

# 多窗口可调谐电磁诱导透明研究<sup>\*</sup>

杨丽君 张连水<sup>†</sup> 李晓莉 李晓菁 郭庆林 韩 理 傅广生

(河北大学物理科学与技术学院, 河北保定 071002)

(2005 年 12 月 12 日收到 2006 年 3 月 13 日收到修改稿)

当两束激光以  $\Lambda$ -构型作用于三能级原子系统并满足双光子共振条件时, 探测激光场吸收谱呈现电磁诱导透明 (EIT) 特征. 若再加一个微波控制场作用于该三能级系统的两个低能级跃迁之间, 会导致探测吸收特性明显变化, EIT 窗口将发生劈裂. 通过求解相应的密度矩阵方程, 揭示了外加微波场作用下 EIT 窗口的变化规律, 并给出了相应的缀饰态解释. 研究结果表明, 在适当的条件下, 电磁诱导透明呈现三重结构, 而 EIT 窗口的频率位置取决于微波控制场的拉比频率及频率失谐量. 因此通过改变微波控制场的参数可以实现多 EIT 窗口的频率调谐.

关键词: 电磁诱导透明, 量子相干, 频率调谐, 多窗口 EIT

PACC: 4250, 3280, 3260S

## 1. 引 言

电磁诱导透明 (Electromagnetically Induced Transparency, EIT) 是相干电磁场与多能级原子系统相互作用产生的量子干涉效应, 由于在量子信息存储、量子计算及高分辨激光光谱<sup>[1-3]</sup>等领域的潜在应用而倍受人们的关注. 其相关效应如无反转激光<sup>[4,5]</sup>、非线性效应增强<sup>[6,7]</sup>、无吸收折射率增强<sup>[8,9]</sup>、电磁诱导聚焦<sup>[10]</sup>、“慢”光现象<sup>[11,12]</sup>以及电磁诱导吸收<sup>[13-15]</sup>等也逐渐成为量子光学领域的研究热点. 当一束相干电磁场作用于介质原子的一对跃迁能级时, 介质对入射电磁场 (称为探测场) 在共振频率处有较强的吸收, 其吸收曲线在该点为最大值. 若此时在上述跃迁能级之一与另外的能级之间加一个较强的相干电磁场 (称为耦合场), 当耦合场与探测场满足双共振条件时, 在探测吸收曲线原吸收峰值处出现一个凹陷, 即该 (介质) 原子系统在共振频率处对探测光的吸收减弱甚至消失, 这种在电磁场的作用下使原来不透明的介质变得透明的现象称为电磁诱导透明 (简称 EIT). 最简单的研究电磁诱导透明的能级系统包括  $\Lambda$ -型、V-型和级联型的三能级系统. 尤其是  $\Lambda$ -型三能级系统, 当其两低能级同属于基态精细结构能级时, 由于二者之间的相干失相速率很

小, 从而可以得到很窄的 EIT 窗口. 因此人们对 EIT 特性的研究主要集中于  $\Lambda$ -型三能级系统以及由其衍生出的多能级系统.

近年来, 国内外学者对 EIT 及其相关特性进行了大量的实验和理论研究. 例如原子蒸汽介质中多普勒效应对 EIT 线宽的影响<sup>[16,17]</sup>; 非均匀加宽介质中强探测场作用下 EIT 的特性<sup>[18]</sup>等. 我们也对均匀展宽  $\Lambda$ -型三能级系统中 EIT 的稳态特性进行了系统的理论研究, 给出了 EIT 的线宽以及对对比度随耦合场和探测场强度的变化规律<sup>[19]</sup>, 并在一阶近似条件下导出了 EIT 的线宽和对比度随耦合场强度变化的解析表达式<sup>[20]</sup>. 随着研究的不断深入, 许多新的量子相干效应与多场、多能级系统联系在一起, 对 EIT 特性的研究也由三能级系统扩展到了外加控制场作用下的多能级系统<sup>[21-25]</sup>. 其中, 通过在  $\Lambda$ -型系统外加射频控制场来研究 EIT 的变化规律, 由于技术上易于实现而倍受关注. Wei 等人的实验研究就是在基态精细结构能级中外加射频控制场, 使能级产生动态 Stark 劈裂, 从而得到了双窗口及多窗口 EIT<sup>[26]</sup>. 在 Wei 等人实验研究的基础上, 我们曾对三场作用下的准  $\Lambda$ -型四能级系统的 EIT 劈裂进行了理论研究, 得到了相应的变化规律<sup>[27]</sup>. 本文主要对三场作用下的  $\Lambda$ -型三能级系统进行理论研究, 通过外加微波控制场作用于  $\Lambda$ -型三能级系统的两个低

<sup>\*</sup> 河北省自然科学基金 (批准号: A2005000091) 和河北省教育厅 (批准号: 2004103) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: zhangls@mail.hbu.edu.cn

能级之间形成闭合的三能级原子系统,给出探测吸收曲线的变化规律与微波场参数之间的依赖关系,并利用缀饰态理论加以解释.研究表明,在 $\Lambda$ -型三能级系统的两个低能级之间加入微波控制场后,原来的一个 EIT 窗口劈裂成三个 EIT 窗口,而 EIT 窗口的频率位置取决于微波控制场的拉比频率和频率失谐量.这样,不仅在三能级系统中得到了多窗口 EIT,而且可以通过调节微波控制场的参数来控制 EIT 窗口的频率位置,实现多窗口可调谐 EIT.

## 2. 系统的密度矩阵方程

三场作用下的 $\Lambda$ -型三能级原子系统模型如图 1(a)所示.其中,|1>和|2>能级属基态能级的精细结构,|3>为激发态能级.频率为 $\omega_c$ 的耦合场作用于|2>—|3>之间,频率为 $\omega_p$ 的探测场的吸收谱通过扫描|1>—|3>跃迁获得.耦合场和探测场与原子系统的相互作用为电偶极跃迁,拉比频率分别为 $\Omega_c = \mu_{32} E_c / \hbar$ 和 $\Omega_p = \mu_{31} E_p / \hbar$ .频率为 $\omega_d$ 的微波控制场作用于能级|1>和|2>之间,激发磁偶极跃迁,拉比频率为 $\Omega_d = \mu_{21} E_d / \hbar$ .该系统的密度矩阵方程可表示为

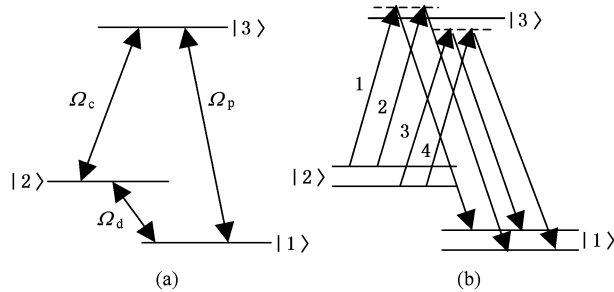


图 1 三场作用下的 $\Lambda$ -型三能级系统 (a)裸态能级图 (b)缀饰态能级图

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} = & i\chi_p(\rho_{31}e^{-i\delta t} - \rho_{13}e^{i\delta t}) \\ & + i\chi_d(\rho_{21} - \rho_{12}) \\ & - \Gamma_{12}\rho_{11} + \Gamma_{31}\rho_{33} + \Gamma_{21}\rho_{22}, \end{aligned} \quad (1a)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{22} = & i\chi_d(\rho_{32} - \rho_{23}) \\ & - i\chi_d(\rho_{21} - \rho_{12}) \\ & - \Gamma_{21}\rho_{22} + \Gamma_{32}\rho_{33} + \Gamma_{12}\rho_{11}, \end{aligned} \quad (1b)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{33} = & -i\chi_p(\rho_{31}e^{-i\delta t} - \rho_{13}e^{i\delta t}) \\ & - i\chi_c(\rho_{32} - \rho_{23}) \end{aligned}$$

$$-(\Gamma_{32} + \Gamma_{31})\rho_{33}, \quad (1c)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{32} = & -d_{32}\rho_{32} + i\chi_p\rho_{12}e^{i\delta t} \\ & - i\chi_d\rho_{31} - i\chi_c(\rho_{33} - \rho_{22}), \end{aligned} \quad (1d)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{31} = & -d_{31}\rho_{31} + i\chi_c\rho_{21} - i\chi_d\rho_{32} \\ & - i\chi_p e^{i\delta t}(\rho_{33} - \rho_{11}), \end{aligned} \quad (1e)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{21} = & -d_{21}\rho_{21} + i\chi_c\rho_{31} - i\chi_p\rho_{23}e^{i\delta t} \\ & - i\chi_d(\rho_{22} - \rho_{11}), \end{aligned} \quad (1f)$$

其中 $\chi_c = \Omega_c/2$ ,  $\chi_p = \Omega_p/2$ ,  $\chi_d = \Omega_d/2$ .  $d_{ij} = i\delta_{ij} - \gamma_{ij}$ 为复失谐, $\delta_{ij}$ 分别为: $\delta_{21} = \omega_d - \omega_{21}$ ,  $\delta_{31} = \omega_p - \omega_{31}$ ,  $\delta_{32} = \omega_c - \omega_{32}$ .  $\delta = \omega_c + \omega_d - \omega_p$ .  $\gamma_{ij}$ 是能级|i>和|j>间的相干失相速率.  $\Gamma_3 = \Gamma_{31} + \Gamma_{32}$ 为能级|3>的粒子数衰减速率, $\Gamma_{31}$ 和 $\Gamma_{32}$ 分别是激发态|3>自发衰减到基态|1>和|2>粒子数的衰减速率.对于给定的系统,可以近似认为: $\Gamma_{31} = \Gamma_{32}$ ,  $\Gamma_{21} = \Gamma_{12}$ .为简单起见,设 $\Gamma_3 = 1$ ,其他参量均以其为单位取相对值.

密度矩阵方程的非对角密度矩阵元 $\rho_{31}$ 的虚部正比于介质对探测场的吸收,实部反映探测场的色散特性.本工作的目的是研究微波控制场对 EIT 特性的影响,可以认为探测场为弱场.采用 Floquet 方法在旋波近似下求解密度矩阵方程,得到其非对角密度矩阵元 $\rho_{31}$ 的一级微扰解. $\text{Im}[\rho_{31}]$ 随探测场失谐量 $\delta_{31} = \omega_p - \omega_{31}$ 的变化曲线即给出探测吸收谱的变化规律.

## 3. 结果和讨论

### 3.1. 不同场作用下的探测吸收谱比较

图 2 给出了 $\Lambda$ -型三能级系统原子在不同场作用下的探测吸收谱.曲线 1 对应于耦合场和微波场均为零的情况.此时相当于一个二能级系统,探测吸收曲线在共振频率处为一强吸收峰.在|2>—|3>能级之间加入拉比频率为 $\Omega_c = 0.2$ 的共振耦合场后,吸收曲线 2 在共振频率处出现了极窄的凹陷即 EIT.在此基础上,再引入微波控制场共振作用于|1>—|2>跃迁之间,得到吸收曲线 3, EIT 由原来的一个劈裂为三个,中心 EIT 窗口位于探测场的共振频率处,另外两个 EIT 窗口分列于两侧,且二者到中心 EIT 窗口的频率差相等.

### 3.2. EIT 窗口劈裂程度随微波控制场拉比频率的变化

由图 2 可以看出,在 $\Lambda$ -型三能级系统的两个低

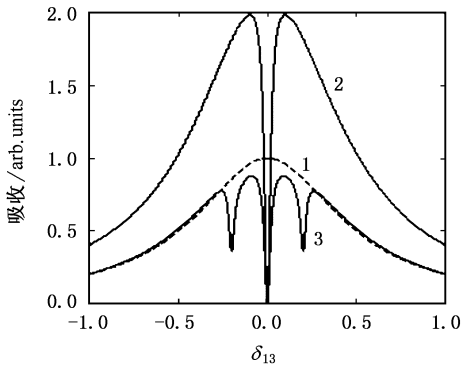


图2  $\Lambda$ -型三能级系统在不同场的作用下的探测吸收谱  
1—— $\Omega_c = 0, \Omega_d = 0$  ; 2—— $\Omega_c = 0.2, \Omega_d = 0$  ; 3—— $\Omega_c = 0.2, \Omega_d = 0.2$

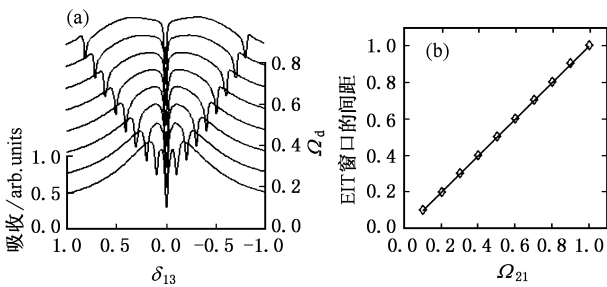


图3 微波控制场共振作用时探测吸收谱的变化规律 (a) EIT窗口的劈裂程度随微波控制场的拉比频率的变化( $\Omega_d$  从上到下依次取值 0.8 0.7 0.6 0.5 0.4 0.3 0.2 0.1) (b) EIT窗口频率间隔与微波控制场的拉比频率的关系

能级之间加入共振微波控制场后,原来的一个 EIT 窗口劈裂成为三个 EIT 窗口.中心 EIT 窗口位于探测场的共振频率处,两个侧 EIT 窗口对称地分列于中心 EIT 窗口两侧.图 3 进一步给出了微波控制场与  $|1\rangle-|2\rangle$  跃迁共振作用时,探测吸收谱随微波场的拉比频率的变化规律.由图 3(a)可知,改变微波控制场的强度,中心 EIT 窗口位置不变,两侧 EIT 窗口的劈裂程度随微波控制场的拉比频率的增大而增大.图 3(b)为两侧 EIT 窗口到中心 EIT 窗口的频率间隔与微波控制场拉比频率的关系,显然,二者成线性变化关系,且两侧 EIT 窗口偏离探测场共振频率的频率差恰好等于微波控制场的拉比频率  $\Omega_d$ .因此,改变微波控制场的强度,可实现两侧 EIT 窗口的频率调谐.

3.3. EIT 窗口的频率位置随微波控制场失谐量的变化  
前面讨论了共振情况下微波控制场强度对两侧

EIT 窗口的频率调谐作用.同样微波控制场的失谐也会导致 EIT 窗口的频率变化.图 4(a)描述了微波控制场与  $|1\rangle-|2\rangle$  跃迁近共振作用时探测吸收谱随失谐量  $\delta_{21}$  的变化.中心 EIT 窗口和两侧 EIT 窗口相对于探测场共振频率均发生了频移.图 4(b)为中心 EIT 窗口的频移量随微波控制场频率失谐量的变化曲线,从图中可以看出,其频移量等于微波控制场的频率失谐量  $\delta_{21}$ .图 4(c)为侧 EIT 窗口到中心 EIT 窗口的频率间隔随微波控制场频率失谐量  $\delta_{21}$  的变化曲线,该频率间隔恰好等于微波控制场的广义拉比频率  $\Omega'_d = \sqrt{\Omega_d^2 + \delta_{21}^2}$ .由此可以得出,改变微波控制场的频率失谐量同样可以实现 EIT 窗口的频率调谐.

3.4. 缀饰态解释

多窗口 EIT 形成的物理机制可用缀饰态理论得到很好的解释<sup>[28,29]</sup>.在本研究中,相对于  $|1\rangle-|2\rangle$  的跃迁线宽而言,微波控制场可看作强场,因此可用缀

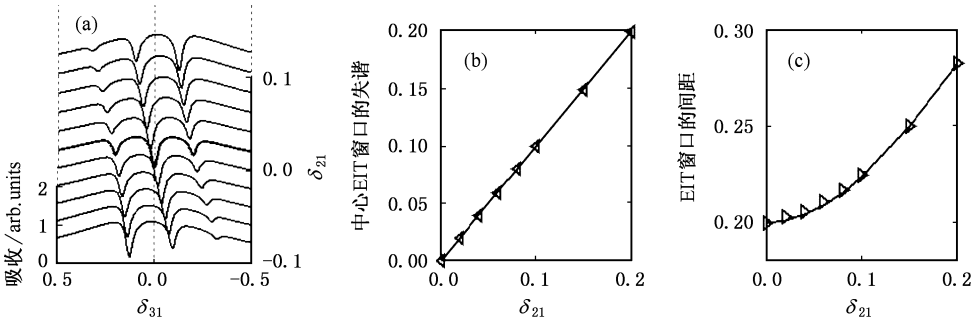


图4 微波控制场近共振时 EIT 窗口位置随失谐量  $\delta_{21}$  的变化 (a) 探测吸收谱随  $\delta_{21}$  的变化( $\delta_{21}$  从上到下依次为 0.1 0.08 0.06 0.04 0.02 0.0 -0.02 -0.04 -0.06 -0.08 -0.1) (b) 中心 EIT 窗口相对探测场共振频率的频移随  $\delta_{21}$  的变化 (c) 两侧 EIT 窗口到中心 EIT 窗口的频率间隔随  $\delta_{21}$  变化.(a)(b)(c)中耦合场拉比频率为  $\Omega_c = 0.2$ , 控制场的拉比频率为  $\Omega_d = 0.2$

饰态理论来描述微波控制场与能级间的相互作用 , 相应的缀饰态能级如图 1( b )所示 . 在耦合场和探测场满足双光子共振情况下 , 共有四条跃迁路径 1 2 , 3 4 , 每条路径都等效于一个  $\Lambda$ -型三能级系统 . 2 3 跃迁的探测场频率相同 , 对应于探测吸收谱的中心 EIT 窗口 , 当耦合场及微波控制场均与相应的跃迁满足共振条件时 , 其位于探测场的共振频率处 . 若微波控制场存在有失谐量  $\delta_{21}$  时 , 中心 EIT 相对于探测场共振频率的频移量等于微波控制场的失谐量  $\delta_{21}$  . 1 4 分别对应两侧的 EIT 窗口 , 它们相对中心 EIT 窗口频移的大小取决于缀饰态能级的劈裂程度 . 微波控制场与  $|1\rangle - |2\rangle$  能级跃迁共振时 , 缀饰态能级的间距恰好等于的微波控制场的拉比频率  $\Omega_d$  . 而当微波控制场与  $|1\rangle - |2\rangle$  跃迁存在失谐量  $\delta_{21}$  时 , 缀饰态能级间距等于微波控制场的广义拉比频率  $\Omega'_d = \sqrt{\Omega_d^2 + \delta_{21}^2}$  . 由此得出的 EIT 窗口的特性随微波控制场参数的变化关系 , 与图 3 和图 4 的

结果完全一致 .

## 4. 结 论

本文对三场作用下的  $\Lambda$ -型三能级系统的探测吸收特性进行了理论研究 , 给出了 EIT 窗口的频率位置随外加微波控制场参数的变化关系 , 并利用缀饰态理论给出了合理解释 . 研究结果表明 , 在  $\Lambda$ -型三能级系统的两个低能级之间加入微波控制场后 , 原来的一个 EIT 窗口劈裂成三个 EIT 窗口 , 且 EIT 窗口的频率位置取决于微波控制场的拉比频率和失谐量 . 这样不仅在三能级系统中得到了多窗口 EIT , 而且可以通过调节微波控制场的强度和频率来控制 EIT 窗口的频率位置 , 实现了 EIT 的频率调谐 .  $\Lambda$ -型三能级系统存在于很多实际的原子系统中 , 该研究结果对电磁诱导透明效应在量子计算以及光信息存储等方面的应用具有重要意义 .

[ 1 ] Ham B S , Shahriar M S , Kim M K *et al* 1997 *Opt . Lett .* **22** 1849

[ 2 ] Ham B S , Hemmer P R 2000 *Phys . Rev . Lett .* **84** 4080

[ 3 ] Arimondo E 1996 *Prog . Opt .* **35** 257

[ 4 ] Harris S E 1989 *Phys . Rev . Lett .* **62** 1033

[ 5 ] Wang Z H , Hu X M 2004 *Acta Phys . Sin .* **53** 2569 ( in Chinese )  
[ 王振华、胡响明 2004 物理学报 **53** 2569 ]

[ 6 ] Zibrov A Z , Lukin M D , Scully M O 1999 *Phys . Rev . Lett .* **83** 4049

[ 7 ] Wu H B , Chang H , Ma J *et al* 2005 *Acta Phys . Sin .* **54** 3632 ( in Chinese )  
[ 武海斌、常 宏、马 杰等 2005 物理学报 **54** 3632 ]

[ 8 ] Zibrov A Z , Lukin M D , Hollberg L *et al* 1996 *Phys . Rev . Lett .* **76** 3935

[ 9 ] Scully M O 1991 *Phys . Rev . Lett .* **67** 1855

[ 10 ] Moseley R R , Sheperd S , Fulton D J *et al* 1996 *Phys . Rev . A* **53** 408

[ 11 ] Hua L V , Harris S E , Dutton Z *et al* 1999 *Nature* **397** 594

[ 12 ] 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 ]

[ 13 ] Lezama A , Barreiro S , Akulshin A M *et al* 1999 *Phys . Rev . A* **59** 4732

[ 14 ] Wang L , Hu X M 2004 *Acta Phys . Sin .* **53** 2551 ( in Chinese )  
[ 王 丽、胡响明 2004 物理学报 **53** 2551 ]

[ 15 ] Wang L , Hu X M 2004 *Acta Phys . Sin .* **53** 2544 ( in Chinese )  
[ 王 丽、胡响明 2004 物理学报 **53** 2544 ]

[ 16 ] Javan A , Kocharivskaya O , Li H W 2002 *Phys . Rev . A* **66** 013805

[ 17 ] Ye C Y , Zibrov A S 2002 *Phys . Rev . A* **65** 023806

[ 18 ] Wielandy S , Gaeta A L 1997 *Phys . Rev . A* **58** 3

[ 19 ] Yang L J , Zhang L S , Li X L *et al* 2004 *Proc . of SPIE* **5631** 196

[ 20 ] Yang L J , Zhang L S , Guo Q L *et al* 2006 *J . Lumin .* ( to be published ).

[ 21 ] Yelin S F , Sautenkov V A , Kash M M *et al* 2003 *Phys . Rev . A* **68** 063801

[ 22 ] Lukin M D , Yelin S F , Fleischhauer M *et al* 1999 *Phys . Rev . A* **60** 3225

[ 23 ] Ye C Y , Zibrov Z S , Rostovtsev Y V *et al* 2002 *Phys . Rev . A* **65** 043805

[ 24 ] Chen Y , Liao Y , Chiu H *et al* 2001 *Phys . Rev . A* **64** 053806

[ 25 ] Zhang L Y , Liu Z D 2005 *Acta Phys . Sin .* **54** 3641 ( in Chinese )  
[ 张丽英、刘正东 2005 物理学报 **54** 3641 ]

[ 26 ] Wei C J , Manson N B 1999 *Phys . Rev . A* **60** 2540

[ 27 ] Yang L J , Zhang L S , Li X L *et al* 2005 *Phys . Rev . A* **72** 053801

[ 28 ] Cohen-Tannoudji C , Reynaud S 1977 *J . Phys . B* **10** 345 365 2311

[ 29 ] Cohen-Tannoudji C , Dupont-Roc J , Grynberg G 1992 *Atoms-Photon Interactions* ( New York : Interscience ) p460

# Multi-window frequency-tunable electromagnetically induced transparency<sup>\*</sup>

Yang Li-Jun   Zhang Lian-Shui<sup>†</sup>   Li Xiao-Li   Li Xiao-Wei   Guo Qing-Lin   Han Li   Fu Guang-Sheng

( *College of Physical science and Technology , Hebei University , Baoding 071002 , China* )

( Received 12 December 2005 ; revised manuscript received 13 March 2006 )

## Abstract

Electromagnetically induced transparency ( EIT ) resonance is obtained in a  $\Lambda$  three-level configuration when the coupling field and the probe field satisfy the two-photon resonance condition. When an additional microwave field drives the transition between two low levels of the  $\Lambda$  three-level system the EIT is observed to split into multiple EITs. In this paper we present a theoretical study of this effect. The results show that the EIT resonance can be split into triplet and the spectral positions of EIT windows is determined by the intensity and the frequency of the microwave field. Therefore , a microwave field can be used to open more than one EIT windows and the EIT frequency tuning can be realized by controlling intensity and frequency of the microwave field.

**Keywords :** EIT , quantum interference , frequency tuning , multi-window EIT

**PACC :** 4250 , 3280 , 3260S

---

<sup>\*</sup> Project supported by the Natural Science Foundation of Hebei Province ( Grant No. A2005000091 ) and The National Science Foundation of Education Office of Hebei Province ( Grant No.2004103 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : zhangls@mail.hbu.edu.cn