

双波场共振泵浦的四能级原子系统*

罗耕贤 郭光灿

(中国科技大学物理系, 合肥)

提 要

本文运用 Dressed 原子态方法, 把四能级原子与两个激光场和一个探测场的相互作用转化为四能级原子与一个弱探测吸收场的相互作用, 然后采用微扰理论求解 Dressed 原子表象中的密度矩阵方程, 得出吸收谱的解析表达式, 并详细讨论了吸收谱的各种特性。最后, 导出了由外场感应的能级间的电偶极矩表达式, 并找出了吸收谱与它的关系。

关键词: 四能级原子系统; Dressed 原子。

一、引 言

多数文献直接采用密度矩阵的方法来处理四能级原子与外场相互作用的有关问题^[1-4], 而文献[5]给出了另一种处理方法, 即 Dressed 原子模型方法, 其思想是把所有的强场当作 Dressed 场, 强场对原子系统的影响被包含到新构成的 Dressed 原子态中, 这样, 问题变为研究弱光与 Dressed 原子态的相互作用。我们曾应用双重 Dressed 变换的方法, 讨论过级联型四能级原子与双强场相互作用的共振荧光^[5]。本文进一步处理四能级原子与三个相干光场相互作用的动力学问题, 并求出 Dressed 原子表象中的原子各密度矩阵元的运动方程及探测光的吸收谱, 最后, 推导出探测光所加的两个能级之间的电偶极矩的解析表达式。

二、密度矩阵方程及其解

图1所示的系统, 假设两束强激光分别作用在能级 $|1\rangle - |2\rangle$ 与 $|2\rangle - |3\rangle$ 之间(图中用双线箭头表示), 另一束探测光加在 $|3\rangle - |4\rangle$ 之间。整个系统受到的外场(假设为线偏振的)为:

$$E(Z, t) = e_z [E_1 \cos(\Omega_1 t - K_1 Z + \varphi_1) + E_2 \cos(\Omega_2 t - K_2 Z + \varphi_2) + E_3 \cos(\Omega_3 t - K_3 Z + \varphi_3)] \quad (1)$$

在相互作用表象中, 原子的约化密度矩阵满足^[5]:

$$\dot{\rho} = (i\hbar)^{-1} [H, \rho] + \dot{\rho}_{rel} + A, \quad (2)$$

其中

$$H = \hbar \begin{bmatrix} -\Delta_{21} & \alpha_1 & 0 & 0 \\ \alpha_1 & 0 & \alpha_2 & 0 \\ 0 & \alpha_2 & \Delta_{32} & \alpha_3 \\ 0 & 0 & \alpha_3 & -(\Delta_{21} + \Delta_{43}) \end{bmatrix},$$

收稿日期: 1987年3月6日; 收到修改稿日期: 1987年6月5日

* 中国科学院科学基金资助的课题。

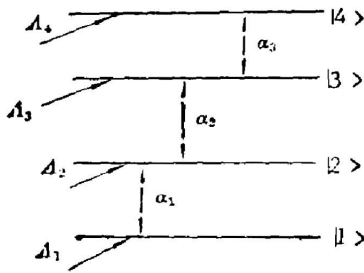


Fig. 1 A bare atom levels and transition processes

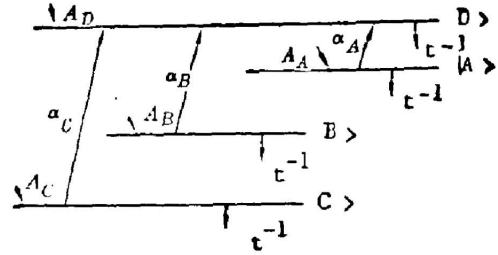


Fig. 2 A dressed atom levels and transition processes

$$A = \begin{bmatrix} A_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & A_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & A_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & A_4 \end{bmatrix}$$

$\dot{\rho}_{rel}$ 表示弛豫, 为简单起见, 假设原子的各种弛豫时间都相等(设为 T), 故有 $\dot{\rho}_{rel} = \rho/T$ 。以上各项含义与文献[3]相同。引进的参量, 定义为:

$$\begin{aligned} \Delta_{21} &= \omega_{21} - \Omega_1, \quad \Delta_{32} = \omega_{32} - \Omega_2, \quad \Delta_{43} = \omega_{43} - \Omega_3; \\ \alpha_1 &= \mu_{21} E_1 / 2\hbar, \quad \alpha_2 = \mu_{32} E_2 / 2\hbar, \quad \alpha_3 = \mu_{43} E_3 / 2\hbar, \end{aligned}$$

其中, μ_{ij} 为能级 i, j 间的电偶极矩算符矩阵元。

把泵浦场 E_1 和 E_2 当作 Dressed 场, 引进四个 Dressed 态(归一化)为:

$$\left. \begin{aligned} |A\rangle &= \sin \theta \sin \varphi |1\rangle + \cos \varphi |2\rangle + \cos \theta \sin \varphi |3\rangle, \\ |B\rangle &= \cos \theta |1\rangle - \sin \theta |3\rangle, \\ |C\rangle &= \sin \theta \cos \varphi |1\rangle - \sin \varphi |2\rangle + \cos \theta \cos \varphi |3\rangle, \\ |D\rangle &= |4\rangle, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

其中

$$\begin{aligned} \sin \theta &= \alpha_1 / \sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_2^2}, \quad \sin \varphi = \{ [1 - \Delta_{21} (\Delta_{21}^2 + 4\alpha_1^2 + 4\alpha_2^2)^{-1/2}] / 2 \}^{-1/2}, \\ \cos \theta &= \alpha_2 / \sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_2^2}, \quad \cos \varphi = \{ [1 + \Delta_{21} (\Delta_{21}^2 + 4\alpha_1^2 + 4\alpha_2^2)^{-1/2}] / 2 \}^{-1/2} \end{aligned} \quad (4)$$

(3)式是在两个光子共振泵浦条件(即 $\Delta_{21} + \Delta_{32} = 0$)下得到的。若不满足此条件, 其表达式要复杂得多^[6,7], 这里不予考虑。

应用文献[3]的方法直接得到四能级 Dressed 原子的有关结果。首先是真实原子(裸原子)密度矩阵元与 Dressed 原子密度矩阵元之间的关系。根据本文的需要, 只求得 ρ_{43} , 结果为

$$\rho_{43} = \cos \theta \sin \varphi \rho_{DA} - \sin \theta \rho_{DB} + \cos \theta \cos \varphi \rho_{DC}, \quad (5)$$

其次对方程(2)进行 Dressed 变换^[3], 得到图 2 所示的四能级 Dressed 原子, 其密度矩阵方程为

$$\left. \begin{aligned} \dot{\rho}_{AA} &= A_A - T^{-1} \rho_{AA} - i\alpha_A (\rho_{AD} - \rho_{DA}), \\ \dot{\rho}_{BB} &= A_B - T^{-1} \rho_{BB} - i\alpha_B (\rho_{BD} - \rho_{DB}), \\ \dot{\rho}_{CC} &= A_C - T^{-1} \rho_{CC} - i\alpha_C (\rho_{CD} - \rho_{DC}), \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned}
 \dot{\rho}_{DD} &= A_D - T^{-1} \rho_{DD} + i\alpha_A(\rho_{AD} - \rho_{DA}) + i\alpha_B(\rho_{BD} - \rho_{DB}) + i\alpha_C(\rho_{CD} - \rho_{DC}), \\
 \dot{\rho}_{AB} &= A_{AB} - (T^{-1} + i\omega_{AB})\rho_{AB} - i\alpha_B\rho_{AD} + i\alpha_A\rho_{DB}, \\
 \dot{\rho}_{AC} &= A_{AC} - (T^{-1} + i\omega_{AC})\rho_{AC} - i\alpha_C\rho_{AD} + i\alpha_A\rho_{DC}, \\
 \dot{\rho}_{BC} &= A_{BC} - (T^{-1} + i\omega_{BC})\rho_{BC} - i\alpha_C\rho_{BD} + i\alpha_B\rho_{DC}, \\
 \dot{\rho}_{AD} &= -(T^{-1} + i\omega_{AD})\rho_{AD} - i\alpha_A(\rho_{AA} - \rho_{DD}) - i\alpha_B\rho_{AB} - i\alpha_C\rho_{AC}, \\
 \dot{\rho}_{BD} &= -(T^{-1} + i\omega_{BD})\rho_{BD} - i\alpha_B(\rho_{BB} - \rho_{DD}) - i\alpha_C\rho_{BC} - i\alpha_A\rho_{BA}, \\
 \dot{\rho}_{CD} &= -(T^{-1} + i\omega_{CD})\rho_{CD} - i\alpha_C(\rho_{CC} - \rho_{DD}) - i\alpha_A\rho_{CA} - i\alpha_B\rho_{CB}.
 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

其中,

$$\left. \begin{aligned}
 \omega_{AB} &= \frac{1}{2} A_{21} + \frac{1}{2} (A_{21}^2 + 4\alpha_1^2 + 4\alpha_2^2)^{1/2}, \\
 \omega_{AC} &= (A_{21}^2 + 4\alpha_1^2 + 4\alpha_2^2)^{1/2}, \\
 \omega_{AD} &= \frac{1}{2} A_{21} + A_{43} + \frac{1}{2} (A_{21}^2 + 4\alpha_1^2 + 4\alpha_2^2)^{1/2}, \\
 \omega_{BC} &= -\frac{1}{2} A_{21} + \frac{1}{2} (A_{21}^2 + 4\alpha_1^2 + 4\alpha_2^2)^{1/2}, \\
 \omega_{BD} &= A_{43}, \\
 \omega_{CD} &= \frac{1}{2} A_{21} + A_{43} - \frac{1}{2} (A_{21}^2 + 4\alpha_1^2 + 4\alpha_2^2)^{1/2}, \\
 A_A &= (A_1 \sin^2 \theta + A_3 \cos^2 \theta) \sin \varphi + A_2 \cos^2 \varphi, \\
 A_B &= A_1 \cos^2 \theta + A_3 \sin^2 \theta, \\
 A_C &= (A_1 \sin^2 \theta + A_3 \cos^2 \theta) \cos^2 \varphi + A_2 \sin^2 \varphi, \\
 A_D &= A_4, \\
 A_{AB} &= A_{BA} = \frac{1}{2} (A_1 - A_3) \sin 2\theta \sin \varphi, \\
 A_{BC} &= A_{CB} = \frac{1}{2} (A_1 - A_3) \sin 2\theta \cos \varphi, \\
 A_{CA} &= A_{AC} = \frac{1}{2} (A_1 \sin^2 \theta - A_2 + A_3 \cos^2 \theta) \sin 2\varphi, \\
 \alpha_A &= \alpha_3 \cos \theta \sin \varphi, \\
 \alpha_B &= -\alpha_3 \sin \theta, \\
 \alpha_C &= \alpha_3 \cos \theta \cos \varphi.
 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

然后我们在 α_3 的零阶与一阶近似下求方程(6)的稳态解, 并将其相应的结果代入(5), 同时注意到 $\rho_{\alpha\beta} = (\rho_{\beta\alpha})^*$, 经过运算、简化最后得到

$$\begin{aligned}
 I_m(\rho_{43}) &= \left(\frac{\cos \theta \sin \varphi}{T^{-2} \omega_{AD}^2} \right) \left[T^{-1} \alpha_A (n_A^0 - n_D^0) + \frac{\alpha_B A_{AB} T^{-2}}{T^{-2} + \omega_{AB}^2} + \frac{\alpha_C A_{AC} T^{-2}}{T^{-2} + \omega_{AC}^2} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{\omega_{AD} \omega_{AB} A_{AB} \alpha_B}{T^{-2} + \omega_{AB}^2} + \frac{\omega_{AD} \omega_{AC} A_{AC} \alpha_C}{T^{-2} + \omega_{AC}^2} \right] \\
 &\quad + \left(\frac{\sin \theta}{T^{-2} + \omega_{BD}^2} \right) \left[\alpha_B T^{-1} (n_B^0 - n_D^0) + \frac{\alpha_A A_{AB} (\omega_{BD} + T^{-2})}{T^{-2} + \omega_{AB}^2} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{\alpha_B A_{BC} (T^{-2} + \omega_{BD} \omega_{BC})}{T^{-2} + \omega_{BC}^2} \right]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \left(\frac{\cos \theta \cos \varphi}{T^{-2} + \omega_{CD}^2} \right) \left[\alpha_C T^{-1} (n_C^0 - n_D^0) + \frac{\alpha_A \Lambda_{AO} (T^{-2} + \omega_{AC} \omega_{CD})}{T^{-2} + \omega_{AO}^2} \right. \\
& \left. + \frac{\alpha_B \Lambda_{BC} (T^{-2} + \omega_{BC} \omega_{CD})}{T^{-2} + \omega_{BC}^2} \right] \circ \quad (8) \\
\operatorname{Re}_e(\rho_{43}) = & \left(\frac{\cos \theta \sin \varphi}{T^{-2} + \omega_{AD}^2} \right) \left[\frac{T^{-1} \alpha_B \Lambda_{AB} (\omega_{AB} - \omega_{AD})}{T^{-2} + \omega_{AB}^2} \right. \\
& \left. + \frac{T^{-1} \alpha_C \Lambda_{AO} (\omega_{AO} - \omega_{AD})}{T^{-2} + \omega_{AO}^2} - \alpha_A \omega_{AD} (n_A^0 - n_D^0) \right] \\
& + \left(\frac{\sin \theta}{T^{-2} + \omega_{BD}^2} \right) \left[\frac{T^{-1} \alpha_A \Lambda_{AB} (\omega_{AB} - \omega_{BD})}{T^{-2} + \omega_{AB}^2} + \frac{T^{-1} \alpha_B \Lambda_{BC} (\omega_{BC} - \omega_{BD})}{T^{-2} + \omega_{BC}^2} \right. \\
& \left. - \alpha_B \omega_{BD} (n_B^0 - n_C^0) \right] \\
& + \left(\frac{\cos \theta \cos \varphi}{T^{-2} + \omega_{CD}^2} \right) \left[\frac{T^{-1} \alpha_A \Lambda_{AC} (\omega_{AC} - \omega_{CD})}{T^{-2} + \omega_{AC}^2} \right. \\
& \left. + \frac{T^{-1} \alpha_B \Lambda_{BC} (\omega_{BC} - \omega_{CD})}{T^{-2} + \omega_{BC}^2} - \alpha_C \omega_{CD} (n_C^0 - n_D^0) \right] \circ \quad (9)
\end{aligned}$$

以上两式就是 ρ_{43} 的虚、实部在精确到一阶条件下的解析表达式。

三、吸收谱的计算及其讨论

根据文献[3]对探测光的吸收谱的定义,

$$I(\Delta_{43}) = \frac{1}{\alpha_3} I_m(\rho_{43}),$$

把(8)式代入得

$$\begin{aligned}
I(\Delta_{43}) = & \frac{1}{\alpha_3} \left\{ \left(\frac{\cos \theta \sin \varphi}{T^{-2} + \omega_{AD}^2} \right) \left[\alpha_A T^{-1} (n_A^0 - n_D^0) + \frac{\alpha_B \Lambda_{AB} (T^{-2} + \omega_{AD} \omega_{AB})}{T^{-2} + \omega_{AB}^2} \right. \right. \\
& \left. \left. + \frac{\alpha_C \Lambda_{AC} (T^{-2} + \omega_{AD} \omega_{AC})}{T^{-2} + \omega_{AC}^2} \right] \right. \\
& + \left(\frac{\sin \theta}{T^{-2} + \omega_{BD}^2} \right) \left[\alpha_B T^{-1} (n_B^0 - n_D^0) + \frac{\alpha_A \Lambda_{AB} (T^{-2} + \omega_{AB} \omega_{BD})}{T^{-2} + \omega_{AB}^2} \right. \\
& \left. \left. + \frac{\alpha_B \Lambda_{BC} (T^{-2} + \omega_{BD} \omega_{BC})}{T^{-2} + \omega_{BC}^2} \right] \right. \\
& \left. + \left(\frac{\cos \theta \cos \varphi}{T^{-2} + \omega_{CD}^2} \right) \left[\alpha_C T^{-1} (n_C^0 - n_D^0) + \frac{\alpha_A \Lambda_{AC} (T^{-2} + \omega_{AC} \omega_{CD})}{T^{-2} + \omega_{AC}^2} \right. \right. \\
& \left. \left. + \frac{\alpha_B \Lambda_{BC} (T^{-2} + \omega_{BC} \omega_{CD})}{T^{-2} + \omega_{BC}^2} \right] \right\} \circ \quad (10)
\end{aligned}$$

上式就是两个光子共振泵浦下四能级原子系统的探测光吸收谱之解析表达式。为了能更明显地揭示上式的物理意义,下面就某些特殊情况进行讨论。

上述的结果并没有要求 α_1 、 α_2 非要是强泵浦场不可。但为了简化(10)式,我们作这样的近似; Dressed 原子态之间的能级间隔必须远大于相应态的弛豫速率。由(7)式可知,这个条件意味着 α_1 、 α_2 应是强的泵浦场。这样可令零阶近似解 $\rho_{AB}^{(0)} = \rho_{AC}^{(0)} = \rho_{BC}^{(0)} = 0$, 从而(10)式简化成

$$\begin{aligned}
I(\Delta_{43}) &= \frac{1}{\alpha_3} \left[\frac{\cos \theta \sin \varphi \alpha_A T^{-1} (n_A^0 - n_D^0)}{T^{-2} + \omega_{AD}^2} + \frac{\sin \theta \alpha_B T^{-1} (n_B^0 - n_D^0)}{T^{-2} + \omega_{BD}^2} \right. \\
&\quad \left. + \frac{\cos \theta \cos \varphi \alpha_C T^{-1} (n_C^0 - n_D^0)}{T^{-2} + \omega_{CD}^2} \right] \\
&= \left[\frac{\cos^3 \theta \sin^2 \varphi T^{-1} (n_A^0 - n_D^0)}{T^{-2} + \omega_{AD}^2} + \frac{\sin^2 \theta T^{-1} (n_B^0 - n_D^0)}{T^{-2} + \omega_{BD}^2} \right. \\
&\quad \left. + \frac{\cos^2 \theta \cos^2 \varphi T^{-1} (n_C^0 - n_D^0)}{T^{-2} + \omega_{CD}^2} \right]. \tag{11}
\end{aligned}$$

从上式看出, $I(\Delta_{43})$ 由三个洛仑兹线型的共振项组成, 且分别代表三个不同的、独立的单光子跃迁(即分别为 $|D\rangle - |A\rangle$, $|D\rangle - |B\rangle$ 和 $|D\rangle - |C\rangle$)。其跃迁过程之所以互相独立是由于我们忽略了 ρ_{AB} , ρ_{AC} 与 ρ_{BC} 的作用。每个线型的特征如表 1 所示(三个线型的线宽均为 T^{-1})。

可见, $|D\rangle - |B\rangle$ 跃迁的峰值位置(中心峰)不受泵浦场的强度(即 α_1, α_2)以及失谐量 Δ_{21} (或 $-\Delta_{32}$)的影响, 但峰值大小通过 $\sin \theta$ 而随 $\alpha_{1,2}$ 改变; 两个边峰(对应 $|D\rangle - |A\rangle$ 与 $|D\rangle - |C\rangle$ 跃迁)相对于中心峰的位置并不对称, 峰值一般也不相等。

现在讨论 α_1, α_2 均为强场时, α_1 相对 α_2 增大对三个共振线型的影响。为方便起见先讨论全共振泵浦的情况, 即 $\Delta_{21} = -\Delta_{32} = 0$, 这时(4)式有 $\sin \varphi = \cos \varphi = \sqrt{\frac{1}{2}}$, 且 $\sin \theta$ 与 $\cos \theta$ 随 α_1 增大而分别变大和变小, 谱线特征的变化规律如表 2 所示。我们从 AC stark 效应所导致的粒子数激发之不同来分析表 2 的结果。由于 AC stark 效应, 能级 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 各自都将

Table 1

transitions characteristic value	$ D\rangle - A\rangle$	$ D\rangle - B\rangle$	$ D\rangle - C\rangle$
position	$\omega_{43} + \frac{1}{2} \Delta_{21} + \frac{1}{2} (\Delta_{21}^2 + 4\alpha_1^2 + 4\alpha_2^2)^{1/2}$	ω_{43}	$\omega_{43} + \frac{1}{2} \Delta_{21} - \frac{1}{2} (\Delta_{21}^2 + 4\alpha_1^2 + 4\alpha_2^2)^{1/2}$
peak value	$\cos^2 \theta \sin^2 \varphi T (n_A^0 - n_D^0)$	$\sin^2 \theta T (n_B^0 - n_D^0)$	$\cos^2 \theta \cos^2 \varphi T (n_C^0 - n_D^0)$

Table 2

transitions characteristic values	$ D\rangle - A\rangle$	$ D\rangle - B\rangle$	$ D\rangle - C\rangle$
frequency-spectrum positions	moved to high frequency	quiescent	moved to low frequency
peak values	reduced	enlarged	reduced

分裂为三个支能级, 分裂的间距随 Ω_1, Ω_2 场的增强而增大, 这样 α_2 吸收线也应有三个分立的峰出现, 而正因为 $|2\rangle, |3\rangle$ 能级的分裂, 使得 α_2 场不再与 $|2\rangle - |3\rangle$ 能级间所有的跃迁线都发生共振泵浦, 从表 1 Ω_2 的频谱位置可知 $|3\rangle - |4\rangle$ 能级间的跃迁线 $|B\rangle - |A\rangle$ 与 $|D\rangle - |C\rangle$ 是与 $|2\rangle - |3\rangle$ 能级间的非共振泵浦相关的。我们知道非共振泵浦的效率比共振泵浦的效率低, 结果导致 $|3\rangle - |4\rangle$ 能级间的两个吸收边峰之值也减小。 α_1 场愈大, α_2 场的非共振泵浦效率就愈低, 使得吸收峰值变得愈小。相反, 当 α_2 场相对 α_1 场增大时, 从能级 $|2\rangle$ 泵浦到能级 $|3\rangle$ 的粒子数显然是增多的, 因而使得吸收峰值变大。我们还可以从表 1 得出, 两边峰的距离 $\Delta\nu = \sqrt{\Delta_{21}^2 + 4\alpha_1^2 + 4\alpha_2^2}$, 因此无论 α_1, α_2 哪一个增大, $\Delta\nu$ 均增大, 此结论与泵浦场是否为全共振无关。类似的方法可以分析 $|D\rangle - |B\rangle$ 跃迁的峰值随外场变化的情况, 由于此条吸收线是 $|3\rangle - |4\rangle$ 跃迁的中心线, 其频谱位置始终不受 AC stark 效应的影响, 因此无论 α_1 场如何变化, α_2 场总是处在共振泵浦的位置, 这样 $|D\rangle - |B\rangle$ 跃迁线的特征就容易分析了。以上讨论了两个泵浦场 α_1, α_2 全共振泵浦的情形, 当不满足全共振泵浦条件时, 即 $\Delta_{21} = -\Delta_{43} \neq 0$, 结合(4)式与表 1 可得, 只有 $|D\rangle - |A\rangle$ 跃迁线的峰值变化规律与表 1 不一样, 其峰值随 α_1 的变化趋势还与 α_2, Δ_{21} 的取值有关。从而得出结论: 吸收谱线的特征与是否全共振泵浦有关。

2. 假设 $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha \gg |\Delta_{21}|$, 从(4)式知, $\theta = \varphi \rightarrow \frac{\pi}{4}$, 再把(7)式中的有关量代入(11)式中, 得到

$$\begin{aligned}
 I(\Delta_{43}) &= \frac{1}{4} \left[\frac{A_A - A_D}{T^{-2} + \left(\frac{1}{2} \Delta_{21} + \Delta_{43} + \sqrt{2} \alpha\right)^2} + \frac{2(A_B - A_D)}{T^{-2} - \Delta_{43}^2} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{A_C - A_D}{T^{-2} + \left(\frac{1}{2} \Delta_{21} + \Delta_{43} - \sqrt{2} \alpha\right)^2} \right] \\
 &= \frac{1}{4} \left[\frac{\frac{1}{4}(A_1 + A_3) + \frac{1}{2} A_2 - A_4}{T^{-2} + \left(\frac{1}{2} \Delta_{21} + \Delta_{43} + \sqrt{2} \alpha\right)^2} + \frac{A_1 + A_3 - 2A_4}{T^{-2} - \Delta_{43}^2} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{\frac{1}{4}(A_1 + A_3) + \frac{1}{2} A_2 - A_4}{T^{-2} + \left(\frac{1}{2} \Delta_{21} + \Delta_{43} - \sqrt{2} \alpha\right)^2} \right]. \quad (12)
 \end{aligned}$$

上式说明吸收线型中的两个边峰的峰值和线宽相同, 峰值处相应的共振频率为

$$\Omega_3 = \omega_{43} \pm \sqrt{2} \alpha + \frac{1}{2} \Delta_{21}$$

(关于中心峰 $\Omega_{43} = \omega_{43}$ 并不对称), 并由表 1 得知, 此时两边峰的峰值都达最大值。

3. 假设 $T^{-1} \ll \alpha_1, \alpha_2 \ll |\Delta_{21}|$, 于是 $\varphi \ll \pi$, (11)式中的 $|D\rangle - |O\rangle$ 共振跃迁项为,

$$\begin{aligned}
 &\frac{\cos^2 \theta (A_C - A_D)}{\left\{ T^{-2} + \left[\Delta_{43} - \frac{(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)}{\Delta_{21}} \right]^2 \right\}} = \frac{\cos^2 \theta (A_1 \sin^2 \theta + A_3 \cos^2 \theta - A_4)}{\left\{ T^{-2} + \left[\Delta_{43} - \frac{(\alpha_1^2 + \alpha_2^2)}{\Delta_{21}} \right]^2 \right\}} \\
 &\simeq \frac{\cos^2 \theta (A_1 \sin^2 \theta + A_3 \cos^2 \theta - A_4)}{T^{-2} + \Delta_{43}^2} \left[1 + \frac{2(\alpha_1^2 + \alpha_2^2) \Delta_{43}}{\Delta_{21} (T^{-2} + \Delta_{43}^2)} \right]. \quad (13)
 \end{aligned}$$

上式仍是洛仑兹线型, 类似分析表明其它两个吸收峰也具有相类似的性质。上式计算中利用了公式 $\frac{1}{1+x} \approx 1-x$, ($|x| \ll 1$)。

4. 若不存在第一泵浦场($\alpha_1 = 0$), 则问题就简化为三能级原子与两个相干光场的相互作用, 结果与文献[3]相同。

若 α_1 、 α_2 场同时存在, 但只有 α_1 为强场时, 此时吸收峰只有一个^[2]。

5. 假如 Ω_1 、 Ω_2 场不是足够强, 要计及到三个单光子跃迁过程中的相互耦合, 这时(10)式不能简化为(11)式, 那么 $|3\rangle - |4\rangle$ 能级间探测光的吸收谱就不再是单纯的由三个彼此间无相互耦合的单光子跃迁所形成, 这时除(11)式所表示的三个主峰以外, 还有一些调制峰。此外, 从(7)式知, 当 $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta_3$ 时, 有 $\Delta_{AB} = \Delta_{AC} = \Delta_{BC} = 0$, 这表明若三个能级的非相干泵浦项相等, 则三个 Dressed 原子态之的“相干泵浦项”^[3] 为零。因此 $|A\rangle$, $|B\rangle$, $|C\rangle$ 三个 Dressed 原子态之间不存在耦合关系, 它们到第四个态 $|D\rangle$ 的跃迁是彼此独立的, 这个结果与假设 Ω_1 、 Ω_2 为强场所导出的结论一样。如把 $\Delta_{AB} = \Delta_{AC} = \Delta_{BC} = 0$ 代入(10)式后发现, 此时(10)式已简化成(11)式的形式, 这也说明了以上分析的正确性。

四、原子能级间感应的电偶极矩的计算

假设原子与外场相互作用是偶极型的, 且原子能级间不存在永久性偶极矩, 以及

$$\mu_{ij} = \mu_{ji}$$

(μ 是偶极矩算符沿着场 $E(t)$ 方向的分量)。由文献[8]知, 原子任两个能级所感应的原子偶极矩的系综平均值 $\langle \mu \rangle_{ij}$ 为,

$$\langle \mu \rangle_{ij} = \mu_{ij}(\rho_{ij} + \rho_{ji}), \quad (i, j = 1, 2, 3, 4; i \neq j) \quad (14)$$

由于 $\rho_{ij} = (\rho_{ji})^*$, 因此(14)式可写为,

$$\langle \mu \rangle_{ij} = \mu_{ij}(2\text{Re} \rho_{ij}) = 2\mu_{ij} \text{Re} \rho_{ij} \quad (15)$$

取 $i = 4, j = 3$ (对应 ρ_{43}) 为例进行计算

$$\langle \mu \rangle_{43} = 2\mu_{43} \text{Re} \rho_{43} \quad (16)$$

把(9)式代入(16)式得到(ρ_{43} 等同于(9)式的 ρ_{43})

$$\langle \mu \rangle_{43} = -2\mu_{43} \left[\frac{\cos \theta \sin \varphi \alpha_A \omega_{AD} (n_A^0 - n_D^0)}{T^{-2} + \omega_{AD}^2} + \frac{\sin \theta \alpha_B \omega_{BD} (n_B^0 - n_D^0)}{T^{-2} + \omega_{BD}^2} + \frac{\cos \theta \cos \varphi \alpha_C \omega_{CD} (n_C^0 - n_D^0)}{T^{-2} + \omega_{CD}^2} \right] \quad (17)$$

比较(11)式得

$$I(\Delta_{43}) = \frac{-1}{2\alpha_3 \mu_{43}} \langle \mu \rangle_{43} \quad (18)$$

因此 $\langle \mu \rangle_{43}$ 具有与 $I(\Delta_{43})$ 相类似的性质, 这些性质正是前面所讨论过的。

五、结 束 语

上面我们通过近似求解 Dressed 原子表象中原子系统的密度矩阵方程得出了一系列的结果。由于采用的方法仍是裸原子中所采用的密度矩阵方程方法一样, 因此也具有普遍性。

参 考 文 献

- [1] L. Kancheva *et al.*; *J. Phys. B.*, 1985, **18**, No. 16 (28 Aug), 3437~3444.
- [2] G. D. Willenberg *et al.*; *IEEE J. Q. E.*, 1982, **18**, No. 12 (Dec), 2060~2069.
- [3] P. B. Berman *et al.*; *Phys. Rev.*, 1982, **25A**, No. 5 (May), 2667~2692.
- [4] S. J. Petuchowski *et al.*; *Phys. Rev.*, 1979, **20A**, No. 2 (Aug), 529~538.
- [5] 罗耕贤, 郭光灿; “四能级原子共振荧光的 Dressed 模型”(待发表).
- [6] L. Kancheva *et al.*; *J. Phys. B.*, 1981, **14**, No. 3 (14 Feb), 573~583.
- [7] P. M. Radmore *et al.*; *J. Phys. B.*, 1982, **15**, No. 4 (28 Feb), 561~573.
- [8] A. 亚里夫; 《量子电子学》, (上海科学技术出版社, 1983), 157.

Four-level atomic system resonantly pumped by double-wave fields*

LUO GENGXIAN AND GUO GUANGCAN

(Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei)

(Received 6 March 1987; revised 5 June 1987)

Abstract

A four-level atomic system interacting with two laser fields and one probe field has been transformed into a four-level Dressed-Atom System interacting with a weak probe absorption field by means of the Dressed-Atom states. By using perturbation theory to solve the density matrix equations in Dressed-Atom representation, the analytic expressions for absorption spectrum are obtained. The properties of absorption spectrum are discussed in detail. Finally, the induced electric dipole moment between the atomic levels and its relation with the absorption spectrum are deduced.

Key words: four-level Atomic system; Dressed-Atom.

* Projects Supported by the Science Fund of the Chinese Academy of Science.