$ 求导,保留一次谐波量,得基态粒子数调制的相位和幅度表达式

$$\begin{aligned} \tan \phi &= -\frac{\delta}{\delta_{\text{eff}}}, \\ N_1^0 \gamma &= \frac{\mu [P_s^0(L) - P_s^0(0)]}{\sqrt{\delta^2 + \delta_{\text{eff}}^2}}. \end{aligned} \quad (5)$$

输出信号功率表达式为

$$P_s(L, t) = P_s(0, t) \exp(-b_s N_1 + c_s),$$

将

$$N_1(t) = N_1^0 [1 + \gamma \cos(\delta t + \phi)]$$

代入后并保留一次谐波量,可得到

$$\begin{aligned} P_s(L, t) &= P_s^0(L) [1 + \mu' \cos \delta t - b_s N_1^0 \gamma \cos(\delta t + \phi)]. \end{aligned} \quad (6)$$

利用三角公式

$$A \cos \delta t + B \sin \delta t = \sqrt{A^2 + B^2} \cos(\delta t - \theta),$$

最后可得 $z = L$ 处输出信号光功率的表达式

$$P_s(L, t) = P_s^0(L) [1 + \mu' \cos(\delta t - \theta_s)]. \quad (7)$$

式中

$$\begin{aligned} \mu' &= \sqrt{(\mu - b_s N_1^0 \gamma \cos \phi)^2 + (b_s N_1^0 \gamma \sin \phi)^2}, \\ \tan \theta_s &= \frac{b_s N_1^0 \gamma \sin \phi}{\mu - b_s N_1^0 \gamma \cos \phi}. \end{aligned}$$

在定义 $b_s [P_s^0(L) - P_s^0(0)] = \eta$ 的条件下,根据方程(5)和(7)并经进一步简化,得到信号光延迟的解析表达式

$$D = -\frac{1}{\delta} \arctan \left(\frac{\delta}{\frac{\delta_{\text{eff}}^2 + \delta^2}{\eta} - \delta_{\text{eff}}} \right). \quad (8)$$

3. 分析与讨论

以 dB/m 为单位的吸收系数 α 和发射系数 β 与重叠积分因子和吸收截面、发射截面有下列关系成立：

$$\begin{aligned} \alpha_s &= \Gamma_s \sigma_{12} n_0, \\ \alpha_p &= \Gamma_p \sigma_{13} n_0, \\ \beta_s &= \Gamma_s \sigma_{21} n_0. \end{aligned}$$

实验中所用的掺铒光纤长度为 30 m, 纤芯半径 $1.66 \mu\text{m}$, $\alpha_s = 2.826 \text{ dB/m}$, $\alpha_p = 3.715 \text{ dB/m}$, $\beta_s = 4.318 \text{ dB/m}$. 信号光波长为 1550 nm, 功率为 4.05 mW 经分束器被分为两束光, 一束作为探测光, 另一束作为参考光. 在实验系统中结合外加抽运激光源, 工作在 980 nm 波段附近, 决定信号光脉冲的超前或延迟.

基于光纤调制技术, 幅值调制的信号光可近似为三频率光波成分, 频谱如图 1 所示.

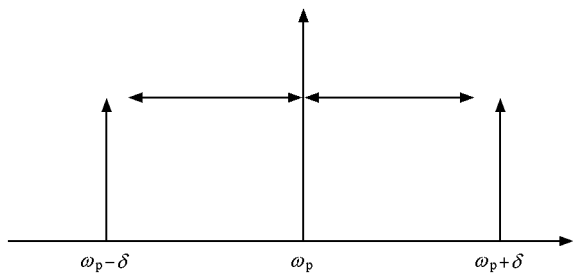


图 1 幅值调制信号光近似为三频率光波的频谱

以频谱中间部分作为抽运光源, 以两边频带作为探测光源. 粒子以抽运光和探测光间拍频 ($\omega_s = \omega_p + \delta$, δ 为调制频率) 在基态和亚稳态之间振荡. 由于粒子弛豫时间长 (约为 10.5 ms), 可感知的幅值振荡仅发生在 $\delta T_1 \ll 1$ 的情况, 其中 T_1 是基态粒子的恢复时间. 图 2 给出了介质的增益与外加抽运功率的关系.

在介质的吸收区域, 振荡导致探测光脉冲经历饱和吸收, 此时脉冲传输延迟; 在介质的增益区域, 振荡又导致探测光脉冲经历增益饱和, 脉冲传输超前. 这两种情况下的脉冲传输的时间延迟和超前如图 3 所示.

从图 3 可以看到, 当抽运功率小于 12.5 mW 时, 介质处于吸收状态. 此时光脉冲信号延迟, 时间延迟为正. 当抽运功率大于 12.5 mW 时, 光脉冲信号超前, 时间延迟为负. 通过这种外加抽运激励光源

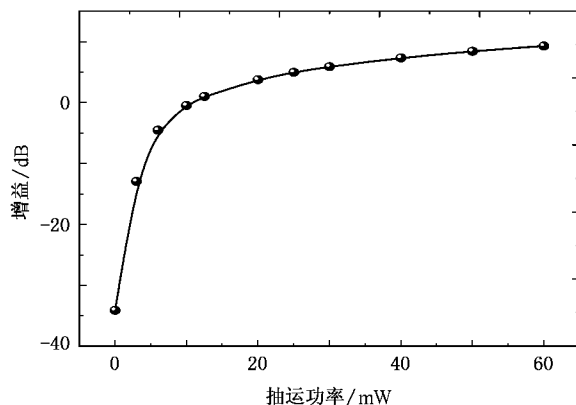


图 2 介质增益与抽运功率的关系

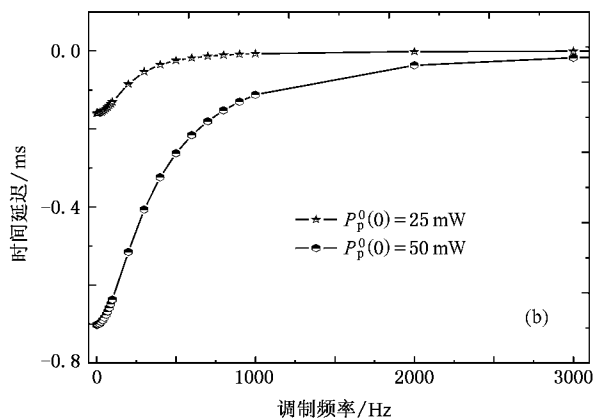
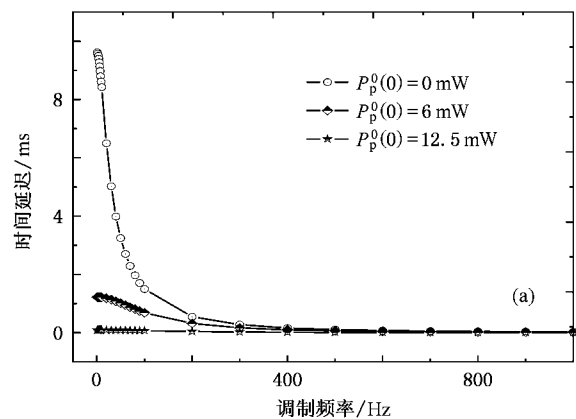


图 3 信号光的时间延迟与调制频率的关系 (a) 在介质的吸收区域 (b) 在介质的增益区域

的方法来改变介质的吸收状态, 可以有效地控制光脉冲信号在掺铒光纤中的传输. 随着抽运光功率的提高, 实现慢光到超光速传输的转变, 并且这种转变仅仅是通过一个外加的抽运激光源就可以实现.

以相干布居振荡及增益理论为基础, 分别讨论了在不同的信号光功率和不同的抽运光功率时光脉冲的延迟情况. 图 4 为在无外加抽运时, 不同信号

光功率的情况下信号光时间延迟与调制频率的关系。由图4可以看出,光脉冲的时间延迟与信号光功率之间存在着依赖关系。在相同的调制频率下,信号光功率越大,相应的时间延迟也越大。不同的信号光功率所导致光脉冲传输延迟的程度,在低频率区域很显著,随着调制频率的提高,这种差异逐渐消失。

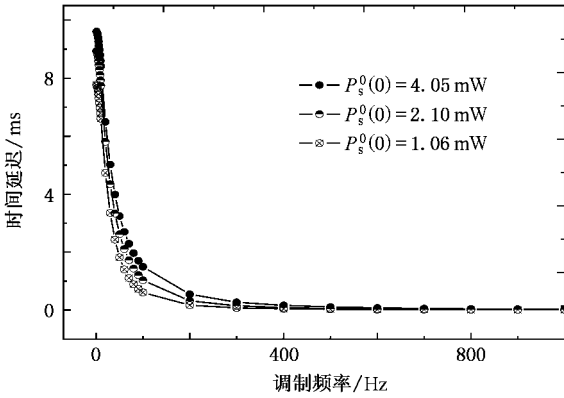


图4 无外加抽运时,不同信号光功率情况下信号光的时间延迟与调制频率的关系

基于以上所述可知,不同的抽运激励光强对信号光传输有着重大的影响。由此讨论了在特定的调制频率下,通过连续改变抽运功率得到光脉冲相位延迟的变化情况。图5为相同信号光功率下,不同调制频率时的信号光相位延迟与外加抽运功率的关系。由图5可以看出,在不改变信号光功率和调制频率情况下,仅仅通过调节抽运光功率,信号光的相位是连续变化的。由此获得一种控制光脉冲传输的有效技术,即不断调节抽运功率来获得不同的时间及相位延迟,从而实现光速连续可控。

通过实验研究,测得在信号光功率为4.05 mW时,无外加抽运激励的情况下不同调制频率所对应的时间延迟,并应用上述理论模型进行了仿真,仿真结果与实验测量结果符合很好。理论仿真与实验结果比较如图6所示。调制频率为10 Hz时,理论预测的时间延迟为8.42 ms,实验测量所得的时间延迟为9.07 ms,实验中所测得的最大时间延迟是10.75 ms。并且通过实验观测到调制频率为低频段(5—100 Hz)时间延迟为若干毫秒,调制频率为高频段(100 Hz以上),时间延迟逐渐达到微秒量级。在调制频率为5 Hz时,测得输入脉冲与输出脉冲的波形如图7所示。在信号功率不变的条件下,调制频率越低,相互作用就越强,信号光的时间延迟越大,光

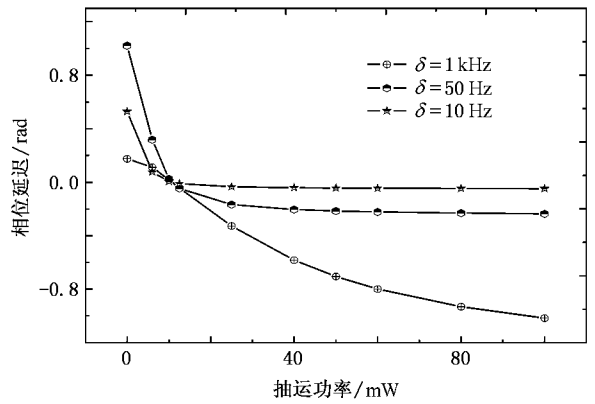


图5 在相同信号光功率下,不同调制频率时的信号相位延迟与外加抽运功率的关系

纤介质中的光群速就越慢。

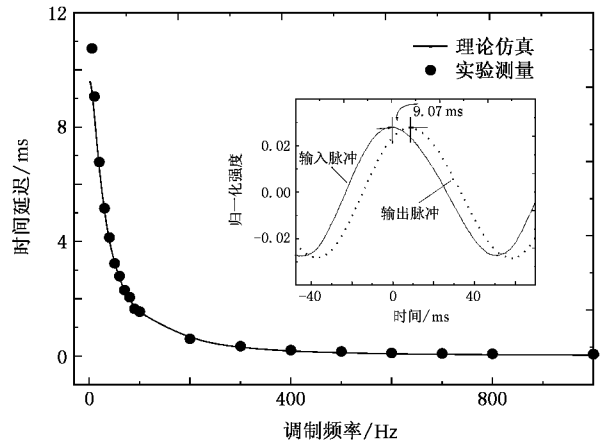


图6 信号光功率为4.05 mW时,无外加抽运激励的情况下不同调制频率所对应的时间延迟。实线为理论仿真结果,点为实验测量结果。内插图是调制频率为10 Hz时测得光脉冲的延迟波形

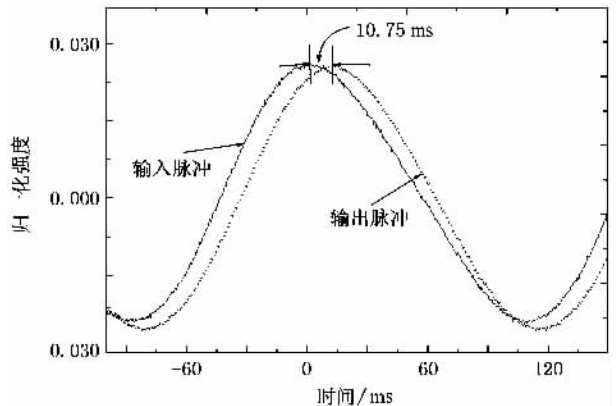


图7 调制频率为5 Hz时,实验所测脉冲波形。此时得到最大的时间延迟为10.75 ms

上述研究表明,在掺铒光纤中实现光速可控是

可行的. 通过改变调制频率可以得到不同程度的时间延迟或者超前,也可以通过控制信号光功率来改变时间延迟. 对于特定的调制频率,通过改变抽运功率可实现相位延迟的连续变化.

4. 结 论

利用相干布居振荡技术在介质的吸收光谱上产生烧孔,从而造成折射率的急剧变化,在掺铒光纤中

实现光速可控. 通过外加抽运激励光源的方法来改变介质的吸收状态,可以有效地控制信号光脉冲在掺铒光纤中的延迟或超前传输. 既可以通过改变调制频率,也可以通过改变信号光和抽运光的功率来有效地控制光传输的群速. 本文中实验测量的最大相位延迟为 0.34,对应的群速为 2.857×10^3 m/s,相应感生群折射率为 10.5×10^4 . 还得到了光群速随调制频率的变化关系:调制频率越低,相互作用越强,介质中的光速越慢.

-
- [1] Hillman L W , Boyd R W , Krasinski J , Stroud C R 1983 *Opt. Commun.* **45** 416
- [2] Su H , Kondratko P , Chuang S L 2006 *Opt. Express* **14** 4800
- [3] Zhang G , Bo F , Dong R , Xu J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 133903
- [4] Podivilov E , Sturman B , Shumelyuk A , Odoulov S 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 083902
- [5] Steinberg A M , Kwait P G , Chiao R Y 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 708
- [6] Spielmann C , Szpöcs R , Stingl A , Krausz F 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 2308
- [7] Wang L J , Kuzmich A , Dogariu A 2000 *Nature* **406** 277
- [8] Harris S E , Field J E , Imamoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
- [9] Agarwal G S , Dey T N 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 203901
- [10] Harris S E , Field J E , Kasapi A 1992 *Phys. Rev. A* **46** 29
- [11] Kasapi A , Jain M , Yin G Y , Harris S E 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 2447
- [12] Hau L V , Harris S E , Dutton Z , Behroozi C H 1999 *Nature* **397** 594
- [13] Kash M M , Sautenkov V A , Zibrov A S 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 5229
- [14] Budker D , Kimball D F , Rochester S M , Yashchuk V V 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 1767
- [15] Turukhin A V , Sudarshanam V S , Shahriar M S 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 023602
- [16] Schwartz S E , Tan T Y 1967 *Appl. Phys. Lett.* **10** 4
- [17] Bigelow M S , Lepeshkin N N , Boyd R W 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 113903
- [18] Bigelow M S , Lepeshkin N N , Boyd R W 2003 *Science* **301** 200
- [19] Schweinsberg A , Lepeshkin N N , Bigelow M S 2006 *Europhys. Lett.* **73** 218
- [20] Shin H , Schweinsberg A , George G , Schwartz K , Chang H J , Boyd R W 2007 *Opt. Lett.* **32** 906
- [21] Liu C , Dutton Z , Behroozi C H , Hau L V 2001 *Nature* **409** 490
- [22] Kocharovskaya O , Rostovtsev Y , Scully M O 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 628
- [23] Fan B H , Zhang Y D , Yuan P 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4692 (in Chinese) [范保华、掌蕴东、袁 萍 2005 物理学报 **54** 4692]
- [24] Zhang Y D , Fan B H , Yuan P , Ma Z G 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 87
- [25] Zhang Y D , Ye J B , Qiu W 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 1248

Controllable group velocity of light pulse in erbium-doped optical fiber at room temperature^{*}

Qiu Wei Zhang Yun-Dong Ye Jian-Bo Tian He Wang Nan Wang Jin-Fang Yuan Ping

(*Institute of Optoelectronics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China*)

(Received 7 December 2006 ; revised manuscript received 23 May 2007)

Abstract

In the absorption spectrum of the medium a burning hole appeared by coherent population oscillation, and the linewidth of this feature was approximately the inverse of the ground state population recovery time. Based on the theoretical analysis of gain the effect of absorption was different for different pump power. In a medium with absorption the oscillation leads to the pulse experiencing absorption saturation and propagation delay; in a medium with gain this effect induces the pulse experiencing gain saturation and propagation advance. Making use of coherent population oscillation we controlled the group velocity of light propagation in erbium-doped optical fiber. In experiment, the slowest group velocity was 2.857×10^3 m/s, and the corresponding group index was 10.5×10^4 . According to coherent population oscillation and gain, we obtained the analytic expression of the group delay from rate equation and its simulation results were quantitatively coincident with our experimental data. The methods of controlling group velocity were comprehensively analyzed through the analytic model.

Keywords : spectrum burning hole, coherent population oscillation, absorption saturation, slow light

PACC : 4265, 4281D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60478014, 60272075).