

锁模激光相干激发原子的超窄共振效应*

何林生

(中国科学院安徽光学精密机械研究所)

提 要

本文提出一种相干激发理论模型,解释了文献[1~3]用锁模激光脉冲序列激发原子产生超窄共振效应的实质。推导了原子密度算符 $\rho_A(t)$ 的表示式和光谱信号表示式,给出了有关曲线。而且预言了超窄共振效应的新结果。这一理论模型可推广应用于多光子过程。

关键词: 相干激发, 共振效应, 锁模激光器。

一、引 言

用锁模激光脉冲序列激发原子产生超窄共振效应,已发展成一种新的高分辨光谱技术^[1~3]。两个典型实验是 Harde 吸收型实验^[1]和 Alzetba 荧光型实验^[3]。现已观察到峰宽仅 30 Hz 的超窄共振峰^[2]。

为什么锁模激光序列激发原子能产生如此窄的共振峰呢? Harde 用量子拍理论模型从时谱角度定性解释了文献的[1]实验^[4],但该模型给出的 $\rho_{aa'}$ 或 $Q_{aa'}$ 表式,既不能反映有关光学跃迁,也不能解释文献[3]的现象。本文从频谱观点提出多模相干激发原子理论模型,采用全量子理论方法,不但能统一解释上述两类现象,而且还可预言了超窄干涉共振效应的结果。

二、理论模型

锁模激光主要特征是多模光场各模之间有确定的相位关系,因干涉产生规则脉冲序列

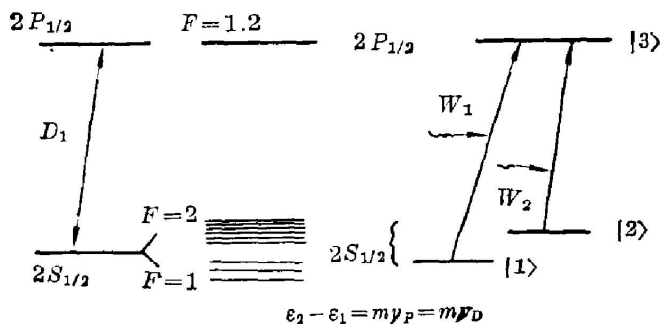


Fig. 1 Principle of coherent excitation atomic Na using two laser modes

输出^[5,6]。连续锁模激光脉冲重复率 ν_p 一般和模间隔 ν_D 一致。虽然锁模激光谱带较宽,但每个模的宽度都很窄。只要原子能级宽度 Γ 小于 ν_D ,就能保证原子激发选择性。

作者认为,上述实验中锁模激光脉冲序列激发原子 Na 产生超窄共振的实质是:当 $m\nu_D$ 和磁场中 Na 原子 $2S_{1/2}$ 能级某一超

收稿日期: 1986年12月19日; 收到修改稿日期: 1987年6月11日

* 此文曾在西安第八届全国激光会议上宣读。

精细裂距相等时, 两个与 $D1$ 线共振的激光模能同时分别共振相干激发相应的两个超精细支能级(图 1), 在两个通道间产生尖锐干涉效应。两通道相长干涉或相消干涉由两激光模相位差决定。由于对同一原子两通道相干激发, 在干涉项中两模的多普勒频移相互抵消, 从而使共振干涉峰非常窄。

1. 系统哈密顿量

因吸收池中 Na(原子 A) 蒸汽压很低, 缓冲气体原子 B 对激光无共振吸收。可设激光通过池后光强无显著变化。缓冲气体对原子 A 碰撞起热库作用^[7]。光场、原子 A 和热库组成总系统, 其哈密顿量为*

$$\left. \begin{aligned} H &= H_0 + H_{af} + H_{ar}, & H_0 &= H_a + H_r + H_f, \\ H_a &= \sum_j \epsilon_j |j\rangle \langle j|, & H_r &= \sum_{j_b} \Omega_{j_b} |j_b\rangle \langle j_b|, & H_f &= \sum_l \omega_l b_l^\dagger b_l, \\ H_{af} &= \sum_{j>i} \sum_{\lambda} g_{ji}^{(\lambda)} |j\rangle \langle i| b_l \exp(i\mathbf{k}_l \cdot \mathbf{r}) + H.O., \\ H_{ar} &= \sum_{j,i} \sum_{j_b, i_b} W_{j_b, i_b} |j\rangle |j_b\rangle \langle j_b| \langle i|, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中 H_a 、 H_r 和 H_f 分别是原子 A、热库和光场的哈密顿量, H_{ar} 为原子 A 与热库相互作用, H_{af} 为原子 A 与光场相互作用。忽略热库和光场相互作用。 $|j\rangle$ 和 $|j_b\rangle$ 分别是 H_a 和 H_r 的本征态, ϵ_j 和 Ω_{j_b} 分别是 H_a 和 H_r 的本征值。 b_l^\dagger (b_l) 为光场第 l 模光子产生(湮灭)算符, ω_l 为其角频率, $g_{ji}^{(\lambda)}$ 和 W_{j_b, i_b} 是相应的相互作用耦合常数。

$$\left. \begin{aligned} g_{ji}^{(\lambda)} &= -g_{ji}^{(\lambda)*} = -i \left(\frac{\omega_l}{2\epsilon_0 V} \right)^{1/2} (\boldsymbol{\mu}_A \cdot \boldsymbol{\epsilon}), \\ W_{j_b, i_b} &= \langle j | \langle j_b | W | i_b \rangle | i \rangle, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

式中 W 表示原子 B 和 A 的碰撞势, 具体形式在本问题中不重要^[7]。(2) 式中其他符号同一般量子化光场符号。

2. 原子状态的演化

为描述多模相干光场激发原子产生干涉效应, 选用下列 $\{|J\rangle\}$ 矢集为系统表象。

$$\left. \begin{aligned} |J\rangle &= |j\rangle |B\rangle |\{\alpha_i^{(j)}\}\rangle = |j, B, \{\alpha_i^{(j)}\}\rangle, \\ |B\rangle &= \sum_{j_b} C_{j_b} |j_b\rangle, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

其中 $\{|\alpha_i^{(j)}\rangle\}$ 是光场多模相干态, 上标 j 表示原子 A 处于 $|j\rangle$ 态时。 $|B\rangle$ 是热库原子整体态, C_{j_b} 是 B 原子在 $|j_b\rangle$ 态的几率幅。设原子 A 初始态是 $|i_0\rangle$, 由基态的几个超精细支能级相干耦合组成

$$|i_0\rangle = \sum_i O_i |i\rangle, \quad (4)$$

O_i 是原子 A 在 $|i\rangle$ 态的几率幅。利用投影算符和预解算符^[6,8], 可得原子 A 密度算符 $\rho_A(t)$ 为

$$\begin{aligned} \rho_A(t) &= \text{tr}_{r, f} (|\psi(t)\rangle \langle \psi(t)|) \\ &= \frac{1}{4\pi^3} \int \left\{ \frac{d^2 \alpha_i}{\pi} \right\} \sum_i \sum_{i'} O_i^* O_{i'} \iint dz dz' \exp [i(z' - z)(t - t_0)] \\ &\quad \times \langle \langle \alpha_i \rangle, B | G(z) | B, \{\alpha_{i'}^{(j)}\}, i' \rangle \langle i, \{\alpha_{i'}^{(j)}\}, B | G^+(z) | B \{ \alpha_i \rangle, \end{aligned} \quad (5)$$

* 使用 $\hbar=1$ 单位。

其中 $G(z)$ 是预解算符^[6,8]。在旋波近似下, 忽略次要贡献后, 可得预解算符矩阵元

$$G_{JI} = \frac{g_{ji}^{(1,\lambda)} \alpha_j \exp(i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r})}{(z - \varepsilon_j + i\Gamma_j)(z - \bar{\varepsilon}_I + i\Gamma_I)}, \quad \left. \begin{aligned} \bar{\varepsilon}_j &= \varepsilon_j + s_j, \quad \bar{\varepsilon}_I = \Omega_{I_0} + \varepsilon_I + \sum_l |\alpha_l^{(I)}|^2 \omega_l, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

ε_j 和 Γ_j 是光场和碰撞引起原子能级 $|j\rangle$ 的位移和展宽。由 (5) 和 (6) 式可得矩阵元 $\rho_A(t)_{jN} = \langle j | \rho_A(t) | i \rangle$ 。

三、应用于 Na 原子超精细光谱

在上述实验中, 一般只有在 $^2S_{1/2}$ 的两个超精细支能级的原子分别被两激光模同时相干共振激发到同一上能级。调节磁场 H 和激光模间隔 ν_D , 可使 $^2S_{1/2}$ 的另外两个支能级原子同时共振激发到另一上能级。因此原子可简化为三能级。

因能级差 ε_{12} 很小, 按玻尔兹曼分布 Na 原子初始在 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 态几率近似相等, 并考虑光学跃迁在 $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ 和 $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 间发生; A、B 原子以弹性碰撞为主; Na 原子 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 能级弛豫机制主要是碰撞, 利用上节结果可得原子密度矩阵元

$$\begin{aligned} \rho_A(t)_{33} &= \frac{1}{2} \left\{ \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 \frac{g_{ji}^{(1,\lambda)*} g_{ji}^{(1,\lambda)} \alpha_j \alpha_i \exp(i\mathbf{k}_w \cdot \mathbf{x})}{(\Delta_j - i\gamma_{3j}) (\Delta_i + i\gamma_{3i})} \right. \\ &\quad \times [\exp(-2\Gamma_{3i}t) + \exp(i(\Delta_w + i\Gamma_w)t) \\ &\quad \left. - \exp(i(\Delta_i + i\Gamma_{3i})t) - \exp(-i(\Delta_j - i\Gamma_{3j})t)] \right\}, \\ \rho_A(t)_{22} &= \frac{1}{2} \left[\exp(-2\Gamma_{2t}) + \frac{SNA}{\Delta_{21}^2 + \Gamma_{21}^2} + 2\text{Re} \left(\frac{SNB}{\Delta_{21} - i\gamma_{21}} + \frac{SNC}{\Delta_{21} - i\Gamma_{21}} \right) \right], \\ SNA &= |W_{2B1B}|^2 [\exp(-2\Gamma_{3t}) + \exp(-2\Gamma_{1t}) - 2\exp(-\Gamma_{21t}) \cos(\Delta_{21}t)] \\ &\quad + |g_{32}^{(2,\lambda)*} g_{31}^{(1,\lambda)} \alpha_2 \alpha_1|^2 \left\{ \frac{\exp(-2\Gamma_{3t})}{\Delta_2^2 + \Gamma_{32}^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{2\exp(-\Gamma_{31t})}{\Delta_1^2 + \gamma_{31}^2} \text{Re} \left[\frac{\Delta_{21} + i\Gamma_{21}}{\Delta_2 - i\Gamma_{32}} \exp(-i\Delta_1 t) \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{\exp(-2\Gamma_{3t}) + \exp(-2\Gamma_{1t}) - 2\exp(-2\Gamma_{3t}) \text{Re} \left[\frac{1}{(\Delta_2 - i\Gamma_{32})(\Delta_1 + i\gamma_{21})} \right]}{\Delta_1^2 + \gamma_{31}^2} \right\}, \\ SNB &= \frac{W_{2B,1B} g_{32}^{(2,\lambda)*} g_{31}^{(1,\lambda)} \alpha_2 \alpha_1 \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x})}{\Delta_1 + i\gamma_{31}} \\ &\quad \times \left\{ \frac{\exp[i(\Delta_2 + i\Gamma_{32})t] - \exp[i(\Delta_1 + i\Gamma_{31})t]}{\Delta_2 - i\Gamma_{32}} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\exp[i(\Delta_{21} + i\Gamma_{21})t] - \exp(-2\Gamma_{1t})}{\Delta_{21} - i\Gamma_{21}} \right\}, \\ SNC &= W_{1B,2B}^* \{ \exp(-2\Gamma_{2t}) - \exp[-i(\Delta_{21} - i\Gamma_{21})t] \\ &\quad + g_{32}^{(2,\lambda)*} g_{31}^{(1,\lambda)*} \alpha_1^* \alpha_2 \exp(-i\mathbf{k}_{1,2} \cdot \mathbf{x}) \\ &\quad \times \left\{ \frac{\exp[i(\Delta_2 + i\Gamma_{32})t] - \exp[-i(\Delta_{21} - i\Gamma_{21})t]}{\Delta_1 + i\gamma_{31}} + \frac{\exp[i(\Delta_2 + i\Gamma_{32})t]}{\Delta_2 + i\Gamma_{32}} \right\} \}, \end{aligned} \quad (7)$$

式中 Δ_j 、 Γ_j 和 γ_{ij} 见(12)式。 $\rho_A(t)_{11}$ 的表示式与 $\rho_A(t)_{22}$ 表示式类似, 只需将“2”→“1”即

可。

1. 荧光信号和吸收信号表示式

设光谱测量时间 T 远长于激光脉冲周期, 则文献[3]中荧光信号 I_e 正比于原子 A 激态密度 $\rho_A(t)_{33}$,

$$I_e \propto \int_{t_0}^{\infty} \rho_A(t)_{33} dt. \quad (8)$$

对于吸收光谱实验, 泵浦光和探测光束夹角很小, 则吸收信号 I_a 正比于吸收程长和原子态密度 $\rho_A(t)_{11} + \rho_A(t)_{22}$ 在测量时间 $T = t - t_0$ 充分长时, 三能级系统吸收信号为

$$I_a \propto LT - \int_0^L dx \int_{t_0}^{\infty} \rho_A(t)_{33} dt. \quad (9)$$

按惯例积分下限 t_0 合理扩展至 $-\infty$, 将(5)和(6)式代入(8)和(9)式后, 先对 t 积分再对 z 积分, 得

$$\left. \begin{aligned} I_e &\propto I_1 + I_2 + (I_A + I_C) \cos(k_{12}x - \varphi_{12}) + (I_B + I_D) \sin(k_{12}x - \varphi_{12}), \\ I_a &\propto L(T - I_1 - I_2) + \frac{I_A + I_C}{k_{12}} [\sin(k_{12}L - \varphi_{12}) + \sin \varphi_{12}] \\ &\quad + \frac{I_B + I_D}{k_{12}} (\cos(k_{12}L - \varphi_{12}) - \cos \varphi_{12}), \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

式中 $\varphi_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$, $\varphi_i (i=1, 2)$ 是激光 l_i 模初相位

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= \frac{|g_{31}^{(1,\lambda)} \alpha_1|^2}{4(\Delta_1^2 + \gamma_{31}^2)(\Delta_2^2 + \Gamma_{31}^2)} \left[\frac{\Delta_1^2 - \gamma_{31} \Gamma_{31}}{\Gamma_3} + \frac{\Delta_1^2 + \gamma_{31} \Gamma_{31}}{\Gamma_1} \right], \quad (i=1, 2) \\ I_C &= \frac{|g_{31}^{(1,\lambda)*} g_{32}^{(2,\lambda)} \alpha_1^* \alpha_2|}{2(\Delta_{21}^2 + \Gamma_{21}^2)} \left[\frac{\Gamma_{21}(\Delta_1^2 + \gamma_{31} \Gamma_{31}) - 2\Gamma_1 \Delta_1 \Delta_{21}}{(\Delta_1^2 + \gamma_{31}^2)(\Delta_1^2 + \Gamma_{31}^2)} + \frac{\Gamma_{21}(\Delta_2^2 + \gamma_{32} \Gamma_{32}) - 2\Gamma_2 \Delta_2 \Delta_{21}}{(\Delta_2^2 + \Gamma_{21}^2)(\Delta_2^2 + \gamma_{32}^2)} \right], \\ I_D &= \frac{|g_{31}^{(1,\lambda)} g_{32}^{(2,\lambda)} \alpha_1^* \alpha_2|}{2(\Delta_{21}^2 + \Gamma_{21}^2)} \left[\frac{\Delta_{21}(\Delta_1^2 + \gamma_{31} \Gamma_{31}) + 2\Gamma_1 \Delta_1 \Gamma_{21}}{(\Delta_1^2 + \gamma_{31}^2)(\Delta_1^2 + \Gamma_{31}^2)} + \frac{\Delta_{21}(\Delta_2^2 + \gamma_{32} \Gamma_{32}) - 2\Delta_2 \Gamma_2 \Gamma_{21}}{(\Delta_2^2 + \gamma_{32}^2)(\Delta_2^2 + \Gamma_{32}^2)} \right], \\ I_A &= \frac{|g_{31}^{(1,\lambda)*} g_{32}^{(2,\lambda)} \alpha_1^* \alpha_2|}{4\Gamma_3} \left[\frac{\Delta_1 \Delta_2 - \gamma_{31} \Gamma_{32}}{(\Delta_1^2 + \gamma_{31}^2)(\Delta_2^2 + \gamma_{32}^2)} + \frac{\Delta_1 \Delta_2 - \gamma_{31} \gamma_{32}}{(\Delta_1^2 + \gamma_{31}^2)(\Delta_2^2 + \gamma_{32}^2)} \right], \\ I_B &= \frac{|g_{31}^{(1,\lambda)*} g_{32}^{(2,\lambda)} \alpha_1^* \alpha_2|}{4\Gamma_3} \left[\frac{\Delta_1 \Gamma_{32} + \Delta_2 \Gamma_{31}}{(\Delta_1^2 + \Gamma_{31}^2)(\Delta_2^2 + \gamma_{32}^2)} - \frac{\Delta_1 \Gamma_{32} + \Delta_2 \Gamma_{31}}{(\Delta_2^2 + \gamma_{31}^2)(\Delta_2^2 + \Gamma_{32}^2)} \right], \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} \bar{\epsilon}_j &= \epsilon_j + s_j, \quad \bar{\epsilon}_{ji} = \bar{\epsilon}_j - \bar{\epsilon}_i, \quad \gamma_{ji} = \Gamma_j - \Gamma_i, \quad \Gamma_{ji} = \Gamma_j + \Gamma_i, \\ \Delta_i &= \bar{\epsilon}_i - \omega_i, \quad \Delta_{ji} = \Delta_j - \Delta_i, \quad \omega_{ji} = \omega_j - \omega_i. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

I_1 和 I_2 是单一光模对激发原子的贡献, 其余各项是双模激发原子的干涉贡献。

2. 超窄共振峰的物理原因

按文献[1~3]实验结果, 尖锐共振的条件是

$$\bar{\epsilon}_{21}(H) = \omega_j, \quad \bar{\epsilon}_{21}(H) = m\nu_D \quad \text{或} \quad \Delta_{21} = \bar{\epsilon}_{12} + \omega_{12} = 0. \quad (13)$$

由于两激光模相干激发同一原子的干涉效应, 使 $\rho_A(t)_{11}$, I_e 和 I_a 表示式含有共振峰因子 $(\Delta_{21}^2 + \Gamma_{21}^2)^{-1}$ 或 $(\Delta_{21}^2 + \gamma_{21}^2)^{-1}$, 因 $\Gamma_1, \Gamma_2 \ll \Gamma_3$ 而显示超窄共振效应。

(1) $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 是 Na 原子基态支能级, 是稳态或亚稳态, 自然宽度 γ_1 和 γ_2 极小。

(2) 计算表明*, 斯塔克展宽效应和中间态是否远离共振关系很大^[8]。对 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$

* 计算繁杂, 这里从略。

态, 相应中间态都远离共振; 而对 $|3\rangle$ 态, 相应中间态可较接近与光模共振。因此基态斯塔克展宽比激发态小得多。几毫瓦激光功率展宽仅 5 Hz^[2]。

(3) 因两激光模相干激发同一个原子, 两模多普勒频移方向一致, 在 Δ_{21} 中自动补偿, 极大地减小了展宽效应。考虑多普勒效应至二级

$$\left. \begin{aligned} \Delta_{21} &= \bar{\varepsilon}_{12} + \omega_{12} \left[1 - \frac{v}{c} + \frac{1}{2} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right], \\ \delta\omega &= \omega_{12} \frac{v}{c} \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right]. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

这相当于频移 $\delta\omega$ 对多普勒展宽 $\Delta\nu_D$ 作贡献。300 K 时 $\Delta\nu_D^{(1)} \approx 6$ kHz (二级效应 $\Delta\nu_D^{(2)} \approx 10^{-3}$ Hz, 可忽略)。

因实验中 Na 蒸气仅几 mtorr, 缓冲气体最佳化(几十 Torr), 用粗短形吸收池, 使基态支能级寿命化弹性碰撞时间间隔长得多; 又频差 ω_{12} 在射频区内, 相应“跃迁波长”大于碰撞自由程。在 $\Delta\nu_D > \Delta\nu_C$ (碰撞展宽) 情况下, 碰撞导致谱线变窄——Dicke 变窄现象^[9], 宽度可减小到^[10] $(\Delta\nu_D/300) \approx 20$ Hz。

综合上述因素, 可使 Na 原子基态两支能级宽度之和约 30 Hz, 其中碰撞弛豫贡献是主要的。

3. 关于 Alzetta 荧光实验的讨论

在传播中光场相干激发原子的同时, 把被吸收模间相位关系传递给被激发的原子, 当 $k_{12}x - \varphi_{12} = (2n+1)\pi$ 时, 产生相消干涉, I_s 呈现暗线, 线宽由 Γ_{21} 确定。在沿 x 方向非均匀磁场中, 能级超精细裂距是 x 的函数, 位置偏移也对频率失谐有贡献。故在共振点 x_i 附近 x 处频率失谐对共振峰影响比均匀磁场中更敏感; 故暗线更窄。这正是文献[3]中非吸收超窄共振现象(图 2(a))。这表明在适当条件下多模相干场(两个共振模)作用下的原子处在基态两个支能级的相干叠加态中。

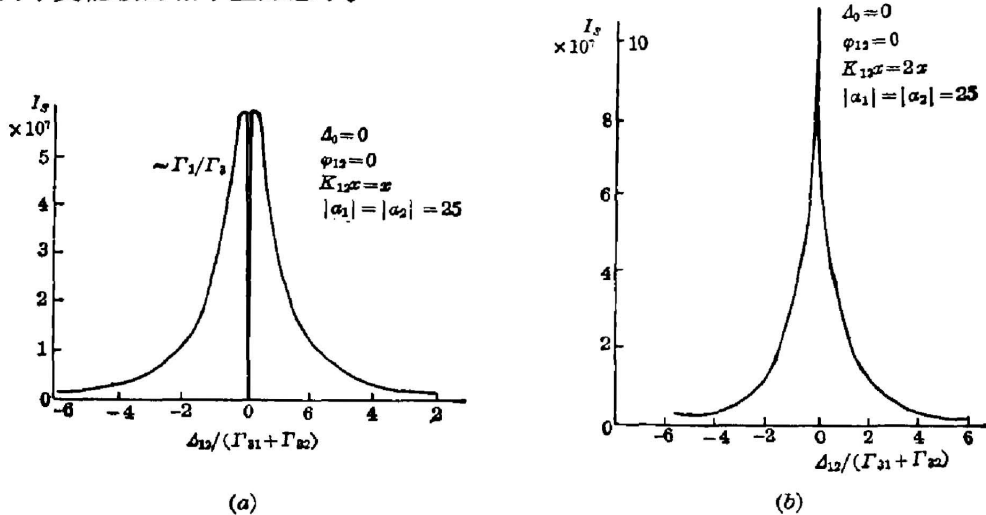


Fig. 2 Signal of fluorescence

(a) the resonant behavior of non-absorption; (b) the sharp enhancement peak

可以预料 $k_{12}x - \varphi_{12} = 2n\pi$ 时, 将产生相长干涉。若减弱入射光束以减弱池中光路上荧光背景, 在某些 x_i 处可观察到 I_s 信号呈现尖锐亮线。

4. 关于 Harde 吸收实验的讨论

在均匀磁场中吸收池中原子超精细裂距不随 x 改变。在 mL_0 ($L_0 = 2\pi/k_{12}$) 距离内, I_a 中相长干涉和相消干涉贡献抵消, 因此干涉项对 I_a 净贡献等于最后一段小于 L_0 距离内干涉贡献。吸收池短些 ($L \ll L_0$ 为宜) 可增大干涉项对非干涉项信号比, 提高测量超精细裂距精度。

由(10)式可证, 严格共振情况, $\varphi_{12} = 2m\pi + (x/2)$ 时, 为最强相长干涉, 呈现尖锐共振吸收峰, 峰宽 Γ_{21} (图 3(a)), 和文献[1~2]一致; $\varphi_{12} = 2m\pi - (\pi/2)$ 时为最强相消干涉, 吸收强烈减弱(图 3(b))。若连续调节吸收池长度、磁场强度和光学延迟元件, 以改变原子超精细裂距、光程长和相位差, 在 Harde 型吸收实验中, 应看到探测光束之透射光呈现“亮线”和“暗线”交替现象。这种“暗线”也反映非吸收共振现象。

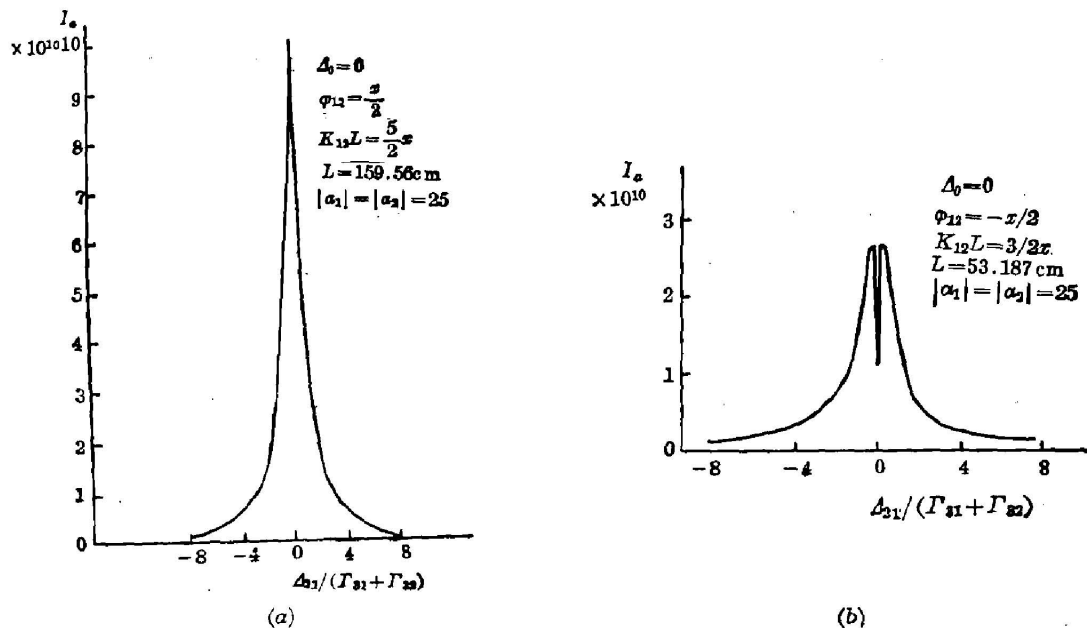


Fig. 3 Signal of absorption

(a) the sharp peak of absorption; (b) the resonant behavior of non-absorption

本理论模型比量子拍模型^[4]能较全面反映真实物理过程。因本文的 $\rho_A(t)_{ii}$, I_s 和 I_a 表式含有反映光学跃迁因子 $(\Delta_i \pm i\gamma_{3i})^{-1}$ 或 $(\Delta_i \pm i\Gamma_{3i})^{-1}$, 文献[4]的 ρ_{aa} 表式没有这样的因子, 因而不能反映光学跃迁特征。值得指出, 对于 Λ 型三能级系统一般不出现单原子量子拍, 只能有原子协作拍^[11]。因此文献[4]用量子拍模型解释该实验现象不很确切。

本文的多模相干激发原子的模型不但能统一解释文献[1~3]光谱现象, 而且还预言了超窄共振新结果。本模型还可应用于存在两个上能级或上、下能级均为两个的情况下, 研究多频场相干激发原子产生干涉效应; 也可推广应用于多光子过程。

参 考 文 献

- [1] H. Harde, H. Burggraf; *Opt. Commun.*, 1982, **40**, No. 6 (Feb), 441~445.
 [2] H. Harde, H. Burggraf; *Laser Spectroscopy Vol. VII*, (Ed. by H. P. Weber et al., Springer Verlag,

- Berlin, 1983), 117~119.
- [3] G. Alzetta *et al.*; *Nuovo Cimento*, 1979, **52B**, No. 2 (Aug), 209~218.
- [4] J. Mlynek *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1981, **24**, No. 2 (Aug), 1099~1103.
- [5] D. L. Andrews; *J. Phys. (B)*, 1978, **11**, No. 15 (1 Aug), 2655~2664.
- [6] 何林生;《光学学报》, 1983, **3**, No. 8 (Nov), 717~723.
- [7] W. H. Louisell; *Quantum Statistical Properties of Radiation*, (John Wiley & Son Inc., New York, 1973), Ch. 6.
- [8] P. Lambropoulos; *Adv. Atom. & Molec. Phys.*, Vol. 12, (Ed. by D. B. Bathe & B. Bederson, Academic Pr., New York, 1976), 87~164.
- [9] R. H. Dicke; *Phys. Rev.*, 1953, **89**, No. 2 (Jan), 472~473.
- [10] A. 科尼;《原子光谱学和激光光谱学》, (科学出版社, 北京, 1984), 506.
- [11] S. Haroch; *High-Resolution Laser Spectroscopy*, (Ed. by K. Shimada, Springer Verlag, Berlin, 1976), 253~256.

Supernarrow resonant effect of coherent excitation atoms using mode-locked laser

HE LINSHENG

(Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 19 December 1986; revised 11 June 1987)

Abstract

A theoretical scheme of coherent excitation atoms are proposed to explain the essence of supernarrow resonant effects, which are produced by using the mode-locked laser pulse train exciting the atoms. The expressions of the atomic density operator $\rho_A(t)$ and of the signals of spectra are derived and the relevant curves are given. The new results for the supernarrow resonant effects are also predicted. The theoretical scheme can be extended to the application for multiphoton processes.

Key words: coherent excitation; resonant effect; mode-locked laser.