

# 二能级原子系统中高次谐波与高阶拉曼谱的相干相消现象

龚尚庆 王中阳 金石琦 徐至展

(中国科学院上海光机所强光光学开放实验室 上海 201800)

**提要** 利用强激光场驱动下的原子二能级模型,探讨了高次谐波与高阶拉曼谱的相干相消现象。结果发现适当选取激光场的强度使高阶拉曼线处于谐波位置时,由于相干效应,高阶拉曼谱得到抑制而高次谐波谱则得到加强。

**关键词** 光学相干,高次谐波,高阶拉曼线,二能级原子模型

## 1 引言

近 10 年来,对强激光场与原子间的相互作用研究引起了人们的极大兴趣<sup>[1]</sup>,而对高次谐波<sup>[2]</sup>的研究则是强激光物理的重要研究课题。高次谐波谱的产生与激光场的强度及频率密切相关,它们都有一共同的特征,就是其谐波谱存在一平台区,在平台区各次谐波的强度基本相同。然后平台在某一高频处迅速截断。Corkum<sup>[3]</sup>利用简单的经典模型成功地解释了高次谐波的这些特性。利用不同的势模型<sup>[4,5]</sup>通过数值求解含时薛定谔方程,人们发现均存在相应的平台区及截止频率。强激光场驱动下二能级原子模型也给出了类似的结论<sup>[6-8]</sup>。Gauthey 等<sup>[9]</sup>在研究二能级原子系统的高次谐波时发现,该系统在产生高次谐波的同时,也产生了高阶拉曼谱,并且高阶拉曼线的位置依赖于激光场的强度和频率。Millack 和 Maquet 利用数值求解薛定谔方程时发现,当系统处于 Floquet 态的叠加态时,在出现高次谐波的同时,也伴随有高阶拉曼线的产生,其拉曼线的位置依赖于 Floquet 态的能级差。当系统不处于该状态时高阶拉曼线几乎消失<sup>[10]</sup>。

本文利用强激光场驱动下的原子二能级模型,探讨了高次谐波谱与高阶拉曼谱间的相干相消现象。结果发现,适当选取激光场的强度使高阶拉曼线出现在谐波位置时,谐波谱与拉曼线间发生明显的相干相消现象,高阶拉曼线几乎消失,背景噪声得到了很好的抑制,而高次谐波则得到加强。

## 2 强激光场驱动下的二能级原子模型

在本文所考虑的二能级原子模型中,设基态为 $|1\rangle$ ,激发态为 $|2\rangle$ 。 $|1\rangle, |2\rangle$ 是两个本征态,满足正交归一化条件。在电偶极近似下,描述强激光场  $E = E_0 \sin(\omega t)$  与二能级原子相互作用

的哈密顿量为

$$H = \hbar \begin{bmatrix} -\frac{1}{2}\omega_0 & \Omega_0 \sin(\omega_L t) \\ \Omega_0 \sin(\omega_L t) & \frac{1}{2}\omega_0 \end{bmatrix} \quad (1)$$

其中  $\hbar\omega_0$  为原子的能级差,  $\Omega_0$  为激光场的 Rabi 频率,  $\Omega_0 = -\vec{\mu} \cdot \vec{E}_0/\hbar$ ,  $\vec{\mu}$  为两能级间的偶极跃迁矩阵元。

系统在任一时刻的状态波函数可由两个本征态的线性叠加来表示

$$|\Psi(t)\rangle = c_1(t)|1\rangle + c_2(t)|2\rangle \quad (2)$$

其中  $c_1(t)$ ,  $c_2(t)$  分别为基态  $|1\rangle$  和激发态  $|2\rangle$  的几率振幅, 有  $|c_1|^2 + |c_2|^2 = 1$ 。结合 (1), (2) 两式, 利用薛定谔方程很容易导出系统的几率振幅方程

$$i\dot{c}_1(t) = -\frac{1}{2}\omega_0 c_1(t) + \Omega_0 \sin(\omega_L t) c_2(t) \quad (3)$$

$$i\dot{c}_2(t) = \frac{1}{2}\omega_0 c_2(t) + \Omega_0 \sin(\omega_L t) c_1(t) \quad (4)$$

在二能级原子系统中, 高次谐波谱及高阶拉曼谱是粒子由激发态到基态的跃迁产生的, 因此它们由跃迁光谱

$$S(\omega) = \left| \int \exp(i\omega t) p(t) dt \right|^2 \quad (5)$$

决定。其中  $p(t) = \mu [c_1(t)c_2^*(t) + c_1^*(t)c_2(t)]$  为偶极动量的期望值。

在激光场频率远小于跃迁频率条件下, 旋波近似是不成立的。我们利用积分一步的变步长基尔方法<sup>[11]</sup> 对方程 (3), (4) 两式进行精确数值求解, 然后利用快速傅里叶变换方法得到其跃迁光谱。在数值运算中, 我们考虑具有 64 个周期的方脉冲, 取时间步长为  $dt = T_p/256$ ,  $T_p$  为一个光学周期, 并取所有物理量的单位为原子单位。

### 3 高次谐波与高阶拉曼谱的相干相消现象

设在初始时刻, 所有粒子均处于基态, 即选取初始条件为  $c_1(0) = 1.0$ ,  $c_2(0) = 0$ 。取激光场的 Rabi 频率  $\Omega_0 = 0.524$  a. u., 频率  $\omega_L = 0.056$  a. u. (814 nm), 跃迁频率  $\omega_0 = 0.3$  a. u.。利用 (3) ~ (5) 式给出了在此条件下跃迁光谱(包括谐波和拉曼线)的对数与  $\omega/\omega_0$  的函数关系曲线, 如图 1 所示。从图中可以看出, 该系统可产生奇次高次谐波, 并且在其两边伴随有两组不同的拉曼线(对应于两组不同的 Floquet 态间的跃迁<sup>[12]</sup>), 谐波与拉曼线组成三峰结构。其光谱(包括谐波和拉曼线)存在一平台区及一迅速下降的截止频率。利用同样的参数, 还给出了它们的相位随  $\omega/\omega_0$  的变化关系曲线(为清楚起见, 只画出了  $\omega/\omega_0$  从 5.0 到 10.0 一段曲线), 如图 2 中虚线所示。图中左侧纵坐标对应辐射光谱的对数, 右侧对应相位。我们发现在峰值处, 能量较低的一组高阶拉曼线与高次谐波的相位振荡很厉害, 而能量较高一组拉曼线的相位变化则较平稳。

在二能级原子系统中, 高阶拉曼线的位置由激光场的 Rabi 频率  $\Omega_0$ , 频率  $\omega_L$  及激光场频率与跃迁频率之失调  $\Delta = \omega_0 - \omega_L$  等决定<sup>[9]</sup>

$$\omega_R = n\omega_L \pm \Omega = n\omega_L \pm \sqrt{\Omega_0^2 + \Delta^2} \quad (6)$$

由上式可以看出, 对于一给定的二能级原子系统, 在激光频率确定的条件下, 通过改变激光场

的 Rabi 频率(激光强度), 可以调节高阶拉曼线的位置。我们感兴趣的是  $\omega/\omega_L$  为整数时的情况, 此时高次谐波与高阶拉曼线出现在同样位置上。由于它们的相位不同, 因此会发生明显的相干相消现象。这可从下面的具体数值分析清楚地看出。

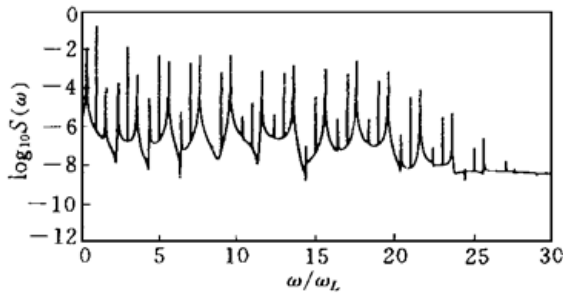


图 1 跃迁光谱的对数随  $\omega/\omega_L$  的变化关系曲线  
图中所用参数为:  $\omega_0 = 0.3 \text{ a. u.}$ ,  $\omega_L = 0.056 \text{ a. u.}$ ,  
 $\Omega_0 = 0.524 \text{ a. u.}$

Fig. 1 Plot of the logarithm of spectrum vs  $\omega/\omega_L$ .  
The values of parameters are  $\omega_0 = 0.3 \text{ a. u.}$ ,  
 $\omega_L = 0.056 \text{ a. u.}$ ,  $\Omega_0 = 0.524 \text{ a. u.}$

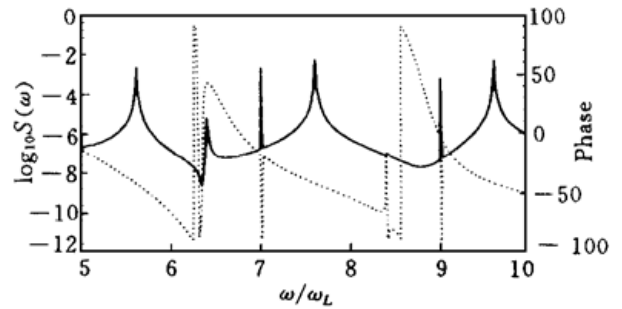


图 2 跃迁光谱的相位随  $\omega/\omega_L$  的变化关系曲线(虚线)  
所取参数与图 1 一致, 图中左侧的垂直轴为跃迁光谱  
的对数, 右侧对应于相位

Fig. 2 The phase (dashed line) and logarithm of  
spectrum against  $\omega/\omega_L$ .  
The values of parameters are same as in Fig. 1

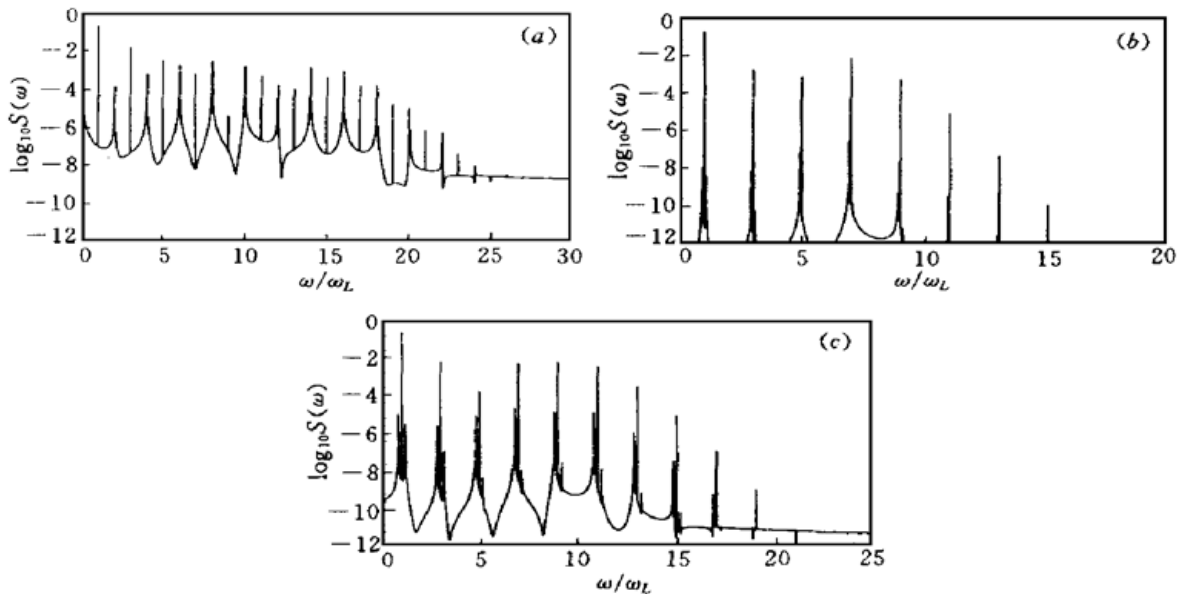


图 3 跃迁光谱的对数随  $\omega/\omega_L$  的变化关系曲线

图中所用参数为  $\omega_0 = 0.3 \text{ a. u.}$ ,  $\omega_L = 0.056 \text{ a. u.}$ 。(a)  $\Omega_0 = 0.449 \text{ a. u.}$ ; (b)  $\Omega_0 = 0.175 \text{ a. u.}$ ; (c)  $\Omega_0 = 0.287 \text{ a. u.}$

Fig. 3 Plot of the logarithm of spectrum vs  $\omega/\omega_L$ .

The values of parameters are  $\omega_0 = 0.3 \text{ a. u.}$ ,  $\omega_L = 0.056 \text{ a. u.}$ .  
(a)  $\Omega_0 = 0.449 \text{ a. u.}$ ; (b)  $\Omega_0 = 0.175 \text{ a. u.}$ ; (c)  $\Omega_0 = 0.287 \text{ a. u.}$

调节激光场的 Rabi 频率使高阶拉曼线处在  $\omega/\omega_L$  为偶数的位置上, 取  $\Omega_0 = 0.449 \text{ a. u.}$ ,  $\omega_0, \omega_L$  与图 1 一致。我们给出了在此条件下跃迁光谱的对数与  $\omega/\omega_L$  的函数关系曲线, 如图 3 (a) 所示。从图中可以看出, 系统在此条件下可得到一组高(奇)次谐波和高(偶)阶拉曼线, 而另一组拉曼线被抑制了。经过数值分析发现该组高阶拉曼线在峰值处的相位变化非常平缓。

非常有趣的是当高阶拉曼线处在谐波位置时的结果。取  $\Omega_0 = 0.175$  a. u. 及  $\Omega_0 = 0.287$  a. u., 分别得到了跃迁光谱的对数随  $\omega/\omega_0$  的变化关系曲线, 如图 3(b), (c) 所示。图 3(b), (c) 与图 1 和图 3(a) 有着本质的不同, 它们表明当高阶拉曼线处在谐波位置时, 高阶拉曼线几乎消失了(其相对强度的大小与图 1, 图 3(a) 中的背景噪声量级一样); 此时的背景噪声也得到了很好的抑制, 而此时的高次谐波谱, 其平台区的相对强度则有了明显的加强。出现此结果的原因很明显, 主要就是当拉曼线移动到谐波位置时, 由于高次谐波的相位振荡得很厉害, 因此在此时会发生明显的相干相消现象。由此可见, 利用强激光场驱动下的二能级原子模型, 可以直接给出高阶拉曼线随激光场 Rabi 频率变化的规律, 从而直观地理解高次谐波与高阶拉曼线的相干相消现象。

### 参 考 文 献

- 1 M. Protopapas, C. H. Keitel, P. L. Knight. Atomic physics with super-high intensity lasers. *Rep. Prog. Phys.*, 1997, **60**(4): 389~ 486
- 2 A. L' Huillier, K. J. Schafer, K. C. Kulander. Theoretical aspects of intense field harmonic generation. *J. Phys. B*, 1991, **24**(15): 3315~ 3341
- 3 P. B. Corkum. Plasma perspective on strong-field multiphoton ionization. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **71**(12): 1994~ 1997
- 4 Ph. Balcou, A. L' Huillier, D. Escande. High-order harmonic generation processes in classical and quantum anharmonic oscillators. *Phys. Rev. A*, 1996, **53**(5): 3456~ 3468
- 5 S. Cocke, L. E. Reichi. High-harmonic generation in a driven triangular well: the implications of chaos. *Phys. Rev. A*, 1996, **53**(3): 1746~ 1750
- 6 B. Sundaram, P. W. Milonni. High-order harmonic generation: Simplified model and relevance of single-atom theories to experiment. *Phys. Rev. A*, 1990, **41**(11): 6571~ 6573
- 7 F. I. Gauthey, B. M. Garraway, P. L. Knight, High harmonic generation and periodic level crossing. *Phys. Rev. A*, 1997, **56**(4): 3093~ 3096
- 8 Qu Weixing, Xu Zhizhan, Yu Wei. Dynamic analysis of the high-order harmonics generation process in two-level system. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1998, **18**(2): 166~ 170 (in Chinese)
- 9 F. I. Gauthey, C. H. Keitel, P. L. Knight *et al.*. Role of initial coherence in the generation of harmonics and sidebands from strongly driven two-level atom. *Phys. Rev. A*, 1995, **52**(1): 525~ 540
- 10 T. Millack, A. Maquet. Hyper-Raman lines produced during high harmonic generation. *J. Mod. Opt.*, 1993, **40**(11): 2161~ 2171
- 11 Xu Shiliang. Numerical Method Collection for Fortran Language. Beijing: Tsinghua University Press, 1995. 274~ 278 (in Chinese)
- 12 F. I. Gauthey, C. H. Keitel, P. L. Knight *et al.*. Phase of harmonics from strongly driven two-level atoms. *Phys. Rev. A*, 1997, **55**(1): 615~ 621

## Interference Phenomena between High Harmonics and Hyper-Raman Lines in Driven Two-level Atomic System

Gong Shangqing Wang Zhongyang Jin Shiqi Xu Zhizhan  
(Laboratory for High Intensity Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

**Abstract** Interference phenomena between high harmonics and hyper-Raman lines in strongly driven two-level atomic system has been investigated. It is shown that the hyper-Raman lines disappear, the background noises are restrained and the high harmonics are enhanced due to the interference effect.

**Key words** optical coherence, high harmonics, hyper-Raman lines, two-level atom