

文章编号: 0253-2239(2008)02-0375-06

N 型四能级系统的原子吸收

杜英杰¹ 葛国库²

¹ 西北大学物理学系, 陕西 西安 710069
(² 西安科技大学通信和信息工程学院, 陕西 西安 710054)

摘要 研究了在较强光低饱和和限制下相干光场与 N 型四能级原子相互作用系统中原子的吸收性质。借助于数值计算, 讨论了较强光失谐、探针光强、激发能级向低能级衰减的分配系数对原子吸收的影响。结果表明, 抽运场失谐使原子吸收发生横向变化, 信号场失谐使原子吸收发生纵向变化; 探针光强影响非线性吸收, 并通过它影响原子吸收, 当探针光强远小于抽运和信号光强时, 原子吸收与线性吸收一致, 均表现为电磁感应透明特征, 当信号光强增大, 非线性吸收产生了增益, 原子吸收也由透明变为增益; 激发能级同时向两个低能级衰减, 当对应探针光的原子衰减通道的衰减分配系数趋近零时, 原子吸收随该系数变化非常强烈, 当该分配系数等于零时, 其增益在探针场共振处趋于无穷大。

关键词 量子光学; 非线性吸收; 半经典理论; N 型四能级系统

中图分类号 O431 **文献标识码** A

The Atomic Absorption in N-Type Four-Level System

Du Yingjie¹ Ge Guoku²

¹ Department of Physics, Northwest University, Xian, Shaanxi 710069, China
² College of Communication and Information Engineering, Xian University of Science and Technology, Xian, Shaanxi 710054, China

Abstract In the low-saturation limit, the property of atomic absorption resulted from the interaction between coherent light and N-type four-level system is investigated. With the numerical method, the influences of the offset of stronger light, probe-field strength and branching ratio coefficient of spontaneous decay from excited level to lower levels to atomic absorption are discussed. The results exhibit that the coupling offset makes the atomic absorption modified in transverse orientation, and the signal offset in vertical orientation; the probe-field strength modifies the nonlinear absorption which modifies the atomic absorption, it is found that when the strength of the probe-field is far less than that of the coupling and signal field the atomic absorption is the same as the linear absorption, and it shows the characteristic of electromagnetically induced transparency; when the probe field strength continues to increase the gain emerges in the nonlinear absorption, and the atomic absorption begins to change from the transparency window to the gain one; as is known, an excited level in the system decays to two lower levels. When the branching ratio coefficient corresponding to the probe channel is near to zero, a rapid variety emerges in the atomic absorption, and when the branching ratio coefficient is equal to zero, the gain in the atomic absorption becomes infinite on the resonance of the probe field.

Key words quantum optics; nonlinear absorption; semi-classical theory; N-type four-level system

1 引言

光和原子相互作用的本质是光与外层电子能量的相互输运, 能量输运改变电子运动, 电子运动又改变原子的状态和性质。从量子光学的角度来看, 光

子与电子能量的相互输运导致量子相干, 量子相干导致了一系列重要物理效应, 例如相干布居数俘获^[1]、电磁感应透明 (EIT)^[2] 和电磁感应吸收 (EIA)^[3] 等。上述物理效应中的原子介质, 研究发

收稿日期: 2007-04-17; 收到修改稿日期: 2007-08-30

基金项目: 西北大学校内基金(05NW57)资助课题。

作者简介: 杜英杰(1976—), 男, 山西万荣人, 助教, 主要从事量子光学、激光技术等方面的研究。

E-mail: yingjiedu34@sina.com

现它们的非线性性质都发生了改变,例如电磁感应透明介质,文献[4]通过测量发现克尔非线性系数在原子的近共振处发生了极大增长。非线性克尔系数由于与非线性折射率的关联性,成为研究的热点,而作为非线性性质的另一面非线性吸收^[5]很少被关注。对于原子介质非线性吸收的研究有利于深入了解相干系统的原子吸收。

一直以来,三能级系统尤其是 Λ 型三能级系统被广泛关注,随着认识的深入许多新现象^[6,7]被发现,同时更多能级系统的原子相干^[8]被关注。近年来关于 N 型四能级系统的实验和理论研究逐渐引起人们更大兴趣^[9~13]。大体上 N 型四能级原子模型可以分为两类:一类简并,一类非简并。简并的 N 型四能级存在自发辐射相干或者真空态相干^[5,14],在这类模型的原子中既可以出现电磁感应透明又可以出现电磁感应吸收^[10,11,15,16];非简并四能级原子中不会出现电磁感应吸收^[12,13]。本文的研究将局限在弱耦合条件下非简并四能级原子与光相互作用,但弱耦合又以自发衰减率作为分界线,当较强光(例如抽运光)的拉比(Rabi)频率大于激发态的自发辐射率,这种情况称为高饱和限制,例如文献[12];当小于自发辐射率时,称为低饱和限制^[15]即本文讨论的范畴。在这两种情况下,原子的吸收和色散完全不同。本文应用半经典理论,研究了在较强光低饱和限制下相干光场与 N 型四能级原子相互作用系统中原子吸收性质,借助于数值计算,讨论了较强光失谐、探针光强、激发能级向低能级衰减的分配系数对原子吸收的影响。

2 模型与计算

N 型四能级原子模型如图 1,四个状态分别用 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 表示,其中状态 $|1\rangle$ 、 $|3\rangle$ 是基态, $|2\rangle$ 、 $|4\rangle$ 是激发态。抽运光与跃迁 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 耦合,其拉比频率为 Ω_c ;信号光与跃迁 $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 耦合,其拉比频率为 Ω_s ;探针光与跃迁 $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 耦合,其拉比频率为 Ω_p 。激发能级 $|2\rangle$ 和 $|4\rangle$ 的自发衰减

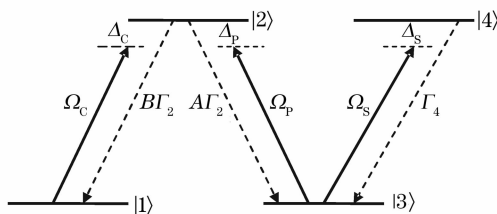


图 1 N 型四能级原子模型

Fig. 1 Model of the N-type four-level atom system

率分别为 Γ_2 和 Γ_4 , Γ_2 有两个自发衰减通道: $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ 和 $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 。四个能级中不存在简并或者近简并的情况,因此在上述的四能级系统里不存在自发辐射相干。

在相互作用绘景中, N 型四能级原子的自由哈密顿量为

$$H_0 = -\hbar\Delta_c |1\rangle\langle 1| - \hbar\Delta_p |3\rangle\langle 3| - \hbar(\Delta_p - \Delta_s) |4\rangle\langle 4|, \tag{1}$$

这里 Δ_c 、 Δ_p 和 Δ_s 分别代表抽运光、探针光和信号光失谐。在偶极近似和旋波近似下,相互作用部分哈密顿量为

$$H_1 = -\hbar\Omega_c |2\rangle\langle 1| - \hbar\Omega_p |2\rangle\langle 3| - \hbar\Omega_s |4\rangle\langle 3| + \text{h. c.}, \tag{2}$$

这里 Ω_c 、 Ω_p 和 Ω_s 分别代表抽运光、探针光和信号光的拉比频率。在不存在自发辐射相干的情况下,系统的密度矩阵元的演化方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} = & -\frac{i}{\hbar} [H_0 + H_1, \rho] - \frac{1}{2} \Gamma_2 \{P_{e2}, \rho\} - \\ & \frac{1}{2} \Gamma_4 \{P_{e4}, \rho\} + \Gamma_2 \sum_{q=1,2} Q_q^+ \rho Q_q + \\ & \Gamma_4 Q_3^+ \rho Q_3, \end{aligned} \tag{3}$$

这里 $P_{e2} = |2\rangle\langle 3|$, $P_{e4} = |4\rangle\langle 4|$ 是激发能级的投影算符; $Q_1 = \sqrt{B} |2\rangle\langle 1|$, $Q_2 = \sqrt{A} |2\rangle\langle 3|$ 和 $Q_3 = |4\rangle\langle 3|$, A 和 B 是激发态 $|2\rangle$ 向基态 $|3\rangle$ 和 $|1\rangle$ 自发衰减的分配系数或权值,且 $A + B = 1$ 。

为了简便,在以后计算中令两自发辐射率 Γ_2 、 Γ_4 相等均为 Γ 。众所周知,原子吸收或增益对应其电极化率的虚部,而极化率与密度算符满足 $\chi = N\mu_{32}\rho_{23}/(\epsilon_0 E_p)$ 。根据(1)式,(2)式和(3)式得到一组方程:

$$\begin{aligned} \rho_{23}^{(3)*} = & -(i\Delta_p + \Gamma/2)\rho_{23}^{(3)} + i\Omega_c\rho_{13}^{(3)} + \\ & i\Omega_p[\rho_{33}^{(2)} - \rho_{22}^{(2)}] - i\Omega_s\rho_{24}^{(3)}, \\ \rho_{13}^{(3)*} = & -i(\Delta_p - \Delta_c)\rho_{13}^{(3)} - i\Omega_p\rho_{12}^{(2)} + \\ & i\Omega_c^*\rho_{23}^{(3)} - i\Omega_s\rho_{14}^{(3)}, \\ \rho_{24}^{(3)*} = & -[\Gamma - i(\Delta_c - \Delta_p)]\rho_{24}^{(3)} + i\Omega_p\rho_{34}^{(2)} + \\ & i\Omega_c\rho_{14}^{(3)} - i\Omega_s^*\rho_{23}^{(3)}, \\ \rho_{14}^{(3)*} = & -[\Gamma/2 - i(2\Delta_c - \Delta_p)]\rho_{14}^{(3)} - \\ & i\Omega_s^*\rho_{13}^{(3)} + i\Omega_c^*\rho_{24}^{(3)}, \end{aligned} \tag{4}$$

这组方程已进行微扰处理,(4)式中 $\rho^{(n)}$ ($n = 0, 1, 2, 3$) 表示密度矩阵元的 n 阶微扰,由(4)式得解

$$\begin{aligned} \rho_{23}^{(3)} = & \frac{-i\Omega_p[\rho_{33}^{(2)} - \rho_{22}^{(2)}]A_{11} + \\ & i\Omega_p\rho_{12}^{(2)}A_{12} - i\Omega_p\rho_{34}^{(2)}A_{13}}{D}, \end{aligned} \tag{5}$$

这里

$$A_{11} = -i(\Delta_P - \Delta_C) \{ [i(\Delta_P - \Delta_C) - \Gamma][i(\Delta_C + \Delta_S - \Delta_P) - \Gamma/2] + 2|\Omega_C|^2 \}, \quad (6)$$

$$A_{12} = -i\Omega_C [i(\Delta_C - \Delta_P) - \Gamma][i(\Delta_C + \Delta_S - \Delta_P) - \Gamma/2], \quad (7)$$

$$A_{13} = i\Omega_S \{ [i(\Delta_C + \Delta_S - \Delta_P) - \Gamma/2][\Gamma + i(\Delta_C - \Delta_P)] + |\Omega_S|^2 - |\Omega_C|^2 \}, \quad (8)$$

$$D = i(i\Delta_P + \Gamma/2)(\Delta_P - \Delta_C) \{ [i(\Delta_C - \Delta_P) - \Gamma][i(\Delta_C + \Delta_S - \Delta_P) - \Gamma/2] + |\Omega_C|^2 \} - |\Omega_S|^2 (i\Delta_P + \Gamma/2)[i(\Delta_S - \Delta_P) - \Gamma] - 2|\Omega_C|^2 |\Omega_S|^2 + |\Omega_C|^2 \{ [i(\Delta_S - \Delta_P) - \Gamma][i(\Delta_C + \Delta_S - \Delta_P) - \Gamma/2] + |\Omega_C|^2 \} + |\Omega_S|^2 \{ i(\Delta_C - \Delta_P)[i(\Delta_C + \Delta_S - \Delta_P) - \Gamma/2] + |\Omega_S|^2 \}, \quad (9)$$

(5) 式中存在二阶未知变量, 为此列出下列方程:

$$\dot{\rho}_{11}^{(2)} = i\Omega_C^* \rho_{21}^{(2)} - i\Omega_C \rho_{12}^{(2)} + B\Gamma \rho_{22}^{(2)}, \quad (10)$$

$$\dot{\rho}_{22}^{(2)} = i\Omega_C \rho_{12}^{(2)} - i\Omega_C^* \rho_{21}^{(2)} + i\Omega_P \rho_{32}^{(1)} - i\Omega_P^* \rho_{23}^{(1)} - \Gamma_2 \rho_{22}^{(2)}, \quad (11)$$

$$\dot{\rho}_{33}^{(2)} = i\Omega_P^* \rho_{23}^{(1)} - i\Omega_P \rho_{32}^{(1)} + i\Omega_S^* \rho_{43}^{(2)} - i\Omega_S \rho_{34}^{(2)} + A\Gamma_2 \rho_{22}^{(2)} + \Gamma_4 \rho_{44}^{(2)}, \quad (12)$$

$$\dot{\rho}_{44}^{(2)} = i\Omega_S \rho_{34}^{(2)} - i\Omega_S^* \rho_{43}^{(2)} - \Gamma_4 \rho_{44}^{(2)}, \quad (13)$$

$$\dot{\rho}_{12}^{(2)} = i\Delta_1 \rho_{12}^{(2)} + i\Omega_C^* [\rho_{22}^{(2)} - \rho_{11}^{(2)}] - \Gamma_2/2 \rho_{12}^{(2)} - i\Omega_P^* \rho_{13}^{(1)}, \quad (14)$$

$$\dot{\rho}_{34}^{(2)} = (i\Delta_1 - \Gamma_4/2) \rho_{34}^{(2)} + i\Omega_S^* [\rho_{44}^{(2)} - \rho_{33}^{(2)}] + i\Omega_C^* \rho_{24}^{(1)}, \quad (15)$$

从上述方程解得二阶未知变量

$$\rho_{22}^{(2)} = \frac{i\Omega_P \rho_{32}^{(1)} - i\Omega_P^* \rho_{23}^{(1)}}{A\Gamma_2}, \quad (16)$$

$$\rho_{12}^{(2)} = -\frac{\Gamma_2/2 + i\Delta_1}{i\Omega_C \Gamma_2} \left\{ \left[\frac{\Omega_C^* \Omega_P \rho_{31}^{(1)}}{\Gamma_2/2 + i\Delta_1} + \frac{\Omega_C \Omega_P^* \rho_{13}^{(1)}}{\Gamma_2/2 - i\Delta_1} \right] - \frac{B[i\Omega_P \rho_{32}^{(1)} - i\Omega_P^* \rho_{23}^{(1)}]}{A} \right\} - \frac{i\Omega_P^* \rho_{13}^{(1)}}{\Gamma_2/2 - i\Delta_1}, \quad (17)$$

$$\rho_{33}^{(2)} = \frac{[\Omega_C \Omega_S^* \rho_{42}^{(1)} (\Gamma_4/2 - i\Delta_C) + \Omega_S \Omega_C^* \rho_{24}^{(1)} (\Gamma_4/2 + i\Delta_C)] / \Gamma_4 + (|\Omega_S|^2 + \Gamma_4^2/4 + \Delta_C^2) C}{(2|\Omega_S|^2 + \Gamma_4^2/4 + \Delta_C^2)}, \quad (18)$$

$$\rho_{34}^{(2)} = \frac{i\Omega_S^* [C - 2\rho_{33}^{(2)}] + i\Omega_C^* \rho_{24}^{(1)}}{\Gamma_4/2 - i\Delta_1}, \quad (19)$$

其中 C 是一个常量, 它服从 $\rho_{33}^{(2)} + \rho_{44}^{(2)} = C, 0 < C < 1$ 。在(16)式~(19)式中 $\rho_{13}^{(1)}$ 、 $\rho_{23}^{(1)}$ 和 $\rho_{24}^{(1)}$ 未知, 为此列出方程组

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{23}^{(1)} &= -(i\Delta_P + \Gamma/2) \rho_{23}^{(1)} + i\Omega_C \rho_{13}^{(1)} + i\Omega_P [\rho_{33}^{(0)} - \rho_{22}^{(0)}] - i\Omega_S \rho_{24}^{(1)}, \\ \dot{\rho}_{13} &= -i(\Delta_P - \Delta_C) \rho_{13}^{(1)} - i\Omega_P \rho_{12}^{(0)} + i\Omega_C^* \rho_{23}^{(1)} - i\Omega_S \rho_{14}^{(1)}, \\ \dot{\rho}_{24}^{(1)} &= -[\Gamma - i(\Delta_C - \Delta_P)] \rho_{24}^{(1)} + i\Omega_P \rho_{34}^{(0)} + i\Omega_C \rho_{14}^{(1)} - i\Omega_S^* \rho_{23}^{(1)}, \\ \dot{\rho}_{14}^{(1)} &= -[\Gamma/2 - i(\Delta_C - \Delta_P)] \rho_{14}^{(1)} - i\Omega_S^* \rho_{13}^{(1)} + i\Omega_C^* \rho_{24}^{(1)}, \end{aligned} \quad (20)$$

式中零阶密度算符表示没有微扰时的状况。在此令 $\rho_{33}^{(0)} = 1$, 那么 $\rho_{11}^{(0)} = \rho_{22}^{(0)} = \rho_{44}^{(0)} = 0$, 并由此得到 $\rho_{12}^{(0)} = i\Omega_C [\rho_{22}^{(0)} - \rho_{11}^{(0)}] / (\Gamma/2 - i\Delta_C) = 0$ 以及 $\rho_{34}^{(0)} = i\Omega_C^* [\rho_{44}^{(0)} - \rho_{33}^{(0)}] / (\Gamma/2 - i\Delta_C)$ 。由此得到下述解:

$$\rho_{23}^{(1)} = [-i\Omega_P \cdot A_{11} - \Omega_P \Omega_C^* / (\Gamma/2 - i\Delta_C) A_{13}] / D, \quad (21)$$

$$\rho_{13}^{(1)} = [-i\Omega_P \rho_{33}^{(0)} A_{21} - i\Omega_P \rho_{34}^{(0)} A_{23}] / D, \quad (22)$$

$$\rho_{24}^{(1)} = [-i\Omega_P A_{31} - \Omega_P \Omega_C^* / (\Gamma/2 - i\Delta_C) A_{33}] / D, \quad (23)$$

其中

$$A_{21} = -i\Omega_C^* \{ [i(\Delta_3 - \Delta_2) - \Gamma][i(\Delta_1 + \Delta_3 - \Delta_2) - \Gamma/2] + |\Omega_C|^2 - |\Omega_S|^2 \}, \quad (24)$$

$$A_{23} = \Omega_S \Omega_C^* [i(\Delta_1 + \Delta_3 - 2\Delta_2) - \Gamma], \quad (25)$$

$$A_{31} = \Omega_C^* (\Delta_P - \Delta_C) [i(2\Delta_C - \Delta_P) - \Gamma/2], \quad (26)$$

$$A_{33} = -(i\Delta_P - \Gamma/2) \{ i(\Delta_P - \Delta_C) [i(2\Delta_C - \Delta_P) - \Gamma/2] + |\Omega_C|^2 \} + |\Omega_C|^2 [i(2\Delta_C - \Delta_P) - \Gamma/2]. \quad (27)$$

一阶极化率满足

$$\chi^{(1)} = 2N|\mu_{23}|^2\rho_{23}^{(1)}/(\epsilon_0\hbar\Omega_P),$$

其虚部对应线性吸收;三阶极化率满足

$$\chi^{(3)} = 2N|\mu_{23}|^4\rho_{23}^{(3)}/(3\epsilon_0\hbar^3\Omega_P^3),$$

其虚部对应非线性吸收。原子极化率与一、三阶极化率的关系服从下列关系:

$$\chi \approx \chi^{(1)} + 3\chi^{(3)}|E_P|^2, \quad (28)$$

这里 E_P 表示探针光的振幅,将 $E_P = -\Omega_P\hbar/\mu_{23}$ 代入(28)式得

$$\chi \approx \{2N|\mu_{23}|^2[\rho_{23}^{(1)} + \rho_{23}^{(3)}]\}/(\epsilon_0\hbar\Omega_P), \quad (29)$$

这就是原子极化率与一阶和三阶密度矩阵元的关系,它的虚部对应原子吸收。

一般情况下,原子吸收与其线性吸收是一致的,因此用原子的线性吸收表示原子吸收原则上是成立的,例如三能级系统介质,其线性吸收与非线性吸收都表现为电磁感应透明特征,因此它的原子吸收也表现为电磁感应透明特征。但是在 N 型四能级系统里,线性吸收与非线性吸收不再一致,非线性吸收只要足够大就可以影响原子吸收,由于相干的光和原子可以使原子介质的非线性效应极大增强,因此这使原子吸收与线性吸收不同成为可能。仅影响非线性吸收的参量从(10)式~(19)式可以发现,它们是 A (激发能级 2 向 3 衰减的权值或分配系数), Ω_P 和 C 。其中 C 是数学处理过程中出现的参量,它对结果几乎没有影响。

3 结果与分析

原子能级存在简并或近简并可以导致其线性吸收表现为电磁感应吸收效应,在没有任何简并的情况下,即不存在自发辐射相干,原子的线性吸收只表现为电磁感应透明特征(包括三能级和四能级原子)。但三能级的电磁感应透明与四能级的电磁感应透明效应也不同,原因在于信号光作用。下面将讨论限制在 $\Omega_c, \Omega_s < \Gamma$ 的低饱和情况下。所有横轴都以 Γ 为单位,纵轴为无量纲单位(或单位为 1)。

图 2 给出了在抽运光和信号光在不同失谐条件下的原子吸收、非线性吸收和线性吸收。图中固定 $\Omega_s = 0.2\Gamma, \Omega_c = 0.2\Gamma, \Omega_P = 0.1\Gamma, A = 10\%$, 为了显示抽运光和信号光的影响,令 Δ_c 和 Δ_s 分别取 $\Delta_c = 0, \Delta_s = 0, \Delta_c = \Gamma$ 和 $\Delta_s = 0, \Delta_c = 0$ 和 $\Delta_s = \Gamma$ 。当信号光失谐为 Γ ,信号光与原子耦合大大减小,从图中可以看出,在探针光共振处线性和非线性吸收比没失谐时吸收减小,非线性吸收增益更大。当抽运光失谐为 Γ 时,从线性吸收和非线性吸收曲线可以看

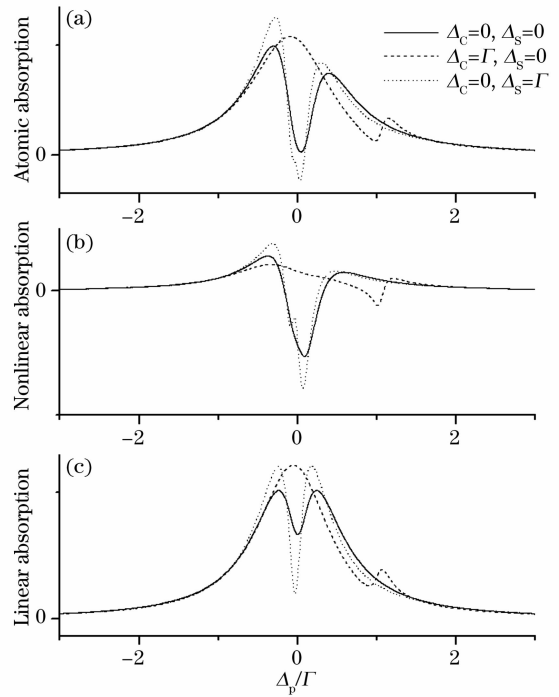


图 2 原子吸收(a)、非线性吸收(b),线性吸收(c)随探针场失谐变化曲线

Fig. 2 Atomic absorption (a), nonlinear (b), linear (c) absorption versus the probe detuning

出,透明窗口向右移动 Γ 距离,同时透明效应大大减弱;在探针光失谐为 0 处,与没失谐时相比均表现为吸收增加。因此对于本文的系统抽运光作用使吸收减小,信号光使吸收增大;同时就二失谐对吸收影响而言,抽运光对吸收改变是横向的(沿横轴方向移动),信号光对吸收改变是纵向的(沿纵轴方向移动),即二者对吸收的影响是正交的。

从(21)式和线性极化率表达式可以得知,拉比频率 Ω_P 与线性吸收无关,但对非线性吸收影响很大。如图 3 所示,以线性吸收为参照物,图中分别做出了线形与非线性吸收之差、之和(原子吸收),其参

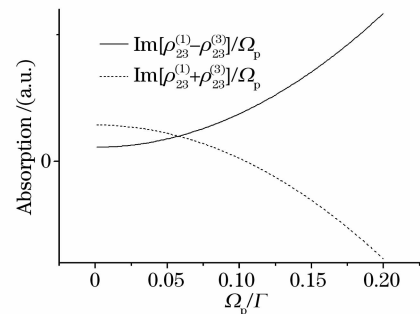


图 3 线性和非线性吸收之和(虚线),之差(实线)随探针场幅的变化曲线

Fig. 3 Sum (dashed line) and difference (solid line) of linear and nonlinear absorption versus the probe amplitude

量条件为 $\Delta_p=0$,其余参量与图 2 相同。从两者比较可以看出,当拉比频率 Ω_p 比较小,两曲线均在零值以上,说明非线性吸收体现为吸收且比线性吸收小;随着拉比频率的增大,非线性吸收走向增益,而且增益越来越大,原子吸收将由非线性吸收控制。如图 4 所示,当 $\Omega_p=0.02\Gamma$,非线性吸收和线性吸收均表现为电磁感应透明特征,导致原子吸收表现为电磁感应透明特征;当 $\Omega_p=0.07\Gamma$,非线性吸收在探针场失谐为零处,由透明转变为吸收,此时非线性吸收相比线性吸收为小,因此原子吸收表现为电磁感应透明特性;当 $\Omega_p=0.2\Gamma$,非线性吸收表现为很强的增益,而线性吸收不变,此时原子吸收在探针场失谐为零处表现为很大增益。

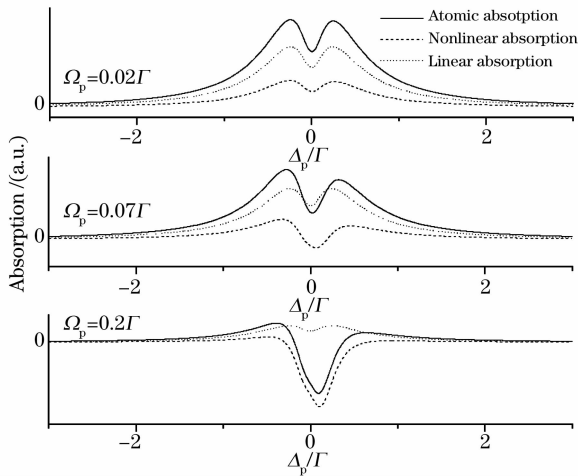


图 4 探针光强不同时原子吸收、线性和非线性吸收随探针场幅的变化曲线

Fig. 4 Atomic, linear and nonlinear absorption versus the probe amplitude with the different probe density

从图 1 可以看到,激发态 $|2\rangle$ 有两个衰减通道,衰减在 $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 通道的分配系数为 A ,在 $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ 的为 B 。此二分配系数与线性吸收没有关系,但对非线性吸收有很大影响,从而导致原子吸收变化。

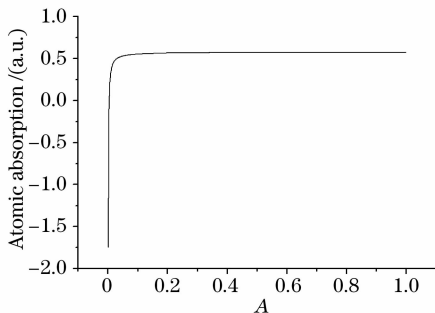


图 5 原子吸收随分配系数 A 变化曲线

Fig. 5 Atomic absorption versus the branching ration coefficient A

为了表示 A 对原子吸收的影响,做出 A 与原子吸收的曲线,如图 5 所示,其参量条件为 $\Omega_s=0.2\Gamma, \Omega_c=0.2\Gamma, \Omega_p=0.02\Gamma, \Delta_c=\Delta_s=\Delta_p=0$ 。从图 5 可以看出,当 $A=0$,原子吸收趋向负无穷大,即意味着有无穷大的增益;当 A 开始增长,原子吸收在 $A=0$ 附近迅速增大,并由增益转变为吸收;随着 A 继续增大,吸收增长非常缓慢直到 $A=1(100\%)$ 。图 6 画出了 $A=0.1(10\%), A=0.01(1\%)$ 和 $A=0.001(0.1\%)$ 时的原子吸收谱,除 Δ_p 外其他参量条件与图 5 相同。前两种情况,原子吸收表现为电磁感应吸收特征,当 $A=0.001$,在探针场失谐为零处表现出很大的增益。这就意味着,当衰减分配系数 A 很小时,N 型四能级的原子系统介质可以作为激光放大物质,这与激光理论是相符的。

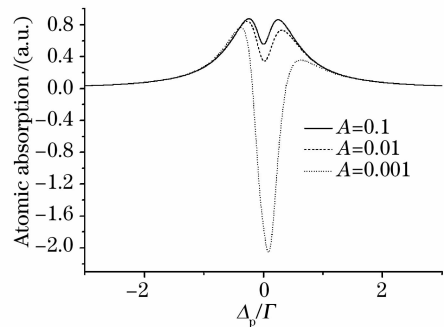


图 6 原子吸收取不同分配系数 A 时随探针场失谐关系曲线

Fig. 6 Atomic absorption versus the probe detuning with different branching ratio coefficient A

4 结 论

本文用数值模拟计算的方法研究了在抽运和信号场低饱和限制下 N 型四能级原子模型中的原子吸收性质。发现当外场失谐、探针光强不同时,系统呈现出不同的原子吸收性质。抽运场失谐使原子光谱发生横向变化,信号场失谐使原子光谱纵向发生变化;当探针光强远小于抽运和信号场时,原子吸收与线性吸收一致,均表现为电磁感应透明特征,当信号光强增大,原子光谱由透明变为增益;当衰减向两通道分配系数改变时,原子吸收亦改变,当探针通道分配系数为零时,原子吸收增益趋于无穷大。

参 考 文 献

- 1 R. M. Whitley, C. R. Stroud. Double optical resonance[J]. *Phys. Rev. A*, 1976, **14**(4): 1498~1513
- 2 S. E. Harris, J. E. Field, A. Imamoglu. Nonlinear optical processed using electromagnetically induced transparency [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **64**(10): 1107~1110

- 3 A. M. Akulshin, S. Barreiro, A. Lezama. Electromagnetically induced absorption and transparency due to resonant two-field excitation of quasidegenerate levels in Rb vapor[J]. *Phys. Rev. A*, 1998, **57**(4): 2996~3002
- 4 Hai Wang, David Goorskey, Min Xiao. Enhanced Kerr nonlinearity via atomic coherence in a three-level atomic system [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **87**(7): 073601-1~073601-4
- 5 Yueping Niu, Shangqing Gong. Enhancing Kerr nonlinearity via spontaneously generated coherence[J]. *Phys. Rev. A*, 2006, **73**(5): 053811-1~053811-6
- 6 Bo Wang, Shujing Li, Jingqin Yao *et al.*. Experimental observation of the linewidth narrowing of electromagnetically induced transparency resonance[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2005, **3**(8): 486~489
- 7 Jie Ma, Yanting Zhao, Lirong Wang *et al.*. Absorption resonances in Λ -type three-level system in cesium vapor cell with buffer gas[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2006, **4**(1): 55~58
- 8 Zhang Liying, Liu Zhengdong, Chen Jun. Electromagnetically induced transparency of quasi- Λ -type four-level atom system at low-light levels[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(9): 1419~1423
张丽英,刘正东,陈峻. 准 Λ 型四能级原子系统在弱场中的增益及电磁感应透明[J]. *光学学报*, 2006, **26**(9): 1419~1423
- 9 S. E. Harris, Y. Yamamoto. Photon switching by quantum interference[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **81**(17): 3611~3614
- 10 V. M. Entin, I. I. Ryabtsev, A. E. Boguslavskii *et al.*. Experimental implementation of a four-level N-type scheme for the observation of electromagnetically induced transparency[J]. *JETP Lett.*, 2000, **71**(5): 175~177
- 11 Wang Li, Song Haizhen. Electromagnetically induced absorption in four-level atomic system[J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, **55**(8): 4145~4149
王丽,宋海珍. 四能级原子系统中的电磁诱导吸收[J]. *物理学报*, 2006, **55**(8): 4145~4149
- 12 Wang Kai, Gu Ying, Gong Qihuang. Stimulated emission and multi-peaked absorption in a four level N-type atom[J]. *Chin. Phys.*, 2007, **16**(1): 130~136
- 13 Du Yingjie, Zhang Junxiang. The discussion of the coherence effect in four-level system[J]. *Acta Sinica Quantum Optica*, 2006, **12**(1): 14~19
杜英杰,张俊香. 四能级原子相干系统的探讨[J]. *量子光学学报*, 2006, **12**(1): 14~19
- 14 Deng Le, Wang Weisheng, Li Yimin *et al.*. Spontaneous emission from multi-level system via quantum interference[J]. *Acta Sinica Quantum Optica*, 1999, **5**(2): 89~97
邓乐,王蔚生,李毅敏等. 基于量子干涉效应的多能级系统自发辐射研究[J]. *量子光学学报*, 1999, **5**(2): 89~97
- 15 A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, V. I. Yudin. Electromagnetically induced absorption in a four-state system[J]. *Phys. Rev. A*, 1999, **61**(1): 011802-1~011802-4
- 16 Wang Li, Hu Xiangming. Constructive interference: electromagnetically induced absorption[J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(8): 2544~2550
王丽,胡响明. 相长干涉: 电磁诱导吸收[J]. *物理学报*, 2004, **53**(8): 2544~2550