

# Influence of Vapor Pressure and Doppler Effect on the Optical Property of a Coherent Atomic Vapor\*

Hang Zhao<sup>1</sup>, Shengtao Mei<sup>1</sup>, Jianqi Shen<sup>1,2#</sup>

<sup>1</sup>State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentations, Department of Optical Engineering, Zhejiang University, Hangzhou

<sup>2</sup>Centre for Optical and Electromagnetic Research, Zhejiang University, Hangzhou

Email: #jqshen@zju.edu.cn

Received: Nov. 24<sup>th</sup>, 2012; revised: Dec. 14<sup>th</sup>, 2012; accepted: Dec. 23<sup>rd</sup>, 2012

**Abstract:** The dependence of dispersion characteristics of electric permittivity and group velocity on the temperature in a three-level quantum coherent atomic vapor is considered based on the numerical solution of the density matrix equation of the three-level atomic system. The behavior of dispersion of all the density matrix elements has been obtained, and both the Doppler frequency shift and the saturation density that depend upon the temperature of the saturated atomic vapor have been taken into account. The presented optical response of the quantum coherent vapor can be utilized as a fundamental mechanism for some temperature-controlled photonic devices such as optical switches, photonic logic gates and optical transistors.

**Keywords:** Quantum Coherent Atomic Vapor; Saturated Vapor; Doppler Effect; Dispersion Characteristics

## 原子蒸汽压与多普勒效应对量子相干气体光学特性的影响\*

赵行<sup>1</sup>, 梅胜涛<sup>1</sup>, 沈建其<sup>1,2#</sup>

<sup>1</sup>浙江大学光电信息工程学系, 现代光学仪器国家重点实验室, 杭州

<sup>2</sup>浙江大学光及电磁波研究中心, 杭州

Email: #jqshen@zju.edu.cn

收稿日期: 2012年11月24日; 修回日期: 2012年12月14日; 录用日期: 2012年12月23日

**摘要:** 研究了在不同温度下三能级相干原子气体的光学特性(介电系数和群速)色散行为。求解三能级原子系统完备密度矩阵方程, 得到所有密度矩阵元的色散行为, 然后考虑多普勒频移修正和原子气体饱和蒸汽压(饱和密度)随着温度的变化关系, 进行数值求解, 给出了探针光群速的色散行为及与原子蒸汽温度的函数依赖关系图示。本文所研究的不同温度下三能级相干原子气体的光学特性可以作为某些温控光子学器件(如光子开关、光逻辑门、光子晶体管)的基本物理原理。

**关键词:** 量子相干原子气体; 饱和蒸汽; 多普勒效应; 色散行为

### 1. 引言

人工电磁介质能控制、操纵光的传播, 在信息科学与技术领域具有潜在的应用背景。光传播操控是目前光学材料与光子学等领域重要的研究方向之一<sup>[1]</sup>。

\*资助信息: 本文所涉部分工作得到国家自然科学基金资助(基金号: 11174250)。

#通讯作者。

随着光量子学技术(或量子光学技术)的发展, 新型光电功能材料领域中的一个重要主题是利用原子相位相干性(atomic phase coherence)如“电磁感应透明”来实现对光波的相干控制<sup>[2]</sup>。以电磁感应透明(EIT)介质<sup>[3-8]</sup>为主要代表的量子相干介质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材料。电磁感应透明是这样一种量子相干效应: 当一束共振光射入

介质后, 该光被原子介质吸收(二能级跃迁吸收); 但是如果再引入另一束其它频率的共振光之后, 被两束共振光所驱动的跃迁之间因为发生了量子相消干涉而不再被介质吸收, 两束共振光可以几乎无损耗地在介质中传播<sup>[3]</sup>。显然, 这时吸收介质成为了透明介质。除了在原子气体内能呈现, 量子相干效应在量子点介质<sup>[9-11]</sup>内也会存在。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<sup>[2]</sup>; 之后大量理论与实验研究表明多能级系统能产生许多与原子相位相干性有关的引人瞩目的效应与现象, 包括原子布居捕获(CPT)与无布居翻转激光<sup>[3-8]</sup>、光速变慢、超慢光速传播、光存贮、原子基态冷却等<sup>[12-16]</sup>。量子相干介质可以用来实现各种应用, 具有很多应用背景, 如将它与光子晶体结合, 实现基于电磁感应透明的周期性结构, 可以导致频率敏感与场强可控的光子带隙行为, 制作其带隙可被人工调控的光子晶体, 并用之于设计光子晶体管、光开关以及光子逻辑门等, 这在全光控制和光子集成技术中可能有应用价值<sup>[17-19]</sup>。量子相干介质除了在设计新型光子学与量子光学器件方面有应用意义外, 它们本身对于帮助我们加深理解新型材料基本光学物理特性(如人工电磁介质中的场量子化与光量子效应等)有一些价值, 因而有一定的基本理论意义<sup>[1]</sup>。

本文主要研究(碱金属)原子蒸汽温度对电磁感应

透明的影响, 其应用背景之一是用量子相干介质来设计实现温控的光子学器件。本文讨论原子气体的量子相干行为与温度的关系。原子蒸汽温度主要有两个贡献: 影响原子的多普勒效应和饱和蒸汽压(直接影响原子数密度)。过去的文献对于多普勒效应有所研究, 但是对于原子蒸汽压对气体介质光学特性的考虑, 十分鲜见。本文首先求解三能级原子系统完备密度矩阵方程, 然后考虑多普勒频移修正和原子气体饱和蒸汽压随着温度的变化关系, 进行数值求解, 探讨该原子气体的光学特性, 同时还给出了探针光群速的色散行为及与原子蒸汽温度的函数依赖关系图示。

## 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), 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。Rabi 频率  $\Omega_p$  和  $\Omega_c$  与各自强场成正比, 因此既可以用来代表它们的主体(即光波), 亦可以用来表示与原子系统的相互作用强度(耦合系数)。

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

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

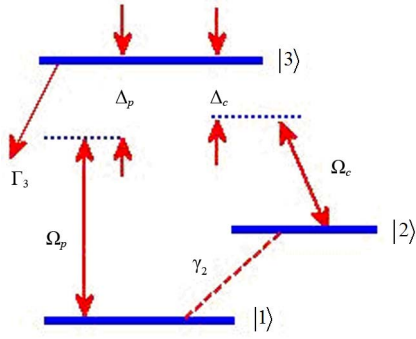


Figure 1. The schematic diagram of the three-level atomic system. The  $|1\rangle$ - $|3\rangle$  and the  $|2\rangle$ - $|3\rangle$  transitions are driven by the probe and the control fields, respectively. The atomic level decay rates are  $\gamma_2 = \gamma_{21} + \gamma_{ph}$  and  $\Gamma_3 = \gamma_{31}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

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  $\Omega_p$  表示其与原子系统的耦合强度)和控制光(用 Rabi 频率  $\Omega_c$  表示耦合强度)驱动。其中原子能级衰变率  $\gamma_2 = \gamma_{21} + \gamma_{ph}$ ,  $\Gamma_3 = \gamma_{31} + \gamma_{32}$

在该方程组中,  $\gamma_{ij}$  是能级衰变率(与原子自发辐射衰变有关),  $\gamma_{ph}$  为与原子热运动有关的碰撞失相速率(collisional dephasing rate)。密度矩阵元  $\rho_{ij}$  为  $\rho_{ji}$  的复数共轭, 即  $\rho_{ij} = (\rho_{ji})^*$ 。从以上方程可以得到  $\partial(\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33})/\partial t = 0$ , 即几率守恒 ( $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1$ ), 故而  $\dot{\rho}_{11}$ ,  $\dot{\rho}_{22}$ ,  $\dot{\rho}_{33}$  方程并不独立, 即在以上九个方程中, 独立的方程只有以上方程组内的八个。因此我们可以用  $\rho_{11} = 1 - \rho_{22} - \rho_{33}$  代替  $\rho_{11}$ 。为了获得稳态解, 要求所有时间导数  $\dot{\rho}_{ij}$  为零。

探针光所对应的原子气体介电系数为

$$\varepsilon = 1 + \frac{N\beta_{31}}{1 - \frac{N\beta_{31}}{3}}, \quad (2)$$

其中分母  $1 - N\beta_{31}/3$  代表了局域场(local field)修正, 即临近原子之间的互相极化效应。  $N$  为单位体积内原子个数(原子蒸汽的原子数密度)。原子微观电极化率为

$$\beta_{31} = \frac{2|\wp_{31}|^2}{\varepsilon_0 \hbar \Omega_p} \rho_{31}, \quad (3)$$

其中  $\wp_{31}$ ,  $\wp_{32}$  为原子跃迁电偶极矩,  $\varepsilon_0$  为真空介电常数,  $\hbar$  为约化普朗克常数。

### 3. Doppler 频移效应与原子气体蒸汽压

现在考虑 Doppler 效应。在低温时, 原子因热运动所导致的频率移动可以不计; 但在常温下, 需要考

虑 Doppler 频移效应(尤其对于比较轻的原子)。经过 Doppler 频移修正的原子跃迁频率是  $\omega_{31}^D = \omega_{31} \left(1 + \frac{v}{c}\right)$ ,  $v$  为原子速度。这样, 频率失谐变为

$$\Delta'_p = \omega_{31}^D - \omega_p = \Delta_p + \frac{\omega_{31}}{c} v, \quad \Delta'_c = \omega_{32}^D - \omega_c = \Delta_c + \frac{\omega_{32}}{c} v.$$

根据统计物理学, 热运动原子的一维 Maxwell 速度分布是

$$f(v) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right), \quad (4)$$

其中一维速度范围是:  $-\infty < v < +\infty$ 。Maxwell 速度分布函数  $f(v)$  满足归一化条件  $\int_{-\infty}^{+\infty} f(v) dv = 1$ 。在函数  $f(v)$  中,  $m$  为原子质量、 $k_B$  为 Boltzmann 常数、 $T$  为原子蒸汽绝对温度。为了研究所有不同速度的原子对原子气体介电系数的影响, 我们要对原子微观电极化率  $\beta = \beta\left(\Delta_p + \frac{\omega_{31}}{c} v\right)$  求在速度范围  $(-\infty < v < +\infty)$  上的平均, 即原子的速度平均电极化率为

$$\bar{\beta} = \int_{-\infty}^{+\infty} f(v) \beta\left(\Delta_p + \frac{\omega_{31}}{c} v\right) dv. \quad (5)$$

下面再来看碱金属原子气体饱和蒸汽压  $p$  与温度  $T$  的关系。EIT 碱金属原子气体是被封在玻璃泡中的, 蒸汽可以由固体升华所产生, 蒸汽压(或者原子数密度)与温度有明显的依赖关系。一般情况下, 稀薄气体饱和蒸汽压满足关系<sup>[20]</sup>

$$\frac{p}{p_0} = e^{-\frac{L}{R}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)} = e^{-\frac{\ell}{k_B}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)}, \quad (6)$$

其中  $L$  为每摩尔原子相变潜热(汽化热、升华热),  $R$  为气体普适常数。  $p_0$  是在某温度  $T_0$  时的饱和蒸汽压。由于 Boltzmann 常数  $k_B = R/N_A$  ( $N_A$  为 Avogadro 常数), 则  $\ell = L/N_A$  表示折算后的单个原子的相变潜热。

下面来计算饱和气体原子数密度(单位立方米内的原子个数)  $N$ 。已知理想气体状态方程是

$p = Nk_B T$ ,  $p_0 = N_0 k_B T_0$  ( $N_0$  和  $p_0$  为绝对温度  $T_0$  时的饱和蒸汽密度和压强), 于是

$$\frac{p}{p_0} = \frac{NT}{N_0 T_0} \quad (7)$$

由(6)和(7)，得到：

$$\frac{NT}{N_0 T_0} = e^{-\frac{\ell}{k_B} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right)} \quad (8)$$

这样我们就得到饱和气体原子数密度与绝对温度的关系

$$N = N_0 \frac{T_0}{T} e^{-\frac{\ell}{k_B} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right)} \quad (9)$$

如果知道每个原子的升华热  $\ell$ ，我们利用(9)式可以得到其它温度  $T$  时的气体原子数密度。在本文中，我们设  $T_0 = 300$  K， $N_0 = 0.8 \times 10^{20}$  m<sup>-3</sup>， $\ell = 10^{-21}$  J。

#### 4. 数值例子与讨论

我们假设原子气室内壁附有碱金属原子固体粉末。随着温度变化，碱金属原子会升华在气室内或凝结在气室内壁，因此气室内的原子气体总是饱和的，即其蒸汽压为该温度下的饱和蒸汽压，原子数密度也为该温度下的饱和密度。下面我们给出在不同温度条件下饱和气体原子数密度与多普勒效应对该原子气体光学特性的影响。为了便于比较，我们分不考虑多普勒效应(图 2~7)和考虑多普勒效应(图 8~11)两种情形来处理。一般说来，考虑了原子蒸汽温度，必然亦要考虑原子热运动所带来的光学效应(多普勒效应)，但是对于重原子，这一影响可以暂时不计(图 2~7)。

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(一般场强比较弱)，把驱动  $|2\rangle - |3\rangle$  跃迁的光场称作控制光(一般场强比较强)，这时本文所涉及的三能级系统的基态能级布居  $\rho_{11}$  总是趋近于 1<sup>[12]</sup>。但本文研究的是一般量子相干光学特性，基态能级布居  $\rho_{11}$  并不要求趋近于 1，其它上能级布居也并非总是很微小，故所选两个 Rabi 频率  $\Omega_p$ ， $\Omega_c$  并不需要满足  $\Omega_p \ll \Omega_c$  的条件，且  $\Omega_p$ ， $\Omega_c$  均可以比较大，因此这使得基态能级布居  $\rho_{11}$  振幅变化比较大(如图 2 所示)。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 频率在数值大小上为同量级)，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”。

本原子系统的参数为：自发辐射衰变率

$$\gamma_{31} = 1.0 \times 10^7 \text{ s}^{-1}, \gamma_{32} = 0.5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}, \gamma_{21} = 1.0 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$$

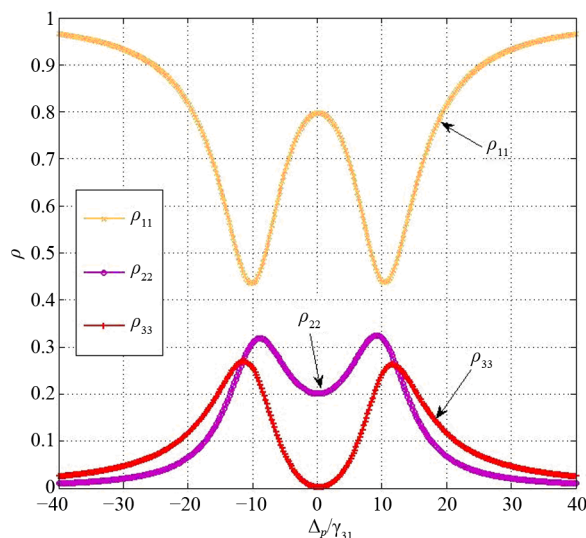


Figure 2. The behavior of dispersion of the diagonal density matrix elements. It can be seen that there are one peak and two valleys in  $\rho_{11}$ , and two peaks and one valley in both  $\rho_{22}$  and  $\rho_{33}$   
图 2. 原子系统密度矩阵对角元的色散行为。 $\rho_{11}$  有一峰两谷， $\rho_{22}$ ， $\rho_{33}$  各有两峰一谷

碰撞失相速率  $\gamma_{ph} = 1.0 \times 10^5$  s<sup>-1</sup>，控制光 Rabi 频率  $\Omega_c = 2.0 \times 10^8$  s<sup>-1</sup>，控制光频率失谐  $\Delta_c = 3.0 \times 10^6$  s<sup>-1</sup>，探针光 Rabi 频率  $\Omega_p = 1.0 \times 10^8$  s<sup>-1</sup>。受光场驱动了三能级原子系统密度矩阵方程的稳态解(密度矩阵元色散行为)可见图 2 与图 3。三能级原子系统共有九个密度矩阵元  $\rho_{ij}$  ( $i, j = 1, 2, 3$ )，其中独立的为八个。图 2 为密度矩阵元  $\rho_{11}$ ， $\rho_{22}$ ， $\rho_{33}$  的色散行为。我们发现， $\rho_{11}$  有一峰两谷， $\rho_{22}$ ， $\rho_{33}$  各有两峰一谷。这些谷和峰与图三中的  $\rho_{31}$  虚部的 Autler-Townes 吸收双峰有密切关系：在  $\rho_{31}$  虚部的 Autler-Townes 吸收双峰中间，有 EIT 透明窗口，此时  $\rho_{31}$  虚部趋近于零，同时因为原子相干布居捕陷(coherent population trapping)，上能级  $|3\rangle$  的布居  $\rho_{33} = 0$ ，基态布居  $\rho_{11}$  大幅增长， $\rho_{22}$  变小至极小值。图 3 绘制了所有非对角元  $\rho_{ij}$  的色散行为曲线。我们可以注意到，与探针光驱动的跃迁有密切关系的  $\rho_{31}$  的实部有两峰两谷，虚部有两峰一谷。 $\rho_{32}$  的实部有一峰一谷，虚部非常小。 $\rho_{12}$  虚部为一峰一谷，数值比较小，但是实部有两峰一谷，表现为非常大的幅度变化( $\rho_{12}$  体现该三能级原子系统的暗态特性)。

由于原子饱和蒸汽压(表现为原子数密度)与温度密切相关，因此我们有必要研究温度对蒸汽光学性质的影响。图 4 与图 5 表现原子蒸汽介电系数实部和



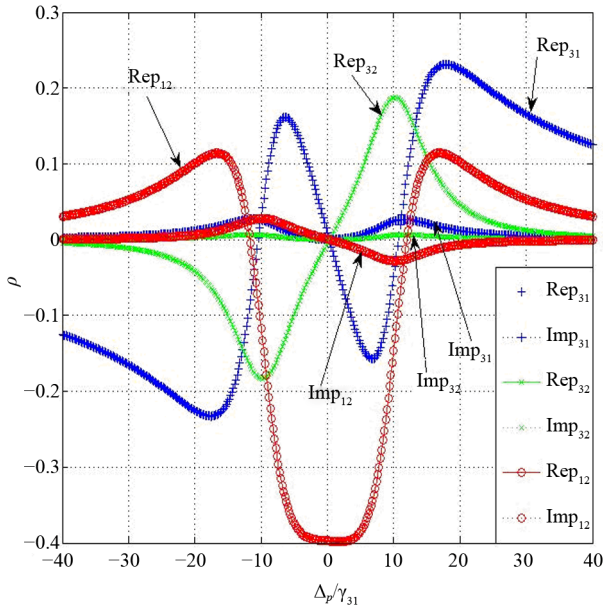


Figure 3. The behavior of dispersion of the off-diagonal density matrix elements. There are one peak and one valley in the imaginary part of  $\rho_{12}$ , and two peaks and two valleys in its real part, which exhibits a large variation in the frequency band of interest.  $\rho_{31}$  has two peaks and two valleys in its real part, and two peaks and one valley in its imaginary part.  $\rho_{32}$  has one peak and one valley in its real part, and its imaginary part can be negligibly small

图 3. 原子系统密度矩阵非对角元的色散行为。 $\rho_{12}$  虚部为一峰一谷，数值比较小，但是实部有两峰两谷，表现为非常大的幅度变化； $\rho_{31}$  的实部有两峰两谷，虚部有两峰一谷； $\rho_{32}$  的实部有一峰一谷，虚部非常小

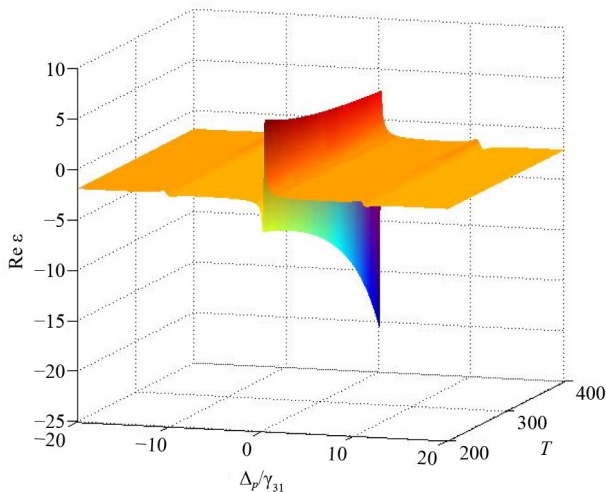


Figure 4. The dispersion characteristic of the real part of the electric permittivity of the atomic vapor versus its temperature. The vapor temperature has a significant influence on the permittivity when the probe frequency is close to the resonance frequency position

图 4. 在不同温度条件下原子气体介电系数实部的色散行为。在探针光频率靠近共振频率时，蒸汽温度对于介电系数影响比较大

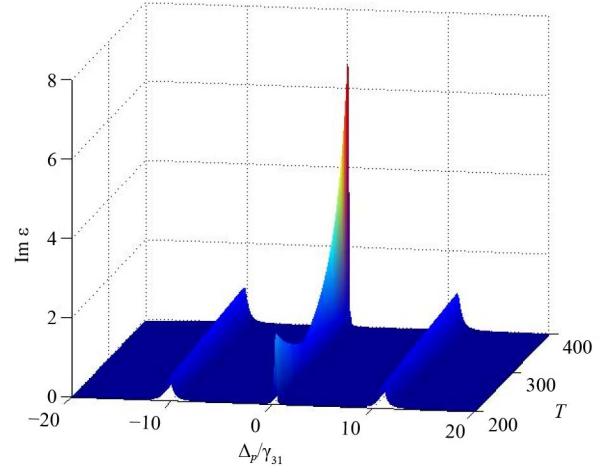


Figure 5. The dispersion characteristic of the imaginary part of the electric permittivity of the atomic vapor versus the vapor temperature

图 5. 在不同温度条件下原子气体介电系数虚部的色散行为

虚部在不同温度下的色散行为。我们发现，在探针光频率远离共振频率时，蒸汽温度对于介电系数实部和虚部影响不大，但是在探针光频率靠近共振频率时，蒸汽温度对于介电系数实部和虚部影响就比较大了，如在饱和蒸汽温度升高时，表现为虚部大幅增长，实部大幅减小。对于探针光而言，该透明气体有可能变为不透明气体。

在图 6 和图 7，我们绘制了探针光群速的实部和虚部在不同温度下的色散行为。在探针光共振频率处和 Autler-Townes 双峰处，探针光群速的实部和虚部随着温度的升高而变大。群速的虚部虽然是负的，但这并不表明光波强度在该气体介质内是被放大的，因为任意一个振幅均可以写为平面波振幅(与等相位面传播速度即相速有关)和其振幅包络(与等振幅面传播速度即群速有关)的乘积，图 7 只是表明在本情形中光波振幅包络是放大的，但是平面波振幅却是衰减的(由图 4 和图 5 表明探针光相速具有较大的负虚部)，因此该探针光光波振幅并没有被放大。

图 4~7 表明，在探针光远离共振频率时，温度一般对气体光学性质影响不大，但在几个关键频率如共振频率(及对于群速而言，还有 Autler-Townes 双峰频率位置)处，温度对于气体光学性质的影响还是比较大的，表现为介电系数和群速的实部及虚部随着温度变化也发生较大幅度的变化。

以上假设原子较重，忽略了温度对原子热运动的影响。图 8 和图 9 考虑多普勒效应的影响，绘制了

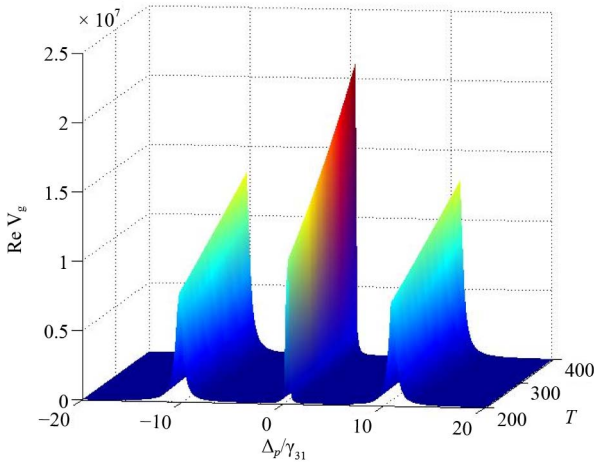


Figure 6. The dispersion characteristic of the real part of the group velocity in the atomic vapor versus the temperature. The real part of the group velocity increases with the temperature when the probe frequency is close to the positions of resonance and Autler-Townes doublet

图 6. 在不同温度条件下原子气体内探针光群速实部的色散行为。在探针光共振频率处和 Autler-Townes 双峰处，群速的实部随着温度的升高而变大

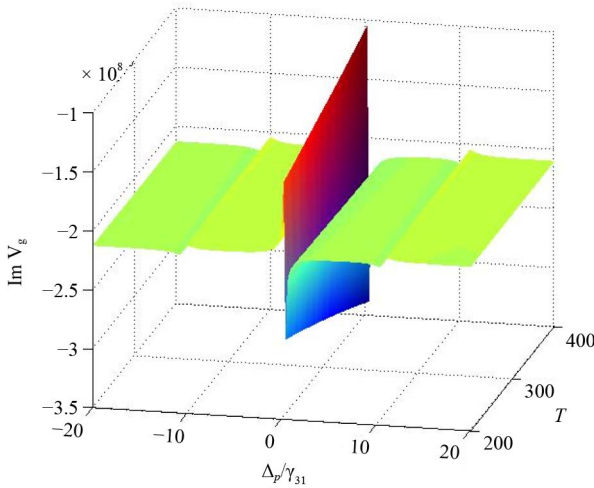


Figure 7. The dispersion characteristic of the imaginary part of the group velocity in the atomic vapor versus the temperature. The imaginary part of the group velocity increases with the temperature when the probe frequency is close to the positions of resonance and Autler-Townes doublet

图 7. 在不同温度条件下原子气体内探针光群速虚部的色散行为。在探针光共振频率处和 Autler-Townes 双峰处，群速的虚部随着温度的升高而变大

原子气体介电系数的实部和虚部的色散图，其中介电系数的实部(图 8)在色散行为上表现为三峰三谷，虚部表现为三峰两谷，表明考虑原子热运动，这会丰富原子介质色散行为。图 10 与图 11 绘制了群速的实部和虚部在不同温度下的色散行为：群速实部有三峰两谷，虚部有三峰三谷。

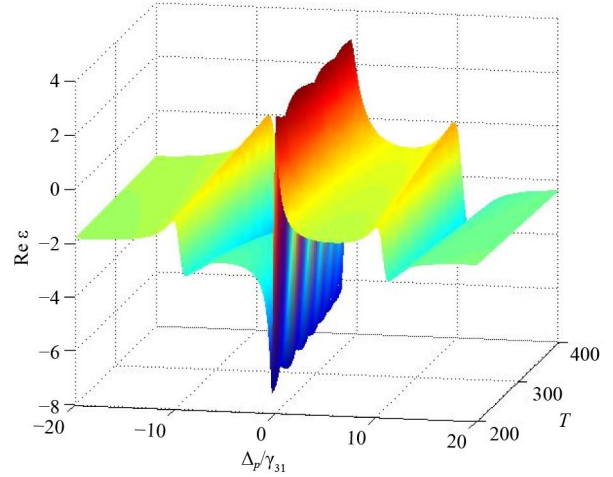


Figure 8. The dispersion characteristic of the real part of the electric permittivity of the atomic vapor versus its temperature (the Doppler effect has been taken into account). The real part of the electric permittivity has three peaks and three valleys because of the thermal motion of atoms

图 8. 在不同温度条件下原子气体介电系数实部的色散行为(考虑多普勒效应)。介电系数的实部在色散行为上表现为三峰三谷，表明考虑原子热运动会丰富原子介质色散行为

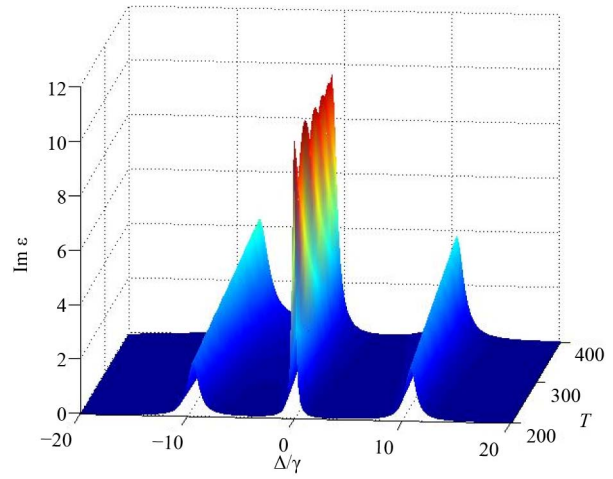


Figure 9. The dispersion characteristic of the imaginary part of the electric permittivity of the atomic vapor versus the temperature (the Doppler effect has been taken into account). The imaginary part of the electric permittivity has three peaks and two valleys because of the thermal motion of atoms

图 9. 在不同温度条件下原子气体介电系数虚部的色散行为(考虑多普勒效应)。介电系数的虚部表现为三峰两谷，表明考虑原子热运动会丰富原子介质色散行为

值得一提的是，本文认为碰撞失相速率  $\gamma_{ph}$  很小，并设其数值为  $\gamma_{ph} = 1.0 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$  (比自发辐射衰变率小了两个数量级)。这对于稀薄气体(原子数密度  $N$  为  $10^{20} \text{ m}^{-3}$  数量级)一般是成立的。原子因热运动导致的互相碰撞会引起谱线加宽，这就与密度矩阵非对角元某种衰减过程相对应。如果入射电磁波使得多个原子

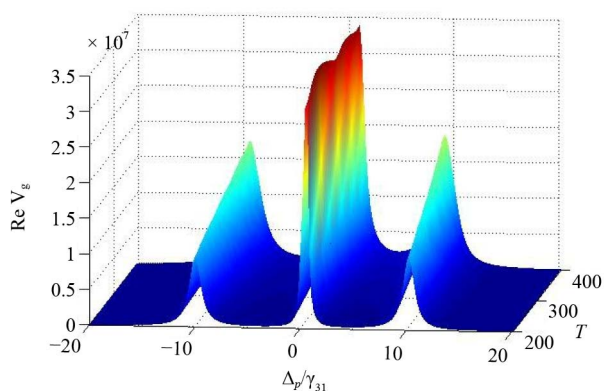


Figure 10. The dispersion characteristic of the real part of the group velocity in the atomic vapor versus the temperature (the Doppler effect has been taken into account)  
图 10. 在不同温度条件下原子气体内探针光群速实部的色散行为 (考虑多普勒效应)

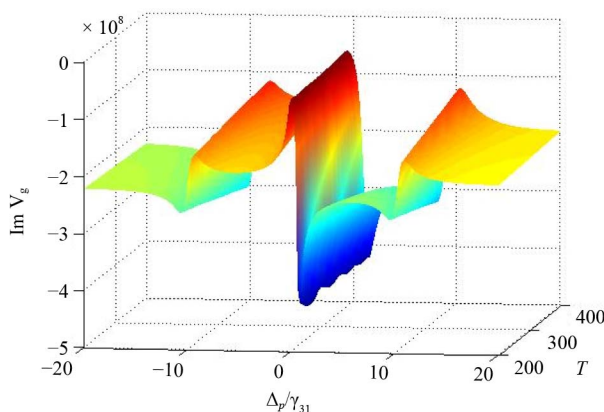


Figure 11. The dispersion characteristic of the imaginary part of the group velocity in the atomic vapor versus the temperature (the Doppler effect has been taken into account)  
图 11. 在不同温度条件下原子气体内探针光群速虚部的色散行为 (考虑多普勒效应)

的电偶极子或磁偶极子同相位振荡, 那么这种因热运动导致的衰减过程会使得它们的位相趋于混乱<sup>[21]</sup>, 从而退相干。一般说来, 原子碰撞失相速率与气体压强成正比。在本例中, 因为气体稀薄, 碰撞失相速率可以不计, 因此可用比较小的常数(或零)代替。但在密度大的气体或固体和液体内, 碰撞失相速率随温度而变化的因素就需要特别考虑。

## 5. 结论

本文研究了在不同温度下三能级相干原子气体的光学特性(介电系数和群速)色散行为。通过求解三能级原子气体密度矩阵方程, 得到所有密度矩阵元的色散行为, 并在此基础上考虑了原子蒸汽饱和和蒸汽压

和原子热运动等因素(皆受温度影响)对光学特性的影响。结论显示在原子系统共振频率处, 温度对于原子气体光学特性有较大的影响, 原子多普勒效应会使得介电系数实部和虚部呈现更多峰谷行为, 表现更丰富的性质。不过也要指出, 原子多普勒效应也并非总是使得介电系数表现多彩行为, 如果多普勒频移较大, 呈现更大展宽, 那么可能会掩盖原子气体原本就有的相位相干特性, 反而使得峰谷减少。由于 EIT 与某些人工电磁介质(如负折射介质与光子晶体)结合, 可以获得一些有特色的光学效应, 可用来设计某些光子学器件(如光子开关、光逻辑门、光子晶体管等), 因此本文所研究的不同温度下三能级相干原子气体的光学特性(以及结合其它人工电磁介质)可以作为设计某些温控光子学器件的基本物理原理。

## 6. 致谢

本文所涉部分工作得到国家自然科学基金资助(基金号: 11174250)。

## 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, 9: 374-378.
- [4] C. F. Roos, D. Leibfried, A. Mundt, F. Schmidt-Kaler, J. Eschner and R. Blatt. Experimental demonstration of ground state laser cooling with electromagnetically induced transparency. Physical Review Letters, 2000, 85(26): 5547-5550.
- [5] C. Champenois, G. Morigi and J. Eschner. Quantum coherence and population trapping in three-photon processes. Physical Review A, 2006, 74: Article ID: 053404.
- [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: Article ID: 053403.
- [8] A. Gandman, L. Chuntunov, L. Rybak and Z. Amitay. Coherent phase control of resonance-mediated (2 + 1) three-photon absorption. Physical Review A, 2007, 75: Article ID: 031401.
- [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: Article ID: 085316.
- [12] M. O. Scully, M. S. Zubairy. Quantum optics. Chapt 5. Cam-

- bridge: 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(5): 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(18): 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] T.-C. Liaw, J.-J. Wu, J. Q. Shen and T.-J. Yang. Frequency-sensitive optical response via tunable band structure in an EIT-based layered medium. *Advanced Materials Research*, 2011, 160-162: 1432-1439.
- [18] Y. Q. Ye, Y. Jin, F. Zhuang and J. Q. Shen. Manipulation of probe light propagations with EIT photonic crystals. *Classical & Quantum Optical Properties of Artificial Electromagnetic Media*. Kerala: Transworld Research Network, 2008: Chap 7.
- [19] Y. Q. Ye, J. Q. Shen and Y. Jin. Manipulating light flow with one-dimensional photonic crystals of an electromagnetically induced transparency medium. *Applied Physics A*, 2008, 93(2): 505-509.
- [20] 汪志诚. 热力学与统计物理(第三版)[M]. 北京: 高等教育出版社, 2003: 118.
- [21] 李福利. 高等激光物理学[M]. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 1992: 49.