

# 均匀展宽增益介质中超光速饱和现象的研究\*

邱巍<sup>†</sup> 吕品 马英驰 徐晓娟 刘典 张程华

(辽宁大学物理学院, 沈阳 110036)

(2011年11月9日收到; 2012年1月4日收到修改稿)

根据饱和增益理论分析可知, 不同抽运光功率对应着介质不同的吸收和增益状态. 在吸收介质中, 相干布居振荡效应导致光脉冲经历饱和吸收, 光脉冲传输延迟; 在增益介质中, 相干布居振荡效应导致光脉冲经历增益饱和, 光脉冲传输超前. 本文由铷离子的亚稳态速率方程出发, 建立了掺铷光纤中超光速传输的理论模型, 同时得到时间超前的数值解析表达式; 讨论了低频率段超光速的饱和现象, 即超光速在低频段并不随着抽运光功率的增强而加强, 而在高频段随抽运光功率的增加而加强.

**关键词:** 增益介质, 相干布居振荡, 超光速

**PACS:** 42.25.Bs, 42.70.Nq

## 1 引言

在 20 世纪 60 年代, 一些物理学家提出可能存在超光速粒子, 这并不与狭义相对论冲突. 1967 年, Feinberg 发表“超光速粒子的可能性”论文, 给出了无相互作用、无自旋的超光速粒子的量子场理论, 认为该粒子是 Lorentz 不变性的 Fermi 子, 可满足相对论要求<sup>[1]</sup>. Bilaniuk 和 Deshpande<sup>[2]</sup> 也提出寻找超光速粒子 (tachyon 快子) 的想法. 但是, 20 世纪 60—70 年代对快子的搜寻未获成功. 90 年代超光速研究再次成为热点, 情况颇为不同. 关键在于对量子隧道效应以及对电磁理论和量子力学的消失波 (evanescent waves) 的深入研究, 奠定了超光速研究新的理论基础. 而微观粒子穿过隧道时, 隧穿时间非常短的事实, 也使人们觉得超光速可以接受. 最早利用量子隧穿理论进行超光速实验的是德国科隆大学的 Ender 和 Nimtz, 1992 年他们用微波实现了这种“超光速”, 在实验中他们把莫扎特第 40 号交响曲调制在微波载频上, 然后使之分为两路: 一路通过长 12 cm 的截止波导 (作为势垒), 另一路通过等长的, 以光速  $c$  传播的传输线; 然后在终端精测两路信号到达的时间差, 结果是插入了截止

波导的那路的信号先到达, 通过计算得出信号在截止波导中的速度为  $4.7c$ <sup>[3]</sup>. 1997 年 Nimtz 和 Heitmann 再次发表类似的实验, 得到  $4.34c$  的群速度<sup>[4]</sup>. 1993 年, 加利福尼亚大学伯克利分校的 Chiao 等<sup>[5]</sup> 通过测量可见光光子通过特定过滤器的隧穿时间, 证明了光子的“超光速”隧穿效应的存在.

另一类超光速实验是使光脉冲通过反常色散介质的实验. 1982 年 Chu 和 Wong<sup>[6]</sup> 观察到大的反常色散但同时伴随非常大的吸收. Akulshin 等<sup>[7]</sup> 在二能级驱动系统利用电磁感应吸收技术得到非常大的反常色散 (推算出  $v_g = -c/23000$ ), 但仍然存在大的吸收. 2003 年, Kim 等<sup>[8]</sup> 利用此技术观测到  $-c/14400$  的群速度. 另一种替代的方法是由 Steinberg 和 Chiao<sup>[9]</sup> 提出, Wang 等<sup>[10]</sup> 证实的利用一对拉曼增益特性产生感应透明及诱导大的折射率色散, 这里  $dn/d\omega$  的符号和 EIT 技术中相反. 2000 年, 美国 NEC 研究所的 Wang 等<sup>[10]</sup> 做了一个著名的超光速实验. 他们使光脉冲通过反常色散状态的铯气室, 测得脉冲在气室内的负延迟 (脉冲超前) 是其在真空中的渡越时间的 310 倍, 即得到了负的群速度  $v_g = -c/310$ . 2003 年, Boyd 等<sup>[11]</sup> 的研究不断深入, Schweinsberg 等<sup>[12]</sup> 利用相干布

\* 辽宁大学国家级项目预申报基金 (批准号: 2009LDGY06)、辽宁大学博士启动基金和国家自然科学基金 (批准号: 10874062) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: qiuwei1202@yahoo.com.cn

居振荡技术在掺铒光纤中观测到超光速传输现象. 2008 年, 邱巍等<sup>[13]</sup>也在掺铒光纤中实现了光速的可控传输. 2011 年, Qian 等<sup>[14]</sup>利用互调制截面调制技术对掺铒光纤中的群速度操控进行了深入的研究, 在掺铒光纤中得到了慢光和超光速传输. 此外, 利用光纤中的受激布里渊散射过程及其他技术手段也实现了超光速及光速可控传输<sup>[15,16]</sup>.

本文以掺铒光纤中的慢光、超光速理论及实验研究结果为基础, 由铒离子的亚稳态速率方程出发, 建立掺铒光纤中超光速传输的理论模型, 同时得到了数值解析表达式. 为了有效地控制光纤中的超光速传输, 掌握其传输特性, 具体研究了低频段超光速的饱和现象, 即超光速在低频段并不随着抽运光功率的增强而加大, 而在高频段随抽运光功率的增强而加强. 在 0—100 mW 的功率范围内, 最优调制频率和最大相对超前均随抽运光功率的增强而增大.

## 2 理论模型

信号光和抽运光沿着  $z$  方向传播, 其传输方程为<sup>[17]</sup>

$$\frac{\partial}{\partial z} P_p = -R_{13} A n_1 - \gamma_p P_p, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} P_s = -W_{12} A n_1 + W_{21} A n_2 - \gamma_s P_s.$$

考虑速率方程和跃迁几率方程, 可得亚稳态粒子数分布的一阶非线性微分方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} N_2 = & P_s(0, t) [1 - \exp\{B_s N_2 - C_s\}] \\ & + P_p(0, t) [1 - \exp\{B_p N_2 - C_p\}] - \frac{N_2}{\tau}, \end{aligned} \quad (2)$$

$B_p = \frac{\Gamma_p \sigma_{13}}{A}$ ,  $C_p = \Gamma_p \sigma_{13} \rho L$ ,  $B_s = \frac{\Gamma_s (\sigma_{12} + \sigma_{21})}{A}$ ,  $C_s = \Gamma_s \sigma_{12} \rho L$ ;  $A$  表示纤芯掺杂的有效面积.  $\Gamma_s$ ,  $\Gamma_p$  代表信号光和抽运光模场与纤芯掺杂区的重叠积分因子, 其值随掺杂半径而变;  $\sigma_{12}$ ,  $\sigma_{13}$  分别为基态对信号光和抽运光的吸收截面,  $\sigma_{21}$  为亚稳态的受激发射截面. 引入随时间改变的余弦功率信号作为传输信号 (或者抽运) 的调制  $P_s(0, t) = P_s^0(0) (1 + m_s \cos \omega t)$ , 亚稳态粒子数方程为  $N_2(t) = N_2^0 [1 + \delta \cdot \cos(\omega t + \phi)]$ , 则可得到

$$\frac{\partial}{\partial t} N_2(t) = -N_2^0 \delta \omega \sin(\omega t + \phi)$$

$$\begin{aligned} & -N_2^0 \delta \omega \sin(\omega t + \phi) \\ = & P_s^0(0) (1 + m_s \cos \omega t) \\ & \times [1 - \exp\{B_s N_2^0 \\ & \times (1 + \delta \cos(\omega t + \phi)) - C_s\}] \\ & + P_p^0(0) [1 - \exp\{B_p N_2^0 \\ & \times (1 + \delta \cos(\omega t + \phi)) - C_p\}] \\ & - N_2^0 \frac{1 + \delta \cdot \cos(\omega t + \phi)}{\tau}. \end{aligned} \quad (3)$$

最后得  $z = L$  处的输出光功率的表达式

$$P_s(L, t) = P_s^0(L) [1 + m'_s \cos(\omega t + \theta_s)], \quad (4)$$

其中

$$\begin{aligned} m'_s &= \sqrt{(m_s + B_s N_2^0 \delta \cos \phi)^2 + (B_s N_2^0 \delta \sin \phi)^2}, \\ \tan \theta_s &= \frac{B_s N_2^0 \delta \sin \phi}{m_s + \cos \phi B_s N_2^0 \delta}. \end{aligned}$$

设  $B_s [P_s^0(0) - P_s^0(L)] = \kappa$ , 可得时间超前的数值解析表达式:

$$\begin{aligned} \Delta t &= \frac{\sin \phi \cdot \kappa}{\sqrt{\omega^2 + \omega_{\text{eff}}^2} + \cos \phi \cdot \kappa} \\ &= (1/\omega \cdot 2\pi) \\ &\quad \times \arctan \frac{\omega \cdot \kappa}{\sqrt{\omega_{\text{eff}}^2 + \omega^2}} + \frac{\omega_{\text{eff}} \cdot \kappa}{\sqrt{\omega_{\text{eff}}^2 + \omega^2}}. \end{aligned} \quad (5)$$

## 3 分析讨论

利用相干布居振荡技术在介质吸收光谱上产生烧孔及反烧孔, 由色散关系可知必然会引起慢光及超光速传输<sup>[18]</sup>. 介质吸收光谱上产生烧孔及反烧孔依赖于抽运光功率. 由增益理论分析得知不同抽运光功率影响介质的吸收状态. 在介质的吸收区域, 振荡导致光脉冲经历饱和吸收, 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<sup>[19]</sup>.

通过理论计算 (图 1 为相对调制衰减与调制频率的关系, 即光谱的反烧孔) 可以看到, 当抽运光功率大于 10 mW 时, 介质处于增益状态, 光脉冲信号超前, 时间延迟为负. 此时设定光纤长度为 10 m, 入射信号光功率为 1.5 mW, 抽运光功率分别为 10, 20, 30 和 40 mW. 测量出抽运光为 30 mW 时最窄的孔宽大约是 97 Hz (half width at half maximum, HWHM). 从色散关系角度考虑这种特性: 这么窄的反烧孔 (此频谱区域内介质的吸收系数急剧的变

化) 必然对应着强烈的色散变化, 从而得到光速异常传输.

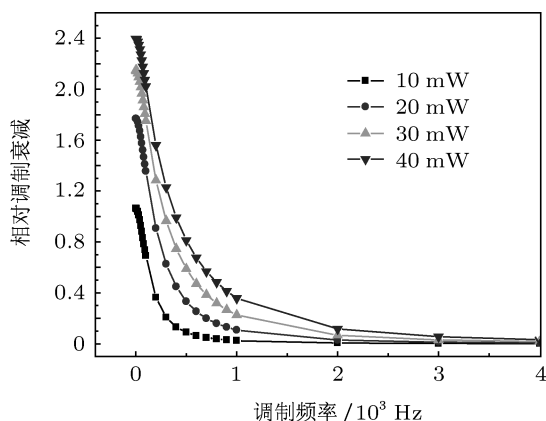


图1 不同抽运光功率下相对调制衰减与调制频率的关系

选定光纤长度为 10 m, 入射信号光功率为 1.5 mW, 计算得到时间超前 (图 2 所示) 和相对超前 (图 3 所示) 相对于抽运光功率增强的变化曲线, 定义相对超前为  $F_a = t_a f_m$ , 其中  $f_m$  为调制频率,  $t_a$  为时间超前. 由变化曲线可以看到: 在低频率段, 时间超前与抽运光功率时存在饱和效应, 当抽运光功率为 30 mW 时得到最大的时间超前; 在高频率段, 时间超前随着抽运光功率的增强而加大. 由图 2 可知, 当抽运功率为 30 mW 时, 得到最大的时间超前为 1.57 ms, 相应最大的相对超前为 0.179, 此时调制频率为 600 Hz. 相干布居振荡技术就是在介质吸收光谱上造成烧孔或反烧孔的产生, 由色散理论可知如此窄的烧孔及反烧孔必然会引起慢光及超光速传输. 当抽运光功率为 30 mW 时, 得到了 97 Hz 的孔宽, 此频谱区域内介质的吸收系数的急剧变化, 导致强色散变化的产生, 光脉冲超前达到最大. 随着抽运光功率的不断增强, 色散变化减弱, 光脉冲超前减小.

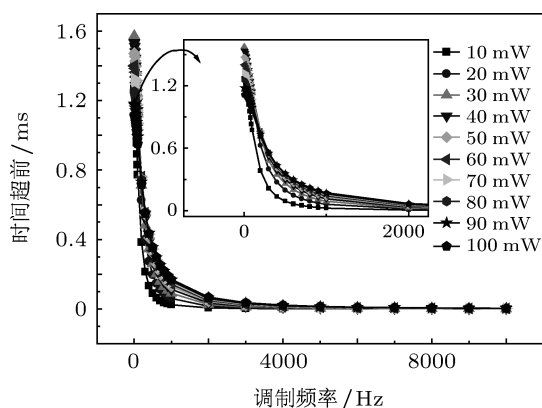


图2 不同抽运光功率下时间超前与调制频率的关系

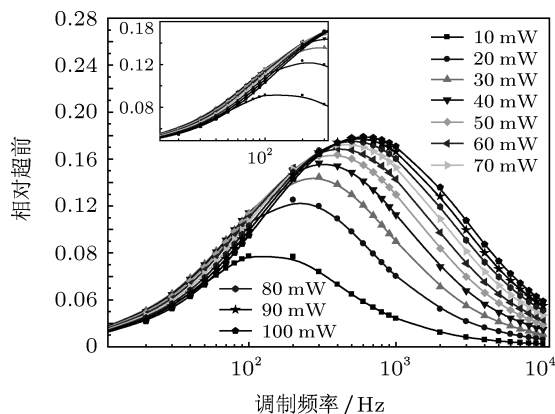


图3 不同抽运光功率下相对超前与调制频率的关系

调制频率分别为 20, 50 和 100 Hz 时, 时间超前随抽运光功率的变化关系由图 4 所示. 通过图 4 可以看到, 在低频率段时间超前与抽运光功率的饱和变化关系, 此处的调制频率分别为 20, 50 和 100 Hz, 在抽运光功率为 30 mW 处达到饱和, 时间超前达到最大, 然后随着抽运光功率的增强, 时间超前不断减小. 当提高抽运光功率时, 时间超前反而降低是由于增益饱和, 对相干布居振荡效应有贡献的激发离子数目减少, 因而导致一个弱色散变化, 此弱色散相应于小的时间超前. 利用计算机模拟光脉冲传输, 给出了当抽运光功率分别为 10, 30, 50 和 100 mW 时归一化的传输波形, 此时调制频率为 50 Hz, 如图 5 所示. 所得时间超前分别为 1.08, 1.42, 1.36 和 1.06 ms, 相应的超光速分别为  $-9.250 \times 10^3$  m/s,  $-7.042 \times 10^3$  m/s,  $-7.352 \times 10^3$  m/s 和  $-9.433 \times 10^3$  m/s. 对于一定的调制频率, 有一最佳的输入抽运光功率而产生最大的时间超前. 随着调制频率的增加, 最大的时间超前减小, 当抽运光功率为 30 mW 时, 得到最大时间超前.

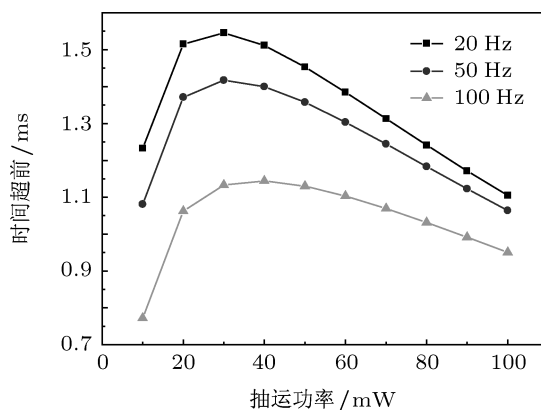


图4 调制频率分别为 20, 50 和 100 Hz 时时间超前随抽运光功率的变化关系

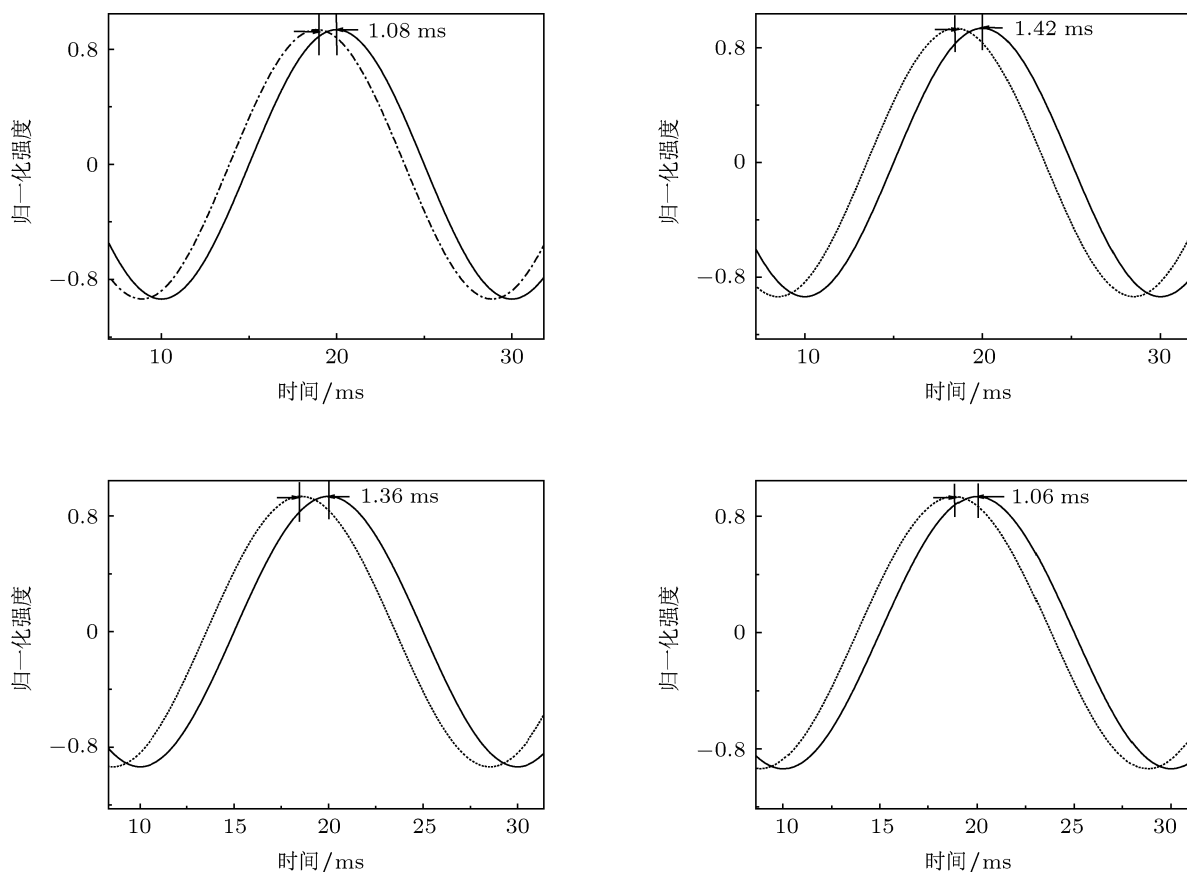


图5 调制频率为 50 Hz 时归一化的输入输出信号波形

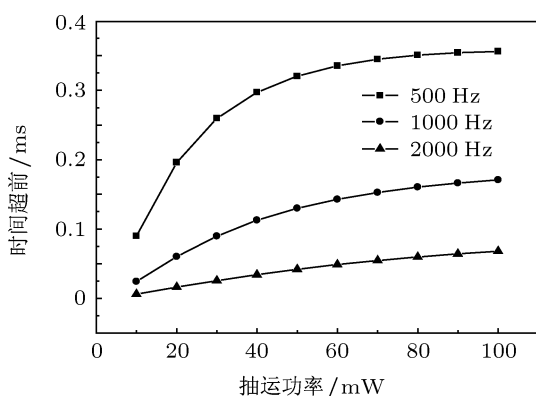


图6 调制频率分别为 500, 1000 和 2000 Hz 时时间超前随抽运光功率的变化关系

图 6 为高频段时间超前与抽运光功率的变化关系. 通过图 6 可以看到, 在高频率段, 时间超前随抽运光功率的增大而加大, 图中调制频率分别为 500, 1000 和 2000 Hz. 由相干布居振荡效应发生的条件可知: 当拍频 (调制频率)  $\delta \leq 1/T_1$  时, 此时布居振荡效应显著,  $1/T_1$  为基态粒子数恢复时间的倒数, 可见随着调制频率的增加, 振荡效应导致色散变化减弱, 时间超前减小; 在高频段, 光纤介质的色散效应减弱, 但此时随着抽运光功率的增强, 对

相干布居振荡效应有贡献的激发离子数目增加, 时间超前增大, 时间超前随抽运光功率的增大而加大.

最大相对超前和最佳调制频率与抽运光功率的变化关系如图 7 所示. 此处, 定义最优化调制频率, 即出现最大相对超前的调制频率. 从图 7 可以看到, 在掺铒光纤中的最大相对超前随着抽运光功率的增强而增大. 抽运光功率为 100 mW 时, 最大相对超前达到 0.179, 最优化调制频率为 600 Hz. 在 0—100 mW 的功率范围内, 最优化调制频率和最大的相对超前均随抽运光功率的增大而增大.

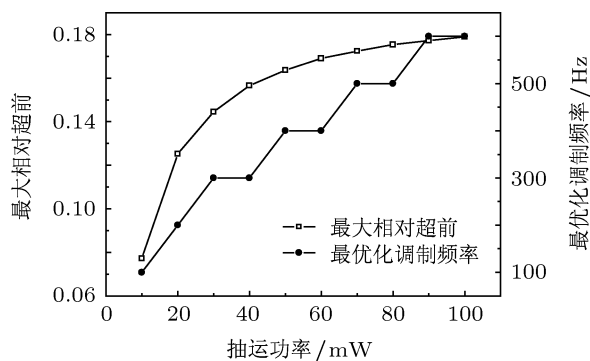


图7 最大相对超前与最优化调制频率与抽运功率的关系

## 4 结论

在吸收介质中, 振荡效应导致光脉冲经历饱和吸收, 脉冲传输延迟; 在增益介质中, 振荡效应导致光脉冲经历增益饱和, 脉冲传输超前. 经研究发现:

在低频率段, 超光速存在饱和现象, 超光速在低频段并不随着抽运功率的增强而加大, 而在高频段随着抽运功率的增大而加强. 此项研究为进一步有效控制光纤中超光速传输提供了有力的研究依据, 从而可以实现光纤中光脉冲的可控传输.

- 
- [1] Feinberg G 1967 *Phys. Rev.* **159** 1089
  - [2] Balanuik O M, Deshpande V K 1962 *J. Am. J. Phys.* **30** 718
  - [3] Enders A, Nimitz G 1992 *J. Phys. I France* **2** 1693
  - [4] Nimitz G, Heitmam W 1997 *Prog. Quant. Electr.* **21** 81
  - [5] Steinberg A M, Kwiat P G, Chiao R Y 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 708
  - [6] Chu S, Wong S 1982 *Phys. Rev. Lett.* **48** 738
  - [7] Akullshin A M, Barreiro S, Lezama A 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 4277
  - [8] Kim K, Moon H S, Lee C, Kim S K, Kim J B 2003 *Phys. Rev. A* **68** 013810-1
  - [9] Steinberg A M, Chiao R Y 1994 *Phys. Rev. A* **49** 2071
  - [10] Wang L J, Kuzmich A, Dogariu A 2000 *Nature* **406** 277
  - [11] Bigelow M S, Lepeshkin N N, Boyd R W 2003 *Science* **301** 200
  - [12] Schweinsberg A, Lepeshkin N N, Bigelow M S, Boyd R W, Jarabo S 2006 *Europhys. Lett.* **73** 218
  - [13] Qiu W, Zhang Y D, Ye J B, Tian H 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 7009 (in Chinese) [邱巍, 掌蕴东, 叶建波, 田赫 2007 物理学报 **56** 7009]
  - [14] Qian K, Zhan L, Zhang Z Q 2011 *Opt. Lett.* **36** 2185
  - [15] Cabrera-Granad E, Melle S 2011 *J. Opt. Soc. Am. B* **28** 1172
  - [16] Boyd R W 2009 *J. Mod. Opt.* **56** 1908
  - [17] Novak S, Gieske R 2002 *J. Lightwave Technol.* **20** 975
  - [18] Fan B H, Zhang Y D 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4692 (in Chinese) [范保华, 掌蕴东 2005 物理学报 **54** 4692]
  - [19] Bigelow M S, Lepeshkin N N, Boyd R W 2003 *Science* **301** 200

# The research on saturation of fast light in homogeneously broaden materials with gain\*

Qiu Wei<sup>†</sup> Lü Pin Ma Ying-Chi Xu Xiao-Juan Liu Dian Zhang Cheng-Hua

(Department of Physics, Liaoning University, Shenyang 110036, China)

(Received 9 November 2011; revised manuscript received 4 January 2012)

## Abstract

According to the analysis of gain theory, the absorption or gain of medium depends on pump power. The coherent population oscillation leads the pulse to experience absorption saturation and propagation delay in a medium with absorption. This effect induces the pulse to experience gain saturation and propagation advance in a medium with gain. Making use of the transition rate equation of metastable state population, we develop the model of fast light in erbium-doped optical fiber and obtain the analytic expression of time advance. We demonstrate that there is a saturation effect of fast light in low frequency region, but the fast light is enhanced with pump power increasing in high frequency region.

**Keywords:** a material with gain, coherent population oscillation, fast light

**PACS:** 42.25.Bs, 42.70.Nq

---

\* Project supported by the National Foundation in Advance of Liaoning University, China (Grant No. 2009LDGY06), the Liaoning University Doctor Star tup Fund of China, and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10874062).

<sup>†</sup> E-mail: qiuwei1202@yahoo.com.cn