

# 固体介质中光速减慢现象的研究\*

范保华<sup>†</sup> 掌蕴东<sup>‡</sup> 袁 萍

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所 309 信箱, 哈尔滨 150001)

(2005 年 1 月 25 日收到, 2005 年 3 月 24 日收到修改稿)

利用均匀加宽介质中的光谱烧孔效应在红宝石晶体中观测到了最慢为  $27.55 \pm 0.05 \text{ m/s}$  的极慢光速. 且介质中光传输的群速度与激光的调制频率、激光光功率以及晶体的晶格方向有关. 调制频率越低、相互作用越强, 介质中的光速越慢.

关键词: 光速减慢, 光谱烧孔, 红宝石

PACC: 4210, 4225B, 4265, 4250

激光是 20 世纪科学史上最重大的发明之一. 随着激光技术的发展, 人们对光以及光与物质相互作用的本质有了更多更深的理解, 使光学研究拓展到非线性领域. 这就使得向传统意义上的光速发起挑战成为可能. 近年来, 在控制光波在介质中传输的速度方面的研究已经成为光学领域的一个研究热点, 而且已取得了不少的突破: 分别实现了超光速 ( $v_g > c$ )<sup>[1-3]</sup>, 负群速 ( $v_g < 0$ ) 和极慢光速 ( $v_g \ll c$ )<sup>[4-9]</sup>, 甚至使光速为零<sup>[10, 11]</sup>. 特别是在光速减慢方面, 由于极慢光速在光信号延迟与光存储等方面的巨大的应用前景. 从另一方面来讲, 产生极慢光速时介质所呈现出的弱光巨非线性效应也为非线性光学开辟了新的研究领域.

从群速度定义式:  $v_g = d\omega/dk = c/n_g$ , 可以证明光波的群速度与折射率的关系为

$$v_g = \frac{c}{n(\omega) + \omega \left[ \frac{dn}{d\omega} \right]}, \quad (1)$$

由上式可以看出若介质的折射率随光波频率变化很大 ( $dn/d\omega \gg 1$ ) 群速度就会变得很小. 所以, 在小频率范围内介质的折射率发生急剧变化是实现光速减慢的关键. 人们很早就认识到: 在共振频率附近介质的折射率会发生急剧的变化, 可以实现  $dn/d\omega \gg 1$  这个条件. 但是, 在实现介质强色散的同时伴随着介质强烈的共振吸收, 光波很难透过介质, 因而无法进行实验观测. 随着电磁感应透明 (EIT) 技术<sup>[12]</sup>的

出现, 介质的共振吸收得以克服, 使得介质在共振区域保留强色散的同时获得高的透射率, 从而可以观察到极慢光传输现象. 利用这种技术, Kasapi 小组在 10cm 长的铅 (Pb) 蒸气池里观测到群速度为  $v_g = c/165$  的慢光<sup>[4]</sup>; Hau 小组利用电磁感应透明 (EIT) 技术<sup>[13]</sup>在玻色-爱因斯坦凝聚状态下使光速减小到  $17 \text{ m/s}$ <sup>[5]</sup>; Kash 等人用调制技术在铷 (Rb) 蒸气中测到  $90 \text{ m/s}$  的群速度<sup>[6]</sup>, 用类似的方法 Budker 等人得到了  $8 \text{ m/s}$  的群速度<sup>[7]</sup>. 在 2003 年之前的光速减慢实验中, 大部分是利用 EIT 技术在介质的共振频率附近实现  $dn/d\omega \gg 1$  这个条件的. 但是 EIT 技术对实验条件要求很高, 装置比较复杂, 而且介质为气体, 很难进行实际应用. 除了利用 EIT 技术在介质的共振区域附近可以实现  $dn/d\omega \gg 1$  以外, 均匀加宽介质中的烧孔效应也使介质的吸收发生急剧变化, 由 Kramers-Kronig 色散关系可知此时必然伴随着介质折射率的急剧变化 ( $dn/d\omega \gg 1$ ), 从而实现介质中的极慢光速. 利用这种方法, 2003 年 Boyd 小组在室温条件下的固体介质中实现极慢光速<sup>[8, 9]</sup>. 1967 年 Schwartz 和 Tan<sup>[14]</sup>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. 后来的研究表明这种烧孔的产生是由于基态粒子被周期调制的结果, 调制频率为抽运光和探测光的拍频. 当拍频频率小于或近似等

\* 国家自然科学基金 (批准号 60478014) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: fbhcn@hit.edu.cn

<sup>‡</sup> E-mail: ydzhang@hit.edu.cn

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的粒子散射到探测波上去,从而限制了探测光的吸收,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.这样就在介质的烧孔区域就同时实现了高透射率和强色散.1983年 Hillmand 等人在红宝石晶体中观测到这样的光谱烧孔<sup>[15]</sup>,孔宽为 37Hz.如此窄的光谱烧孔必然会导致折射率的急剧变化,从而可以极大地限制光的传播速度.

本文主要阐述了利用均匀加宽介质中的光谱烧孔技术来实现光速减慢的实验.利用这种方法我们用调制的类高斯激光脉冲在室温条件下的红宝石晶体中观测到了极慢光传输现象,实验测得光信号时间延迟最大为  $3.63 \pm 0.05\text{ms}$ <sup>[16]</sup>,相应的光群速度为

$27.5 \pm 0.5\text{m/s}$ ,这慢于 Boyd 小组发表的实验结果.在实验中我们进一步的考虑了激光调制波形以及晶体的吸收状态对实验结果的影响.

具体的实验装置如图 1 所示:激光首先经过经电光调制器进行幅度调制,变成类高斯型的脉冲信号.电光调制器(EOM)的驱动电压由信号发生器输出信号经放大后提供.激光从调制晶体输出后由分束片(BS)分出一部分作为参考信号,直接由探测器接收,变成电信号送入示波器.主光路信号经 40cm 透镜(L)聚焦后沿  $c$  轴方向注入 10cm 长的红宝石晶体(Ruby).从晶体中出射的光束送入探测器,探测器的信号也输入数字示波器.最终两路激光信号都输入计算机进行比较,计算出光信号的时间延迟和幅度变化.

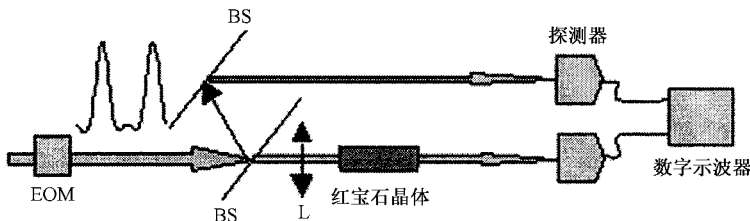


图 1 实验装置图

实验中,我们用一束中心波长为 514.5nm 的氩离子激光作为红宝石晶体的激励光源,其中心频率光作为抽运光,边频带激光作为探测光.红宝石晶体中  $\text{Cr}^{3+}$  的吸收光谱中有两个很强、很宽的吸收带  ${}^4\text{F}_1$  带和  ${}^4\text{F}_2$  带,峰值波长分别位于 410nm 和 550nm,带宽均为 100nm 左右,如图 2 所示.由于激光的激励使红宝石晶体中的  $\text{Cr}^{3+}$  粒子从基态抽运到  ${}^4\text{F}_2$  吸收带.由于  ${}^4\text{F}_2$  吸收带的寿命很短,粒子快速地从这个能级弛豫到寿命较长的亚稳态  ${}^2\text{E}$  能级并被俘获,最后通过  $R_1$  线或  $R_2$  线弛豫到基态.红宝石的基态粒子数由于抽运激光的激励而发生周期性的变化,当调制频率适当时,晶体对作为探测光的边频带激光的吸收就会由于量子相干效应而下降,从而在晶体的均匀加宽吸收线上产生烧孔.

由于  ${}^4\text{F}_2$  吸收带的寿命很短,为了定量描述烧孔过程,我们把红宝石晶体的能及结构简化成二能级系统.此时其密度矩阵方程如下:

$$\dot{\rho}_{ba} = - \left( i\omega_{ba} + \frac{1}{T_2} \right) \rho_{ba} + \frac{i}{\hbar} V_{ba} w, \quad (2)$$

$$\dot{w} = - \frac{w - w^{(eq)}}{T_1} - \frac{2i}{\hbar} (V_{ba}\rho_{ab} - V_{ab}\rho_{ba}). \quad (3)$$

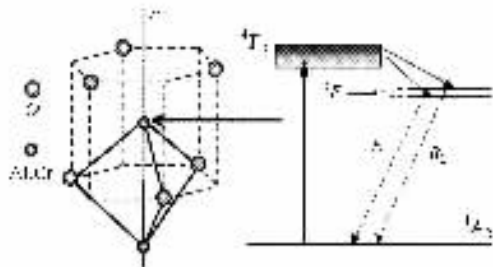


图 2 红宝石晶体( $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$ )的晶格结构及  $\text{Cr}^{3+}$  吸收带的能级图

这里  $w$  为反转粒子数,  $T_1 = 2T'_1$  是基态的恢复时间,  $T'_1$  是能级  ${}^2\text{E}$  的寿命,  $T_2$  是偶极距的失谐时间,  $w^{(eq)}$  是介质热平衡状态下的反转粒子数.在旋转波近似条件下,相互作用哈密顿量近似为:

$$V_{ba} = - \mu_{ba} (E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_3 e^{-i\omega_3 t}), \quad (4)$$

其中  $E_1$  和  $E_3$  分别是抽运场和探测场的振幅,  $\mu_{ba}$  是偶极子矩阵元,  $\omega_3 = \omega_1 + \delta$ ,  $\delta$  为拍频频率.此时由于红宝石晶体的吸收而导致的抽运场的分布的变化可以由下式给出:

$$(\partial/\partial z) I_0(z) = - \alpha I_0(z) [1 + I_0(z)], \quad (5)$$

其中  $I_0(z) = I/I_{\text{sat}} = \kappa^2 T_1 T_2 \varepsilon_0^2$  是人为设定的一个无量纲的抽运场光强,  $\alpha$  是非饱和吸收系数. 类似的可以得到探测幅度的空间变化, 如下式:

$$\frac{\partial}{\partial z} \delta \varepsilon_1 = - \frac{1}{2} \frac{\alpha \delta \varepsilon_1}{1 + I_0(z)} \times \left[ 1 - \frac{2I_0(z) [1 + I_0(z)]}{[1 + I_0(z)]^2 + (\delta \omega T_1)^2} \right]. \quad (6)$$

若已知红宝石的长度为  $l$ , 入射端光强为  $I_0(0)$  通过对(5)式、(6)式进行积分就可以计算出抽运光和探测光出射端的光强:

$$\ln(I_0(l)/I_0(0)) + I_0(l) - I_0(0) = -\alpha l, \quad (7)$$

$$\ln\left(\frac{\delta \varepsilon_1(l)}{\delta \varepsilon_1(0)}\right) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{I_0(l)}{I_0(0)}\right) - \frac{1}{2} \ln\left[\frac{[1 + I_0(l)]^2 + (\delta \omega T_1)^2}{[1 + I_0(0)]^2 + (\delta \omega T_1)^2}\right]. \quad (8)$$

由此也可以得到探测场的折射率和衰减的表达式:

$$n(\delta) = 1 + \frac{\alpha_0 c T_1}{2\omega_1} \frac{I_0}{1 + I_0} \left( \frac{\delta}{(T_1 \delta)^2 + (1 + I_0)^2} \right) \quad (9)$$

$$\alpha(\delta) = \frac{\alpha_0}{1 + I_0} \left( 1 - \frac{I_0(1 + I_0)}{(T_1 \delta)^2 + (1 + I_0)^2} \right). \quad (10)$$

这里  $\alpha_0$  是非饱和吸收系数,  $I_0$  是抽运光强和饱和光强相比的归一化光强. 因为探测光的吸收在很窄的频率范围内(宽度正比于  $1/T_1$ )急剧降低, 在同一个频率范围内介质的折射率也急剧上升. 这种伴随着吸收而产生的折射率的急剧变化是一个众所周知的光学现象, 它可以由 Kramers-Kronig 关系描述. 由于  $n(\delta)$  剧烈的谱线变化, 群速折射率  $n_g = n_0 + \omega dn(\delta)/d\omega$  也就变得很大. 相应的群速度  $v_g = c/n_g$  就很低.

这里有一个重要的条件: 抽运光频与探测光频的拍频应小于等于粒子弛豫时间的倒数 ( $\delta \leq 1/T$ ), 只有这样才有适合的振荡发生. 当激光的调制频率偏离拍频频率时, 介质的光谱烧孔效应的效果就会降低, 因此由烧孔效应产生的光速减慢现象也会发生变化. 通过实验发现, 信号的时间延迟量有很强的频率依赖性. 当其他条件不变, 只改变激光的调制频率时, 激光信号的时间延迟也会发生明显的改变. 频率越低延迟时间越大, 相应地光的群速度就越低. 本实验中, 输入激光功率为 125mW, 光束直径为 5mm, 经透镜聚焦后注入红宝石中的光强远大于红宝石的饱和光强  $1.5\text{kW}/\text{cm}^2$ . 通过改变电光调制

器的驱动频率来测量不同调制频率下光信号经过晶体时的延迟时间, 我们测得光信号经过红宝石晶体后的时间延迟与调制频率的关系如图 3 所示. 从图中可以看出在低频范围内(小于 100Hz)信号的延迟时间变化明显, 且持续下降. 光信号的最大延迟为  $3.63 \pm 0.05\text{ms}$ , 相应的光的群速度为  $27.5 \pm 0.5\text{m/s}$ .

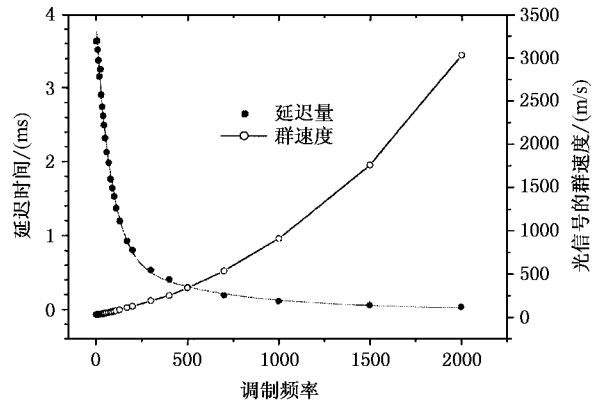


图 3 注入激光功率为 125mW 时信号的延迟量与调制频率的关系, 图中空心圆点是对应于时间延迟的光的群速度

红宝石晶体是属于六方晶系的负单轴晶体, 光学上具有各向异性的特点, 其晶格结构如图 2 所示. 激光信号沿红宝石晶体的  $c$  轴方向注入晶体, 由于该晶体具有各向异性的光学特性, 当沿着主轴  $c$  旋转晶体以改变晶格方向与激光偏振方向的相对位置时, 晶体的吸收截面会发生相应的变化. 相互作用最强时, 基态粒子的激发效率最大, 因调制而散射到探测光波上的粒子也最多, 此时烧孔效应最强, 对应的光信号的延迟也最大. 反之, 光与晶体相互作用最弱时, 光信号的延迟最小. 图 4 所示为实验测量所得激光衰减以及信号延迟与晶体沿  $c$  轴旋转的

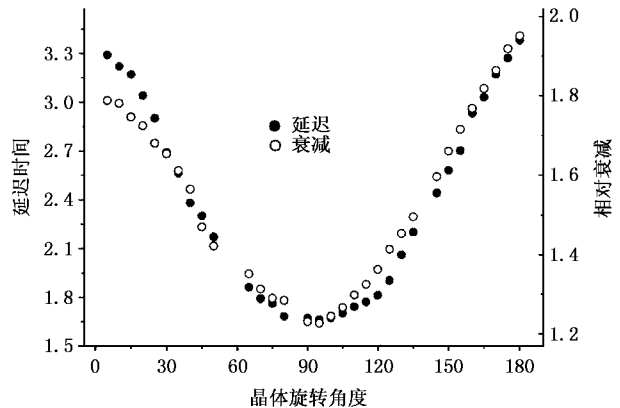


图 4 在调制频率 20Hz, 注入激光功率 125mW 的条件下沿  $c$  轴旋转晶体所测得的时间延迟以及激光衰减的变化关系图

角度的关系.

这里的衰减定义为注入晶体的激光功率与出射激光功率比值的自然对数. 从图中可以看出当改变光轴平面方向与激光偏振方向的夹角时, 激光信号的时间延迟与衰减都会发生周期性的变化, 且延迟于衰减的变化趋势一致. 对于 10cm 长的红宝石棒, 当激光调制频率为 20Hz、功率为 125mW 时激光信号延迟的最大值为 3.38ms 对应的激光衰减最大, 信号延迟的最小值为 1.66ms 对应的激光衰减最小.

结论, 我们用单光束在红宝石介质中实现了极慢光速, 且通过改变激光的调制频率或沿晶轴旋转晶体可以改变信号的延迟时间. 我们测得的最大延迟为  $3.63 \pm 0.05\text{ms}$ , 相应的光的群速度为  $27.5 \pm 0.5\text{m/s}$ .

作者感谢王月珠老师、周耕夫老师在晶体和实验装置方面的大力协助, 本实验是在可调谐激光技术国家级重点实验室完成.

- [ 1 ] Enders A and Nimitz G 1992 *J. Phys. I. France* **3** 1089
- [ 2 ] Steinberg A M, Kwiat P G and Chiao R Y 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 708
- [ 3 ] Wang L J, Kuzmich A and Dogariu A 2000 *Nature (London)* **406** 277
- [ 4 ] Kasapi A, Jain M, Yin G Y and Harris S E 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 2447
- [ 5 ] Hau L V, Harris S E, Dutton Z and Behroozi C H 1999 *Nature (London)* **397** 594
- [ 6 ] Kash M M *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 5229
- [ 7 ] Budker D, Kimball D F, Rochester S M and Yashchuk V V 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 1767
- [ 8 ] Bigelow M S, Lepeshkin N N and Boyd R W 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 113903
- [ 9 ] Bigelow M S, Lepeshkin N N and Boyd R W 2003 *Science* **301** 200
- [ 10 ] Kocharovskaya O, Rostovtsev Y and Scully M O 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 628
- [ 11 ] Phillips D F, Fleischhauer A, Mair A, Walsworth R L and Lukin M D 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 783
- [ 12 ] Harris S E, Field J E and Imamoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
- [ 13 ] Harris S E 1997 *Phys. Today* **50** ( 7 ) 36
- [ 14 ] Schwartz S E and Tan T Y 1967 *Appl. Phys. Lett.* **10** 4
- [ 15 ] Hillman L W, Boyd R W, Krasinski J and Stroud C R 1983 *Opt. Commun.* **45** 416
- [ 16 ] Zhang Y D, Fan B H, Yuan P and Ma Z G 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 87

## Ultralow light propagation in a solid<sup>\*</sup>

Fan Bao-Hua<sup>†</sup> Zhang Yun-Dong<sup>‡</sup> Yuan Ping

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

( Received 25 January 2005 ; revised manuscript received 24 March 2005 )

### Abstract

With the spectral hole-burning effect resulting from coherent population oscillation in the homogeneously broadened material, the ultraslow light propagation phenomenon with the group velocity as slow as  $27.55 \pm 0.05\text{m/s}$  at room temperature in a ruby crystal is observed. And the group velocity in ruby crystal depends on the amplitude modulation frequency, the power of laser beam and the orientation of the crystal lattice. Lower frequency or higher power leads to slower group velocity.

**Keywords** : ultraslow light, spectral hole-burning, ruby crystal

**PACC** : 4210, 4225B, 4265, A250

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 60478014 ).

<sup>†</sup> E-mail : fbhen@hit.edu.cn

<sup>‡</sup> E-mail : ydzhang@hit.edu.cn