

# 固体介质中的电磁感应透明效应及其应用\*

涂燕飞<sup>1</sup> 张国权<sup>1,2,†</sup> 陈聪<sup>1,2</sup> 高峰<sup>1,2</sup> 薄方<sup>1,2</sup> 刘建彬<sup>1,2</sup> 许京军<sup>1,2</sup>

(1 南开大学物理科学学院光子学中心 天津 300071)

(2 南开大学弱光非线性光子学教育部重点实验室 天津 300457)

**摘要** 电磁感应透明技术不仅能够改变物质对光场的响应,而且能够调控光场本身的性质.文章介绍了电磁感应透明效应的基本原理,电磁感应透明现象在各种固体介质中的实现,比较了这些固体介质的特性,并讨论了由电磁感应透明现象所产生的各种效应及其应用.

**关键词** 电磁感应透明 相干 稀土元素 固体

## Electromagnetically induced transparency in solids and its applications

TU Yan-Fei<sup>1</sup> ZHANG Guo-Quan<sup>1,2,†</sup> CHEN Cong<sup>1,2</sup> GAO Feng<sup>1,2</sup>

BO Fang<sup>1,2</sup> LIU Jian-Bin<sup>1,2</sup> XU Jing-Jun<sup>1,2</sup>

(1 Photonics Center, College of Physics Science, Nankai University, Tianjin 300071, China)

(2 The Key Laboratory of Weak Light Nonlinear Photonics (Nankai University, Tianjin 300457), Ministry of Education, China)

**Abstract** Electromagnetically induced transparency is a novel technique that can modify both the response of matter to light and the properties of the applied optical fields themselves. We give a brief review of electromagnetically induced transparency observed in several kinds of solids and compare the optical properties of these materials. Important potential applications are also discussed.

**Keywords** electromagnetically induced transparency, coherence, rare-earth element, solids

### 1 引言

自上世纪 60 年代激光发明以来,人们对光的性质的研究已经从经典光学拓展到非线性光学和量子光学等领域.由于激光的高度相干性和高强度等特点,光与物质的相互作用被广泛而深入地研究,例如各种非线性效应如谐波产生、频率转换、四波混频以及量子相干效应等.对于光的量子相干效应,利用激光诱导的原子态相干效应能使跃迁通道之间形成量子干涉,从而能够修正介质对光场的响应.原子相干效应可以使原子共振跃迁频率附近的光学性质如吸收和折射(线性极化率)、非线性极化率等发生奇特的变化,产生粒子数相干布居囚禁(coherent population trapping, CPT)<sup>[1]</sup>、电磁感应透明(electromagnetically induced transparency, EIT)<sup>[2]</sup>、无粒子数反转激光(lasing without inversion, LWI)<sup>[3]</sup>以及巨克尔非

线性(giant Kerr effect)<sup>[4]</sup>等效应.这些效应在光速调控、非线性光学、量子信息等领域都有重要的应用.

在本文中,我们将较系统地介绍目前在固体介质中电磁感应透明效应的研究进展及其相关的应用研究.

### 2 电磁感应透明的基本原理

电磁感应透明的概念是由 Harris 等人<sup>[2]</sup>在

\* 国家自然科学基金(批准号 60308005, 60678021, 10334010)、教育部新世纪优秀人才支持计划(批准号:NCET-04-0234)、天津市国际科技合作计划(批准号 06YFGHHZ00500)、国家重点基础研究发展计划(批准号 2007CB307002, 2006CB921703)和高等学校学科创新引智计划资助项目

2006-12-10 收到初稿, 2007-04-04 收到修改稿

† 通讯联系人. Email: zhanggq@nankai.edu.cn

1990年首次提出的,它是由原子光激发通道之间的量子相干效应引起的,并导致光在原子共振吸收频率处的吸收减小甚至变成完全透明.研究表明,能够形成电磁感应透明效应的原子能级组态有很多种.图1是典型的用于产生电磁感应透明效应的 $\Lambda$ 型三能级系统,其中能级 $|1\rangle \rightarrow$ 能级 $|2\rangle$ 的跃迁是偶极禁戒的.近共振地给介质外加两束光场,其中一束光的频率 $\omega_p$ 与能级 $|1\rangle$ 和能级 $|3\rangle$ 间的跃迁频率相近,用以探测介质对光场的吸收,称作探测光;另一束频率为 $\omega_c$ 的光将态 $|2\rangle$ 和态 $|3\rangle$ 耦合起来,称作耦合光(或抽运光,控制光).当两束光的频率满足共振条件,即光频率与能级跃迁频率的失谐 $\Delta$ 为零时,探测光能够无吸收地通过介质,即介质对探测光是透明的,这就是电磁感应透明现象.

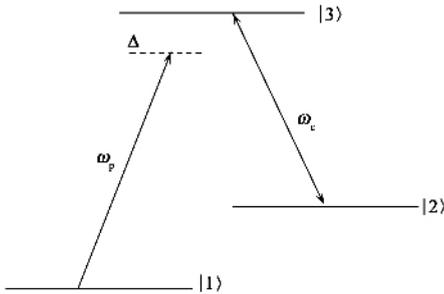


图1  $\Lambda$ 型三能级系统与两束光场的耦合

电磁感应透明效应的物理机制可用原子与光场相互作用的缀饰态理论来解释.当把裸原子和与原子能级相互作用的近共振电磁场看作一个整体时,可求得此系统有3个本征态,其中一个本征态仅仅是态 $|1\rangle$ 和态 $|2\rangle$ 的叠加,与态 $|3\rangle$ 无关,被称作暗态.当系统处于暗态时,原子能级 $|3\rangle$ 上没有粒子数分布,此时原子与外光场之间不耦合,即产生粒子数相干布居囚禁.当探测场强远小于耦合场强以及探测场的失谐 $\Delta$ 为零时,可求得另外两个本征态 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ ,即为电磁感应透明在强耦合场和弱探测场近似下的一对缀饰态.图2所示的是与图1的三能级系统相对应的缀饰态能级,两个缀饰态能级 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 与探测场的共振点具有大小相反方向相反的失谐.原子在从态 $|1\rangle$ 跃迁到高能级的过程中,由于无法判别其跃迁的末态是 $|+\rangle$ 还是 $|-\rangle$ ,因此在跃迁的不同通道间产生了相消性的量子干涉,使得探测光在共振点附近的吸收减小,从而使介质对探测光的吸收几乎为零.

介质处在电磁感应透明状态时,其光学性质发生了很大的变化,尤其是在原子共振频率附近.图3

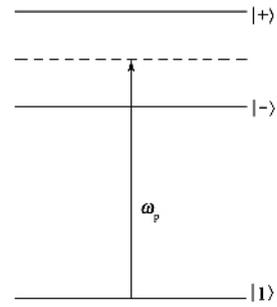


图2 对应于 $\Lambda$ 型三能级系统的缀饰态能级

所示的是处于电磁感应透明状态下介质的线性极化率 $\chi$ 随失谐量 $\Delta$ 的变化情况.图中虚线表示极化率的虚部 $\text{Im}[\chi]$ ,对应的是介质对探测光的吸收.可以看到,当探测光频率满足共振条件时,线性极化率的虚部为零,也就是介质的吸收为零,这时介质对探测光是透明的.实线表示极化率的实部 $\text{Re}[\chi]$ ,对应于介质的折射率.从图中可以看到,介质折射率在共振频率附近随频率变化曲线斜率非常陡峭,表明此时介质具有强烈的色散效应.除了介质的线性极化率的特性发生了很大变化之外,介质在共振频率附近还具有非常大的非线性极化率.基于以上性质,电磁感应透明效应能够产生一些奇特的效应,例如超慢光群速、光脉冲存储、单光子非线性效应以及量子相干效应等.

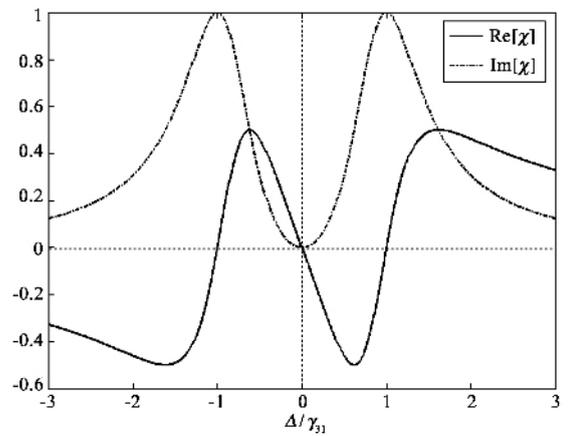


图3 介质线性极化率 $\chi$ 作为探测光失谐量 $\Delta$ 的函数.其中 $\gamma_{31}$ 为态 $|3\rangle \rightarrow$ 态 $|1\rangle$ 的衰减率(引自文献[5])

### 3 气体介质中的电磁感应透明效应

早期的电磁感应透明效应实验都是在气体中开展的,因为原子气体的相干失相速率较小,拉曼跃迁线宽一般比固体的非均匀展宽小很多. Harris 小组于1991年在铯原子蒸汽中最早实现电磁感应透明

效应<sup>[6]</sup>. 在随后的几年里, 基于电磁感应透明效应的各种光学效应及应用如光速调控<sup>[7]</sup>、频率转换<sup>[2]</sup>、四波混频<sup>[8]</sup>、巨克尔效应以及光子量子态的存储<sup>[9]</sup>等实验大量出现.

原子气体介质的优点是在真空紫外和红外区通常都是透明的, 并且具有相对高的光损伤阈值. 但是对于实际应用来说, 固体比气体具有明显的优势, 下面我们介绍电磁感应透明效应在固体介质中的实现和相关的.

## 4 固体介质中的电磁感应透明效应

固体比气体易于操作使用, 原子数密度相对要高. 对于量子信息存储等应用来说, 原子气体的运动会影响存储器件的性能, 而在固体中则没有气体的这种原子扩散效应. 与原子气体相比, 固体具有较宽的光吸收线宽, 而且, 由于一般固体中电子与晶格振动(声子)的相互作用, 导致原子退相速率极快, 即使把固体冷却到液氮温度, 以减少声子数目, 从而抑制声子引起的退相效应, 其相干时间仍然比原子气体的相干时间要短, 这些因素不利于在固体中实现电磁感应透明. 然而, 也有一些固体材料, 包括掺稀土离子晶体、低维半导体 GaAs 材料和氮空位色心金刚石(N-V color centers in diamond)等具有相对较长的相干时间. 目前, 在固态介质中的电磁感应透明效应研究主要是在上述介质中展开的.

### 4.1 掺稀土离子晶体的电磁感应透明效应

掺稀土离子晶体常常具有光谱烧孔效应, 已被广泛应用于光存储和信息处理中. 研究表明, 在一些掺稀土元素的晶体里, 低能级间跃迁的非均匀展宽能小到 1—10kHz, 这与热原子气和玻色-爱因斯坦凝聚中的量级相当. 在电磁感应透明效应的研究中, 常用的掺稀土离子晶体主要有  $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ ,  $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ ,  $\text{Pr}^{3+}:\text{LaF}_3$ ,  $\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$  和  $\text{Er}^{3+}:\text{YAG}$  等.

1997 年, Ham 等人<sup>[10]</sup>在  $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  晶体中首先观察到了电磁感应透明现象.  $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  晶体具有自旋弛豫时间长、振子强度高、基态子能级的粒子数寿命很长( $>100\text{s}$ )、非均匀展宽与均匀展宽之比非常大、光抽运寿命很长等特点. 实验中采用了  $^3\text{H}_4 \rightarrow ^1\text{D}_2$  能级之间的跃迁, 工作光波波长为 605.7nm. 在晶场的作用下, 每个电子态能级分裂成 3 个精细能级(分别用  $\pm 1/2$ ,  $\pm 3/2$ ,  $\pm 5/2$  表示). 实验装置如图 4 所示, 1 束单频激光被分成 3 束, 分别通过声

光调制器以微调光波频率, 再入射到晶体中和晶体相互作用, 其中频率为  $\omega_c$  和  $\omega_p$  的两束光分别是耦合光和探测光, 在基态  $^3\text{H}_4$  的  $\pm 1/2$  和  $\pm 3/2$  子能级之间形成相干; 另一束频率为  $\omega_r$  的光是再抽运光, 用来填充耦合光和探测光所形成的光谱烧孔. 在 5.5 K 的低温下, Ham 等人观察到了电磁感应透明现象, 并研究了探测光的透过率随抽运光增强而增大, 随温度升高而减小的规律.

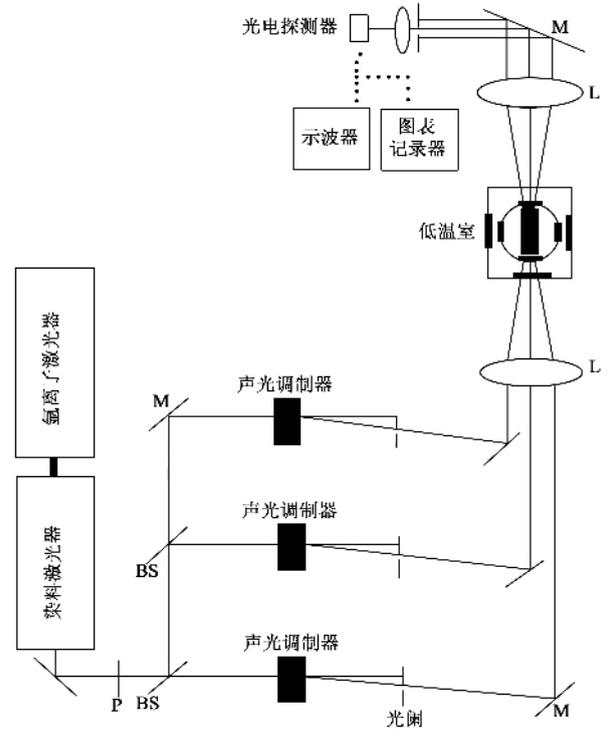


图4 Ham 等人用于研究  $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  晶体的电磁感应透明效应的实验装置。(图中 M 为平面镜, L 为透镜, BS 为分束镜, P 为  $1/4$  波片)<sup>[10]</sup>

随后, 该研究小组在  $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  晶体中做了大量相关的研究工作. 他们分别用  $\Lambda$  系统和双  $\Lambda$  系统实现了增强的四波混频, 研究了探测光透过率与温度之间的关系, 并在温度高于光谱烧孔温度的情况下观察到了电磁感应透明现象. 在  $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  晶体的 2 个精细能级之间加上与之耦合的射频场, 产生射频场感应透明, 也能减少介质对探测光的吸收.

2002 年, Turukhin 等人<sup>[11]</sup>在上述实验的基础上, 基于电磁感应透明效应, 在  $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  晶体中, 实现了光速减慢甚至于光速为零. 实验中采用了与文献 [12] 相同的实验装置, 工作能级见图 5(a), 抽运光、探测光和  $\text{Pr}^{3+}$  离子构成了  $\Lambda$  系统, 辅助光在上能级的 3 个子能级之间扫描. 在工作温度为 5K

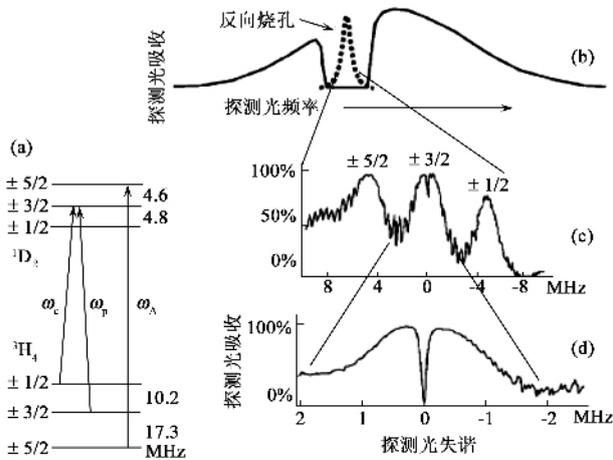


图5 (a)  $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  晶体用于电磁感应透明研究的能级图；(b) 非均匀展宽的烧孔效应(实线)和由辅助光产生的反向烧孔(虚线)；(c) 标有几个激发态自旋的反向烧孔；(d) 在自旋为  $\pm 3/2$  激发态的反向烧孔光谱中通过电磁感应透明效应达到近 100% 透过率(引自文献 [11])

时,光抽运使晶体对探测光产生了光谱烧孔效应,并采用了一束辅助光或叫再抽运光与光谱烧孔效应反向作用,从而在光谱吸收线上产生一个“反向烧孔”,如图 5(b)和(c)所示.这样,通过控制这束辅助光的强度就可以控制探测光的吸收,这相当于在气体中通过控制原子数密度来控制光吸收.这个“反向烧孔”的线宽就成为有效的非均匀线宽,大大降低了人们预期的在固体中形成电磁感应透明效应所需抽运光的光强.一般情况下,这个“反向烧孔”非均匀展宽线宽只有约 1—2MHz,类似于冷原子气体的非均匀展宽线宽.当抽运光足够强时,实验观察到探测光 100% 的透过,如图 5(d)所示.由于伴随着电磁感应透明效应的介质折射率的强烈色散,使光群速减慢为 45m/s,并可以通过控制抽运光强度来控制光脉冲的群速.当把抽运光强降低到零时,探测光脉冲速度降低为零,并将光脉冲的信息存储于介质中,在一段时间后,开启抽运光,存储在介质中的光脉冲又重新复现,该实验中光脉冲存储的时间约为几百微秒.

Longdell 等人在 2005 年使光脉冲在  $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  晶体中的存储时间超过了 1s<sup>[12]</sup>.在此之前,他们已经在  $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  晶体中延长相干时间,使之达到了数十秒.为了减小  $\text{Pr}^{3+}$  离子和 Y 核之间的磁相互作用,他们外加了一个适当强度和方向的外磁场,再通过动态消相干控制(DDC)技术,利用射频复相脉冲序列,使相干时间超过 30s.利用这个相

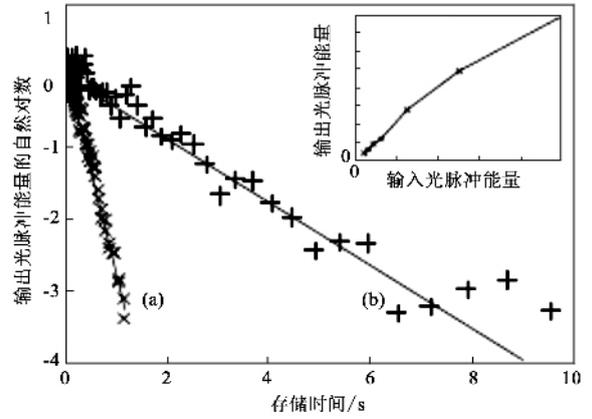


图6  $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  晶体中复现光脉冲的能量大小随存储时间的变化关系(引自文献 [12])

当长的相干时间,他们用电磁感应透明技术使光脉冲在晶体中的存储时间达到 1s 以上.如图 6 所示,其中(a)表示用简单的基态自旋相干的复相办法时的光存储时间,(b)是使用多个复相脉冲的消相干方法使光脉冲在  $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  晶体中存储的时间达 1s 以上.这一结果对于量子存储方面的应用来说是十分有利的.

#### 4.2 其他固体介质中的电磁感应透明效应

由于实现电磁感应透明效应的基本条件是耦合光的拉比频率要大于能级的失相速率,这在原子气体中和前面提到的一些掺稀土晶体中是比较容易实现的.但是,半导体中电子相干的衰减时间很短,约在皮秒量级,使得电磁感应透明很难在半导体中实现.尽管如此,由于半导体量子阱自身的一些优势,如跃迁能量、偶极子和对称性能够人为加工调控,而且由于导带电子有效质量轻,带间偶极元大,因此,在半导体量子阱中也有有关隧穿感应透明(tunneling induced transparency)和电磁感应透明效应的报道. Serapiglia 等人<sup>[13]</sup>最早在半导体量子阱系统中实现了电磁感应透明效应,他们在量子阱的 3 个电子子带能级间实现了量子相干,实验中观察到介质对光的吸收减少了 67%. 另外,Phillips 等人<sup>[14]</sup>实现了由量子阱中激子的相反方向自旋态的相干所导致的瞬态电磁感应透明现象.2005 年, Fu 等人<sup>[15]</sup>在强磁场下的高纯度 n 型 GaAs 半导体中形成了相干布居囚禁,与此前所使用的半导体材料相比,这种材料非均匀展宽较小,基态寿命长.

在氮空位色心金刚石中,也有关于电磁感应透明方面的工作报道.这种材料的优点是光跃迁振子

强度大(  $\sim 0.1$  ),自旋相干寿命长( 1—100 ms ). 利用金刚石中 N - V 色心的电子自旋共振( ESR ),可以形成电磁感应透明现象<sup>[16]</sup>,在这里,自旋能级中的磁偶极跃迁代替了一般电磁感应透明现象中的电偶极跃迁,探测场和耦合场的频率都在射频( RF )波段. 另外, Hemmer 等人<sup>[17]</sup>利用四波混频和电磁感应透明技术在金刚石 N - V 色心中观测到拉曼激发自旋相干.

## 5 电磁感应透明效应的若干应用研究

### 5.1 光速调控

由于电磁感应透明效应能显著地改变介质的色散特性,利用这一点可以实现光速调控. 在光速控制方面,光速加快、减慢以至于停止以及光脉冲的存储和复现等操作已经有大量的报道. 如 1999 年, Hau 等人<sup>[7]</sup>在钠原子的玻色 - 爱因斯坦凝聚中使光速降低到 17m/s. 近年来,在固体介质中利用电磁感应透明效应也实现了光速减慢、光脉冲的存储和复现等操作,这在本文前面的叙述中已经提及过,这里就

不再详述.

### 5.2 基于电磁感应透明现象的非线性光学效应

当介质处于电磁感应透明状态时,相消性干涉使系统的线性极化率减少,然而,参与四波混频的非线性极化率却相反地经历了相涨性干涉而增强<sup>[21]</sup>. 图 7 所示的是三种共振增强的四波混频过程. 图 7 ( a )相当于和频场的产生,产生的光场( 频率为  $\omega_4$  )和共振的外加光场( 频率为  $\omega_3$  )分别相当于  $\Lambda$  系统中的探测光和耦合光,因此,电磁感应透明效应使得介质对产生的和频光场的吸收减弱. 图 7 ( b )表示的是两束强光场( 频率为  $\omega_1$  和  $\omega_2$  )共振地加在  $\Lambda$  系统的两个能级间. 电磁感应透明使这两束光场能够在介质中无损失且不失真地传播. 因此,这个体系通过四波混频可以使频率上转换效率得到提高. 图 7 ( c )是光参量过程示意图,与图 7 ( b )不同的是,第三束光场加在 | 2 和 | 3 两个能级之间,构成双  $\Lambda$  系统. 这些机制的优势是能够通过电磁感应透明效应,减小对产生场和驱动场的吸收和色散,使相干效应达到最大程度,从而提高转换效率.

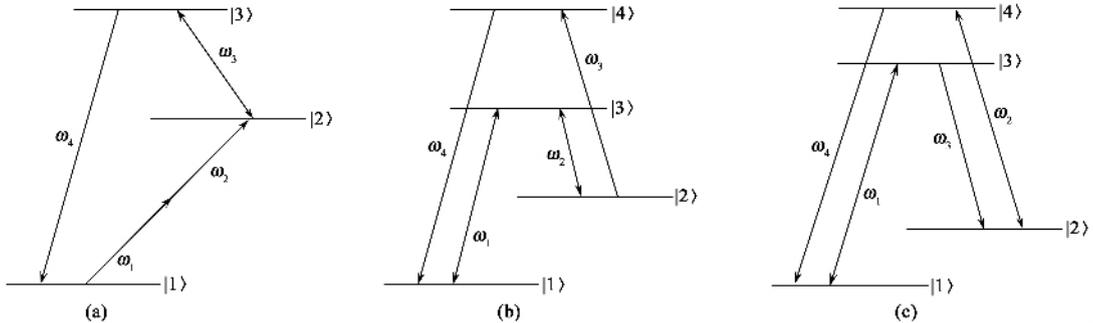


图 7 基于电磁感应透明效应的 3 种四波混频机制

另外,由于电磁感应透明效应伴随着巨克尔非线性效应,因此,利用电磁感应透明效应可以形成光学孤子. 关于利用电磁感应透明效应形成弱光孤子以及超慢光孤子等已有一些理论工作,但到目前为止还没有相关的实验报道.

### 5.3 单光子水平的非线性光学效应

传统意义上的光学非线性效应只能在含有大量光子的强激光中才能实现,从而使光场之间通过介质产生相互作用. 而对于量子信息处理来说,如量子逻辑门、量子通信、量子密码等一般是在单光子水平上进行操作的. 电磁感应透明效应在光学非线性上的增强,使得少数几个光子之间产生相互作用成为

可能<sup>[8]</sup>. Lukin 等人<sup>[18]</sup>提出在两束慢光脉冲之间实现无耗散的巨克尔非线性效应,这一技术能使其中一个单光子脉冲相干地控制另一个单光子脉冲的量子态. Petrosyan 等<sup>[19]</sup>也提出了能使两个弱光场之间产生巨交叉相位调制的机制. 另外,电磁感应透明效应结合光子晶体的带隙效应<sup>[20]</sup>和腔量子电动力学<sup>[21]</sup>,也能进一步增强光学非线性效应.

在基于电磁感应透明效应的单光子水平的非线性光学方面已有大量理论方面的工作报道,实验研究方面的进展相对滞后,只是在近几年中取得了较大的进展. 例如, 2003 年, Kuzmich 等<sup>[22]</sup>和 Van der Wal 等<sup>[23]</sup>分别在 Cs 和 Rb 原子蒸汽中实现了非经典光子态,也就是相关联的光子对. 2005 年, Eisaman 等人<sup>[24]</sup>利用电磁感应透明效应,实现了频率和

线宽等可调的单光子脉冲的产生、传播和存储. 这些结果为量子通信的实现提供了很好的基础.

#### 5.4 电磁感应透明效应在量子信息方面的应用

电磁感应透明效应在量子信息处理如量子存储和量子计算中也有重要的应用. Fleischhauer 等人<sup>[25]</sup>提出通过暗态极化子(所谓暗态极化子是指原子相干态和光场的一种混合态)进行量子信息存储,其实是通过电磁感应透明效应,将光场中携带的量子信息映射到原子系综的自旋态中,以实现量子信息处理. 与其他量子存储手段不同的是,采用电磁感应透明方法可以不失真地存储单光子态. 目前,在气体中已经从实验上实现了把量子信息从光场映射到原子系综的自旋态中<sup>[9]</sup>. Johnsson 等人<sup>[26]</sup>从理论上研究了利用电磁感应透明效应在固体中实现量子信息存储的可行性,他们用暗态极化子的理论,考虑了固体的非均匀展宽大的特性,推导出了在固体中实现量子存储需要满足的条件,并对掺稀土元素晶体等固体材料进行了具体讨论.

## 6 结束语

目前,电磁感应透明以及相关的效应和应用研究主要是在原子气体中完成的,在固体中的工作尚有很大的发展空间. 在固体介质中实现电磁感应透明的主要困难是由于固体中电子和声子之间的相互作用导致光跃迁相干时间非常短. 但是,在本文中我们也看到,通过适当的处理,在一些固体介质中也已经实现了电磁感应透明现象以及一些相关的效应. 随着材料制备技术、处理技术和实验技术的发展,固体介质在形成电磁感应透明现象的条件上有望更加接近于原子气体,这将为电磁感应透明效应的实际应用带来很好的发展前景. 另外,寻找其他合适的介质产生电磁感应透明效应也是一个重要的研究方向. 目前,人们已经在物质波、等离子体等介质中开展了有关电磁感应透明及其应用方面的研究.

## 参 考 文 献

- [ 1 ] Lounis B, Cohen-Tannoudji C. J. Phys. II, 1992, 2 579
- [ 2 ] Harris S E, Field J E, Imamoglu A. Phys. Rev. Lett., 1990, 64 1107
- [ 3 ] Harris S E. Phys. Rev. Lett., 1989, 62 1033
- [ 4 ] Schmidt H, Imamoglu A. Opt. Lett., 1996, 21 1936
- [ 5 ] Scully M O, Zubairy M S. Quantum Optics. Cambridge: Cambridge University Press, 1997. 228
- [ 6 ] Boller K J, Imamoglu A, Harris S E. Phys. Rev. Lett., 1991, 66 2593
- [ 7 ] Hau L V, Harris S E, Dutton Z *et al.* Nature ( London ), 1999, 397 594
- [ 8 ] Harris S E, Hau L V. Phys. Rev. Lett., 1999, 82 4611
- [ 9 ] Julsgaard B, Sherson J, Cirac J I *et al.* Nature ( London ), 2004, 432 482
- [ 10 ] Ham B S, Hemmer P R, Shahriar M S. Opt. Commun., 1997, 144 227
- [ 11 ] Turukhin A V, Sudarshanam V S *et al.* Phys. Rev. Lett., 2002, 88 023602
- [ 12 ] Longdell J J, Fraval E, Sellars M J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2005, 95 063601
- [ 13 ] Serapiglia G B, Paspalakis E, Sirtori C *et al.* Phys. Rev. Lett., 2000, 84 1019
- [ 14 ] Phillips M, Wang H. Phys. Rev. Lett., 2002, 89 186401
- [ 15 ] Fu K, Santori C, Stanley C *et al.* Phys. Rev. Lett., 2005, 95 187405
- [ 16 ] Wei C, Manson N B. Phys. Rev. A, 1999, 60 2540
- [ 17 ] Hemmer P R, Turukhin A V, Shahriar M J. Opt. Lett., 2001, 26 361
- [ 18 ] Lukin M D, Imamoglu A. Phys. Rev. Lett., 2000, 84 1419
- [ 19 ] Petrosyan D, Kurizki G. Phys. Rev. Lett., 2002, 65 033833
- [ 20 ] Soljacic M, Joannopoulos J D. Nat. Mater., 2004, 3 211
- [ 21 ] Parkins A S, Marte P, Zoller P *et al.* Phys. Rev. Lett., 1993, 71 3095
- [ 22 ] Kuzmich A, Bowen W P *et al.* Nature ( London ), 2003, 423 : 731
- [ 23 ] Van der Wal C H, Eisaman M D *et al.* Science, 2003, 301 : 196
- [ 24 ] Eisaman M D, Andre A *et al.* Nature, 2005, 438 837
- [ 25 ] Fleischhauer M, Lukin M D. Phys. Rev. Lett., 2000, 84 : 5094
- [ 26 ] Johnsson M, Molmer K. Phys. Rev. A, 2004, 70 032320