

Quantum Coherent Optical Properties of Probe and Control Fields in Electromagnetically Induced Transparency

Xinyun Jiang¹, Zihan Xu¹, Jianqi Shen^{1,2*}

¹Department of Optical Engineering, State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentations, Yuquan Campus, Zhejiang University, Hangzhou

²Centre for Optical and Electromagnetic Research, Zijingang Campus, Zhejiang University, Hangzhou
Email: *jqshen@zju.edu.cn

Received: Oct. 31st, 2012; revised: Nov. 26th, 2012; accepted: Dec. 10th, 2012

Abstract: The equation of motion of the density matrix of a three-level EIT (electromagnetically induced transparency) atomic system is solved and the behavior of dispersion of the nine density matrix elements is presented. The general optical response of the electric permittivity corresponding to both the probe and the control fields is addressed based on the numerical results of the equation of motion of the density matrix. The probe and the control fields are treated in the same way, in which the influence of the probe field on the control field (and vice versa) is considered. The optical behavior of controlling light with light can be a fundamental mechanism for new photonic and quantum optical device design.

Keywords: Electromagnetically Induced Transparency; Density Matrix; Quantum Coherent Properties; Tunable Dispersion Characteristics

电磁感应透明探针光与控制光量子相干光学特性分析

姜新韵¹, 徐子涵¹, 沈建其^{1,2*}

¹浙江大学, 玉泉校区, 光电信息工程学系, 现代光学仪器国家重点实验室, 杭州

²浙江大学, 紫金港校区, 光及电磁波研究中心, 杭州

Email: *jqshen@zju.edu.cn

收稿日期: 2012年10月31日; 修回日期: 2012年11月26日; 录用日期: 2012年12月10日

摘要: 对三能级电磁感应透明原子系统的密度矩阵方程进行解算, 获得该系统九个密度矩阵元的色散行为, 同时研究探针光与控制光所对应的原子气体介电系数的色散曲线和一般相干操控特性。本文将控制光与探针光同等看待, 即不同于以往着重于探针光特性、将控制光仅当作调控电磁感应透明介质光学特性的外部条件看待、从而没有研究控制光本身如何受探针光的影响。本文研究探针光与控制光之间的彼此影响(即彼此受对方操控的行为)。电磁感应透明介质内由光来控制光的量子相干行为可以作为新型光子学器件设计的基本原理。

关键词: 电磁感应透明; 密度矩阵; 量子相干特性; 可调色散行为

1. 引言

利用人工电磁介质操控电磁波传播是当前应用电磁学与光子学等领域中的重要研究方向^[1], 其中一个主题是利用原子相位相干性(如电磁感应透明(EIT))

来实现对光波的控制, 包括对光波的吸收和释放、慢光和负群速以及光波传播轨迹操控等^[2]。EIT 介质^[3-8]是当前光学材料和量子光学领域中比较重要的新型人工电磁介质, 一般在碱金属原子气体和量子点介质内能呈现^[9-12]。量子相干效应在过去十多年来一直是量子光学(与光子学领域)的研究重点之一^[2]; 近年来在

*通讯作者。

关于多能级原子系综相位相干性的研究中,大量理论与实验工作表明以呈现 EIT 为主要代表的多能级系统能产生许多引人入胜的效应,包括原子布居捕获(CPT)与无布居翻转激光^[3-8]以及其它具有重要应用意义的现象如:光速变慢、超慢光速传播、光存储、原子基态冷却^[13-16]等。

EIT 作为一种量子相干效应,它呈现这样一种现象:当一束共振光射入介质后,该光被原子介质吸收;但是如果再引入另一束共振光之后,两束共振光却都不再被介质吸收,它们可以几乎无损耗地在介质中传播^[3]。显然,这时损耗介质成为了透明介质。从原理上讲,电磁感应透明 EIT 效应起源于原子从基态向激发态跃迁所导致的量子相干与干涉效应,机制核心是原子布居捕获^[7]。在理论上,除了用原子布居捕获机制来解释电磁感应透明现象外,还可以用缀饰态干涉效应、多重路径干涉模型及用量子场论费曼图来解释等^[4]。EIT 气体作为一种量子相干原子气体,我们可以用它来实现各种应用,如设计制作光子逻辑门、光子晶体管及光开关等。

在本文中,针对三能级中的电磁感应透明效应,通过解算原子系统密度矩阵方程,研究控制光与探针光各自光学特性。以往的研究均着重于探针光特性,没有研究其中的控制光本身受探针光影响导致的光学行为,而只将控制光当作调控电磁感应透明介质光学特性的外部条件看待^[3]。在本文的讨论中我们将控制光与探针光同等看待,研究其量子相干光学特性(如能级 $|1\rangle$ - $|3\rangle$ 跃迁和能级 $|2\rangle$ - $|3\rangle$ 跃迁之间的量子干涉对控制光与探针光光学特性的影响)。尽管本文所用探针光的场强(用 Rabi 频率衡量)与控制光场强同量级(即探针光和控制光的 Rabi 频率在数值大小为同量级),探针光已经失去了其“只探测而不影响控制光与介质本身”的含义,但我们还是按照传统术语习惯称其为“探针光”。

2. 原子系统密度矩阵方程

在一个典型的三能级原子系统(如图 1 所示)中,

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{11} &= \gamma_{31}\rho_{33} + \gamma_{21}\rho_{22} - \frac{i}{2}(\Omega_p\rho_{13} - \Omega_p^*\rho_{31}), \\ \dot{\rho}_{22} &= \gamma_{32}\rho_{33} - \gamma_{21}\rho_{22} - \frac{i}{2}(\Omega_c\rho_{23} - \Omega_c^*\rho_{32}), \\ \dot{\rho}_{33} &= -(\gamma_{31} + \gamma_{32})\rho_{33} + \frac{i}{2}(\Omega_p\rho_{13} + \Omega_c\rho_{23}) - \frac{i}{2}(\Omega_p^*\rho_{31} + \Omega_c^*\rho_{32}),\end{aligned}\quad (1)$$

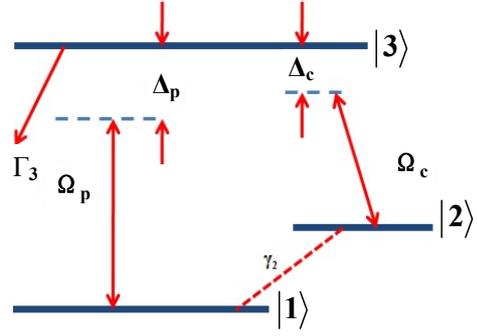


Figure 1. The schematic diagram of a three-level atomic system. The probe and the control fields drive the $|1\rangle$ - $|3\rangle$ and $|2\rangle$ - $|3\rangle$ transitions, respectively. The spontaneous emission decay rates are defined through $\gamma_2 = \gamma_{21} + \gamma_{ph}$, $\Gamma_3 = \gamma_{31} + \gamma_{32}$

图 1. 三能级原子系统图示。 $|1\rangle$ - $|3\rangle$ 跃迁和 $|2\rangle$ - $|3\rangle$ 跃迁分别受探针光(用 Rabi 频率 Ω_p 表示其与原子系统的耦合强度)和控制光(用 Rabi 频率 Ω_c 表示耦合强度)驱动。其中原子能级衰变率

$$\gamma_2 = \gamma_{21} + \gamma_{ph}, \quad \Gamma_3 = \gamma_{31} + \gamma_{32}$$

能级 $|1\rangle$ - $|3\rangle$ 跃迁和能级 $|2\rangle$ - $|3\rangle$ 跃迁分别受探针光和控制光驱动。探针光和控制光的频率失谐分别定义为 $\Delta_p = \omega_{31} - \omega_p$, $\Delta_c = \omega_{32} - \omega_c$ 。探针光和控制光的 Rabi 频率分别为 $\Omega_p = \wp_{31}E_p/\hbar$, $\Omega_c = \wp_{32}E_c/\hbar$, 其中 E_p 和 E_c 是探针光和控制光的慢变振幅, \hbar 为约化普朗克常数。Rabi 频率 Ω_p 和 Ω_c 与各自场强成正比, 因此它们既可以用来代表光波本身, 亦可以用来表示与原子系统的相互作用强度(耦合系数)。该三能级原子系统可以在碱金属原子(如钠、铷原子)内找到。在适当的条件下, 如探针光和控制光的频率满足双光子共振条件 ($\Delta_p = \Delta_c$), 则两个下能级就构成一个暗态(由能级 $|1\rangle$ 与 $|2\rangle$ 线性叠加而成), 该暗态不与上能级 $|3\rangle$ 发生有效相互作用(即上能级 $|3\rangle$ 为空), 尽管能级 $|1\rangle$ - $|3\rangle$ 跃迁和能级 $|2\rangle$ - $|3\rangle$ 跃迁分别受探针光和控制光驱动, 但因为这两个驱动的总贡献刚好抵消(量子相消干涉), 故而该原子气体对探针光和控制光而言都是透明的, 即使在共振频率处 ($\Delta_p = \Delta_c = 0$)。下面我们通过求解密度矩阵方程获得该能级系统的一般光学响应行为。

根据量子力学薛定谔方程, 我们可以得到该三能级原子系统的密度矩阵方程

$$\begin{aligned}
 \dot{\rho}_{13} &= -\left(\frac{\gamma_{31} + \gamma_{32}}{2} - i\Delta_p\right)\rho_{13} - \frac{i}{2}(\Omega_p^*\rho_{11} + \Omega_c^*\rho_{12}) + \frac{i}{2}\Omega_p^*\rho_{33}, \\
 \dot{\rho}_{31} &= -\left(\frac{\gamma_{31} + \gamma_{32}}{2} + i\Delta_p\right)\rho_{31} + \frac{i}{2}(\Omega_p\rho_{11} + \Omega_c\rho_{21}) - \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{33}, \\
 \dot{\rho}_{32} &= -\left(\frac{\gamma_{31} + \gamma_{32} + \gamma_{21}}{2} + i\Delta_c\right)\rho_{32} + \frac{i}{2}(\Omega_p\rho_{12} + \Omega_c\rho_{22}) - \frac{i}{2}\Omega_c\rho_{33}, \\
 \dot{\rho}_{23} &= -\left(\frac{\gamma_{31} + \gamma_{32} + \gamma_{21}}{2} - i\Delta_c\right)\rho_{23} - \frac{i}{2}(\Omega_p^*\rho_{21} + \Omega_c^*\rho_{22}) + \frac{i}{2}\Omega_c^*\rho_{33}, \\
 \dot{\rho}_{12} &= -\left(\frac{\gamma_{21} + \gamma_{ph}}{2} - i(\Delta_p - \Delta_c)\right)\rho_{12} - \frac{i}{2}\Omega_c\rho_{13} + \frac{i}{2}\Omega_p^*\rho_{32}, \\
 \dot{\rho}_{21} &= -\left(\frac{\gamma_{21} + \gamma_{ph}}{2} + i(\Delta_p - \Delta_c)\right)\rho_{21} + \frac{i}{2}\Omega_c^*\rho_{31} - \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{23}.
 \end{aligned} \tag{1}$$

在该方程组中, γ_{ij} 是能级衰变率(与原子自发辐射衰变有关), γ_{ph} 为与原子热运动有关的碰撞失相速率(collisional dephasing rate)。密度矩阵元 ρ_{ij} 为 ρ_{ji} 的复数共轭, 即 $\rho_{ij} = (\rho_{ji})^*$ 。从以上方程可以得到关系 $\frac{\partial}{\partial t}(\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33}) = 0$, 即几率守恒

($\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1$), 故而 $\dot{\rho}_{11}$, $\dot{\rho}_{22}$, $\dot{\rho}_{33}$ 方程其实并不独立, 即在以上方程组(1)内的九个方程中, 独立的方程其实只有八个。因此我们可以用 $\rho_{11} = 1 - \rho_{22} - \rho_{33}$ 代替 ρ_{11} 。在本文中我们研究该原子气体介质的稳态光学响应。为了获得稳态解, 要求所有时间导数 $\dot{\rho}_{ij}$ 为零。

考虑局域场效应, 探针光与控制光所对应的原子气体介电系数为

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_{31} &= 1 + \frac{N\beta_{31}}{1 - \frac{N\beta_{31}}{3}}, \\
 \varepsilon_{32} &= 1 + \frac{N\beta_{32}}{1 - \frac{N\beta_{32}}{3}},
 \end{aligned} \tag{2}$$

其中分母 $1 - \frac{N\beta}{3}$ 代表了局域场(local field)修正, 即临近原子之间的互相极化效应。由于 N 为原子数密度(单位体积内原子个数), 故局域场修正反映了原子数密度的非线性效应(原子体系自相互作用)。根据极化率的定义, 单个原子的微观电极化率为

$$\beta_{31} = \frac{2|\phi_{31}|^2}{\varepsilon_0 \hbar \Omega_p} \rho_{31}, \quad \beta_{32} = \frac{2|\phi_{32}|^2}{\varepsilon_0 \hbar \Omega_p} \rho_{32}, \tag{3}$$

其中 ϕ_{31} , ϕ_{32} 为原子跃迁电偶极矩, ε_0 为真空介电常数。

下面我们解算密度矩阵方程, 并研究(2)(3)所示原子气体介电系数的光学特性。

3. 数值例子与物理解释

本系统密度矩阵共有 9 个分量 ρ_{ij} 。我们求解密度矩阵方程组(1)的稳态解, 得到如图 2 所示的各密度矩阵元的色散曲线。其中对原子系统所选参数为: 电偶极自发辐射衰变率 $\gamma_{31} = 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_{32} = 0.5\gamma_{31}$, $\gamma_{21} = 0.01\gamma_{31}$ (磁偶极自发辐射衰变率很小), $\gamma_{ph} = 0.01\gamma_{31}$ (碰撞失相速率因为原子稀薄而很小), 探针光 Rabi 频率 $\Omega_p = 10\gamma_{31}$, 控制光 Rabi 频率 $\Omega_c = 20\gamma_{31}$, 控制光频率失谐 $\Delta_c = 0.3\gamma_{31}$ 。尽管本文按照传统把驱动 $|1\rangle - |3\rangle$ 跃迁的光场称作探针光, 把驱动 $|2\rangle - |3\rangle$ 跃迁的光场称作控制光, 但是根据本文主旨, 本文研究的是一般量子相干光学特性, 基态能级布居 ρ_{11} 并不总是趋近于 1^[12], 其它上能级布居也并非总是很微小, 故所选两个 Rabi 频率 Ω_p , Ω_c 并不需要满足 $\Omega_p \ll \Omega_c$ 的条件, 且 Ω_p , Ω_c 均可以比较大, 因此这使得基态能级布居 ρ_{11} 振幅变化比较大(如图 2 所示)。

有了密度矩阵元的色散行为, 容易得到探针光与控制光所对应的原子气体介电系数 ε_{31} 和 ε_{32} 的色散曲线。我们所选的原子数密度为 $N = 1.0 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ 。由公式(2)与(3), 我们将探针光与控制光所对应的原子气体介电系数 ε_{31} 和 ε_{32} 的色散曲线绘制在图 3。图 3 有两幅子图, 分别放置 ε_{31} 和 ε_{32} 的实部和虚部的色散曲线。

在图 3 的上子图中, 探针光所对应的介电系数 ε_{31} 随着探针光频率失谐的变化实部表现出两峰两谷, 虚部表现出两峰一谷(即在 Autler-Townes 双峰之间有一

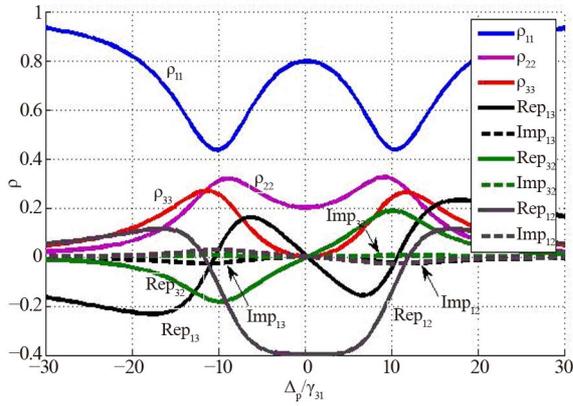


Figure 2. The dispersion characteristics of the real and imaginary parts of the density matrix elements ρ_{11} , ρ_{22} , ρ_{33} and ρ_{13} , ρ_{32} , ρ_{12}

图 2. ρ_{11} , ρ_{22} , ρ_{33} 及 ρ_{13} , ρ_{32} , ρ_{12} 的实部与虚部的色散行为

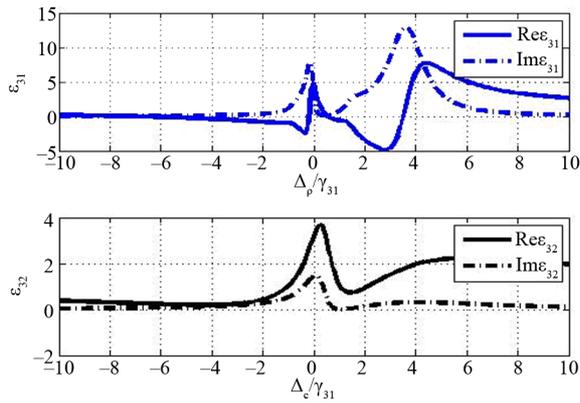


Figure 3. The dispersion characteristics of the real and imaginary parts of ϵ_{31} and ϵ_{32} . The real part of ϵ_{31} has two valleys and two peaks, and the imaginary part has one valley and two peaks, respectively. In contrast, the real part of ϵ_{32} has only one valley and one peak, and the imaginary part has only one peak, respectively

图 3. ϵ_{31} 、 ϵ_{32} 的实部及虚部的色散行为。 ϵ_{31} 实部有明显的两峰两谷行为、虚部有明显的两峰一谷行为； ϵ_{32} 实部有明显的一峰一谷行为、虚部有明显的一峰行为

谷,表现电磁感应透明效应)。此时相关参数取值如下: 探针光 Rabi 频率 $\Omega_p = 10\gamma_{31}$, 控制光 Rabi 频率 $\Omega_c = 20\gamma_{31}$, 控制光频率失谐 $\Delta_c = 0.3\gamma_{31}$ 。在图 3 的下子图中, 控制光所对应的介电系数 ϵ_{32} 随着控制光频率失谐的变化实部表现为两峰两谷, 虚部表现为两峰一谷(即在 Autler-Townes 双峰之间也有一谷, 亦可呈现电磁感应透明效应)。此时相关参数取值为: 控制光 Rabi 频率 $\Omega_c = 20\gamma_{31}$, 探针光 Rabi 频率 $\Omega_p = 10\gamma_{31}$, 探针光频率失谐 $\Delta_p = \gamma_{31}$ 。尽管 ϵ_{32} 的实部和虚部分别表现为两峰两谷和两峰一谷, 但是可以看到 ϵ_{32} 实部和虚部各有一峰一谷是不明显的, 因此 ϵ_{32} 实部倒具

有二能级跃迁系统的色散曲线的明显特征: 实部表现为明显的一谷一峰, 虚部表现为明显的一峰。在本例中, 探针光与控制光所对应的原子气体介电系数 ϵ_{31} 和 ϵ_{32} 具有不同的特征, 这是因为对于探针光而言, $|1\rangle\text{-}|3\rangle$ 跃迁和 $|2\rangle\text{-}|3\rangle$ 跃迁可以相消干涉, 形成 ϵ_{31} 虚部曲线的 Autler-Townes 双峰, 从而在双峰中间的双光子共振位置消去了对探针光的吸收(由 $|1\rangle\text{-}|3\rangle$ 跃迁和 $|2\rangle\text{-}|3\rangle$ 跃迁之间相消量子干涉所致), 导致对探针光的电磁感应透明现象。这也可以从方程组(1)中的 $\dot{\rho}_{31}$ 方程内体现 $|1\rangle\text{-}|3\rangle$ 跃迁和 $|2\rangle\text{-}|3\rangle$ 跃迁干涉的

$\Omega_p(\rho_{11} - \rho_{33}) + \Omega_c\rho_{21}$ 这一项看出: 由于 Ω_c 大于 Ω_p , 但是 $\rho_{11} - \rho_{33}$ 一般大于 ρ_{21} (由图 2 看出), 故而 $\Omega_p(\rho_{11} - \rho_{33}) + \Omega_c\rho_{21}$ 可能会较小甚至为零(相消量子干涉)。但是对于 ϵ_{32} 而言, 这样的相消干涉条件并不明显存在, 即 $\dot{\rho}_{32}$ 方程中的体现 $|1\rangle\text{-}|3\rangle$ 跃迁和 $|2\rangle\text{-}|3\rangle$ 跃迁干涉的 $\Omega_p\rho_{12} + \Omega_c(\rho_{22} - \rho_{33})$ 一般不小, 故而使得 ϵ_{32} 更类似于二能级系统的介电系数行为。但是值得指出的是, ϵ_{32} 具有二能级跃迁系统的色散曲线的明显特征也只是一定条件下的行为。选取适当的 Ω_c 、 Ω_p , 也可以让控制光所对应的介电系数 ϵ_{32} 随着控制光频率失谐的变化实部表现为明显的两峰两谷、虚部表现为明显的两峰一谷。图 4 即研究了 Ω_c 、 Ω_p 取一般数值时 ϵ_{31} 和 ϵ_{32} 的实部和虚部的行为。

因 $|1\rangle\text{-}|3\rangle$ 跃迁和 $|2\rangle\text{-}|3\rangle$ 跃迁分别受探针光和控制光驱动, 故而探针光与控制光所对应的原子气体介电系数 ϵ_{31} 和 ϵ_{32} 受对方光波强度(可用各自的 Rabi 频

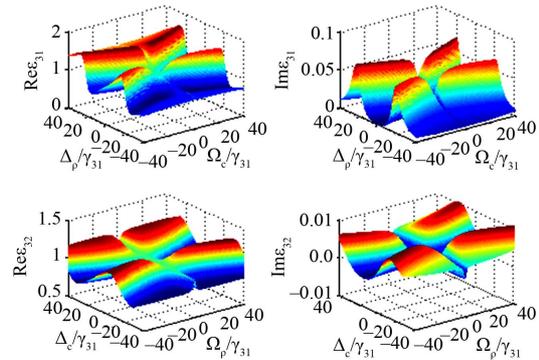


Figure 4. The dispersion characteristics of the real and imaginary parts of ϵ_{31} and ϵ_{32} , where the dependence of ϵ_{31} and ϵ_{32} on Δ_p/γ_{31} , Ω_c/γ_{31} and Δ_c/γ_{31} , Ω_p/γ_{31} , respectively, are presented

图 4. ϵ_{31} 、 ϵ_{32} 的实部及虚部的色散与可调行为。上两幅子图表现 ϵ_{31} 的实、虚部与 Δ_p/γ_{31} 、 Ω_c/γ_{31} 的依赖关系, 下两幅子图表现 ϵ_{32} 的实、虚部与 Δ_c/γ_{31} 、 Ω_p/γ_{31} 的关系

率表征)控制,表现可调行为。图4为该原子气体介电系数 ε_{31} 和 ε_{32} 的频率色散和场强可调行为。

在 ε_{31} 的实部、虚部与 Δ_p/γ_{31} 、 Ω_c/γ_{31} 的关系图中,相关参数为 $\Omega_p = 10\gamma_{31}$, $\Delta_c = 0.3\gamma_{31}$ 。在 ε_{32} 的实部、虚部与 Δ_c/γ_{31} 、 Ω_p/γ_{31} 的关系图中,相关参数为 $\Omega_c = 20\gamma_{31}$, $\Delta_p = \gamma_{31}$ 。图4四幅子图均为蝴蝶对称形状, ε_{31} 实部在一个截面内(Ω_c/γ_{31} 为定值)表面出两峰两谷, ε_{31} 虚部在一个截面内(Ω_c/γ_{31} 为定值)表现出两峰一谷; ε_{32} 实部在一个截面内(Ω_p/γ_{31} 为定值)表现出两峰两谷, ε_{32} 虚部在一个截面内(Ω_p/γ_{31} 为定值)表现出两峰一谷。

除了随着场强而变的可调特性外,该量子相干介质还有随着对方光场的频率而变的可调特性。图5为该原子气体介电系数 ε_{31} 和 ε_{32} 的随频率的色散及可调行为。此时我们取参数 $\Omega_c = 20\gamma_{31}$, $\Omega_p = 10\gamma_{31}$ 。探针光所对应的介电系数 ε_{31} 受控制光的可调频率(Δ_c)的变化而变化;同样,控制光所对应的介电系数 ε_{32} 受探针光的可调频率(Δ_p)的变化而变化。这些性质可以作为频率可调的光子学器件的基本物理机制。

4. 讨论与结论

本文研究三能级量子相干介质的一般可控光学特性与色散行为。通过求解密度矩阵完备方程组来获得所有密度矩阵元的色散行为,同时研究探针光与控制光所对应的原子气体介电系数 ε_{31} 和 ε_{32} 的色散曲线

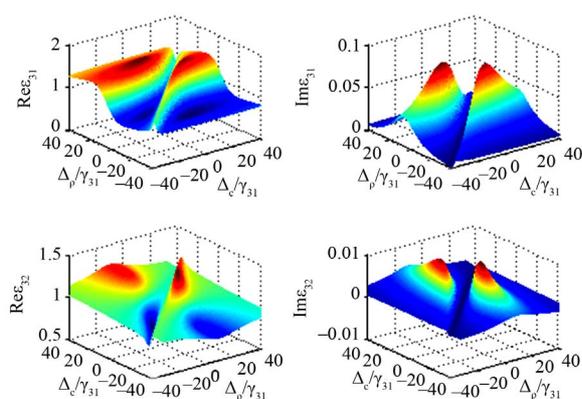


Figure 5. The dispersion characteristics of the real and imaginary parts of ε_{31} and ε_{32} , where the dependence of ε_{31} and ε_{32} on Δ_p/γ_{31} , Δ_c/γ_{31} and Δ_c/γ_{31} , Δ_p/γ_{31} , respectively, are presented

图5. ε_{31} 、 ε_{32} 的实部及虚部的色散与可调行为。上两幅子图表现 ε_{31} 的实、虚部与 Δ_p/γ_{31} 、 Δ_c/γ_{31} 的依赖关系,下两幅子图表现 ε_{32} 的实、虚部与 Δ_c/γ_{31} 、 Δ_p/γ_{31} 的依赖关系

和一般相干操控特性。为了确保所研究的特性确实是一般行为,在本文中原子基态能级布居 ρ_{11} 并不总是趋近于1,其它两个上能级的布居也并非总是很微小,故我们所选的两个Rabi频率 Ω_p , Ω_c 并不需要满足 $\Omega_p \ll \Omega_c$ 的条件,它们可以是同数量级。

人工电磁介质能控制、操纵光传播,在信息科学与技术领域具有潜在的应用背景。量子相干介质作为人工电磁介质之一,具有丰富的电磁与光学特性,对于光传播的相干操控具有重要意义,因此与光通讯及信息科技有紧密联系。正如固体物理(与凝聚态物理)强调利用材料控制电子的行为,目前应用电磁学和光子学领域借助新型人工电磁介质材料利用多种光学特性(基于不同机制,包括量子相干效应)来实现“人工操纵光传播”的新的可能的方法与途径,并研究这些效应、性质与现象^[1]。如果结合量子点(人造原子)系统的量子相干效应,则量子相干效应可以作为设计微纳光子学器件的基本原理。如我们可以将 Ω_p , Ω_c 的有、无(即开、关)当作数字位1和0并让其担当输入信号讯息,光场在多能级系统中的透射与吸收作为输出信号讯息,基于此原理的可调光子学元件(如光子学开关、光子学逻辑门、光子晶体管)可能在集成光路、全光网络等中有应用价值。

5. 致谢

本文部分工作得到国家自然科学基金资助(基金号:11174250、60990320)和浙江省自然科学基金资助(基金号:Y6100280)。

参考文献 (References)

- [1] J. Q. Shen. Classical & quantum optical properties of artificial electromagnetic media. Kerala: Transworld Research Network, 2008.
- [2] S. E. Harris. Electromagnetically induced transparency. Physics Today, 1997, 50(7): 36-42.
- [3] J. Q. Shen. Transient evolutionary behaviors of double-control electromagnetically induced transparency. New Journal of Physics, 2007, 15: 374-378.
- [4] C. F. Roos, et al. Experimental demonstration of ground state laser cooling with electromagnetically induced transparency. Physical Review Letters, 2000, 85: 5547-5550.
- [5] C. Champenois, G. Morigi and J. Eschner. Quantum coherence and population trapping in three-photon processes. Physical Review A, 2006, 74(5): 053404 (10 pages).
- [6] J. Cheng, S. Han. Electromagnetically induced self-imaging. Optics Letters, 2007, 32(9): 1162-1164.
- [7] A. M. Zheltikov. Phase coherence control and subcycle transient detection in nonlinear Raman scattering with ultrashort laser

- pulses. *Physical Review A*, 2007, 74(5), 053403 (7 pages).
- [8] A. Gandman, L. Chuntonov, L. Rybak and Z. Amitay. Coherent phase control of resonance-mediated (2 + 1) three-photon absorption. *Physical Review A*, 2007, 75(3): 031401 (4 pages).
- [9] H. Pettersson, L. Landin, M. Kleverman, W. Seifert, L. Samuelson, Y. Fu and M. Willander. Intersubband photoconductivity of self-assembled InAs quantum dots embedded in InP. *Journal of Applied Physics*, 2004, 95(4): 1829-1831.
- [10] Y. Fu, O. Engström and Y. Luo. Emission rates for electron tunneling from InAs quantum dots to GaAs substrate. *Journal of Applied Physics*, 2004, 96(11): 6477-6481.
- [11] J. Siegert, S. Marcinkevicius and Q. X. Zhao. Carrier dynamics in modulation-doped InAs/GaAs quantum dots. *Physical Review B*, 2005, 72(8): 085316 (7 pages).
- [12] M. O. Scully, M. S. Zubairy. *Quantum Optics*. Chapter 5. Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
- [13] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton and C. H. Behroozi. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas. *Nature*, 1999, 397(6720): 594-598.
- [14] D. F. Phillips, M. Fleischhauer, A. Mair, R. L. Walsworth and M. D. Lukin. Storage of light in atomic vapor. *Physical Review Letters*, 2001, 86: 783-786.
- [15] M. D. Lukin, S. F. Yelin and M. Fleischhauer. Entanglement of atomic ensembles by trapping correlated photon states. *Physical Review Letters*, 2000, 84: 4232-4235.
- [16] J. Q. Shen, P. Zhang. Double-control quantum interferences in a four-level atomic system. *Optics Express*, 2007, 15(10): 6484-6493.
- [17] E. Arimondo. Coherent population trapping in laser spectroscopy. *Progress in Optics*, 1996, 35: 257-354..