

强驱动二能级原子中阿秒相干光脉冲的产生

王中阳 龚尚庆 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

(1998 年 12 月 21 日收到)

研究了强驱动二能级原子的相干辐射谱中各个拉曼线的相位. 发现当二能级系统的激发态和基态取相干叠加态时, 拉曼线的相位之间具有很强的相关性, 这些高度相关的拉曼线相干叠加, 即可形成阿秒光脉冲输出.

PACC: 3280; 4250

1 引 言

自从 1990 年 Hänsch^[1] 首先提出非线性相位锁定的傅里叶光学合成方法产生阿秒光脉冲以来, 探索阿秒脉冲的产生机制成为新的研究热点^[1-7]. 研究者很快注意到强场与原子作用产生的高次谐波, 其规律分布的平台区与激光纵模结构极为相似, 具有产生阿秒相干光脉冲的独特优越性^[2,3]. 然而强场与原子作用的非微扰特性, 使得平台区的谐波之间的相位一般是无规的. 由此提出了强场与原子相互作用中的各种相干控制方法, 如偏振度控制^[4]、相位匹配控制^[5]以及超快抽运^[6,7]等用于产生阿秒相干光脉冲.

强驱动的二能级原子模型是描述强激光场与原子非微扰相互作用的一种简化模型^[8,9], 它考虑束缚态与束缚态之间的跃迁. 但该模型同样能说明强场高次谐波的一系列特性, 如平台区的出现、截止频率的位置以及谐波相位与抽运强度的依赖性等. 在强驱动的二能级原子模型中, 在产生高次谐波的附近同时伴随高阶拉曼线. Gauthey 等^[8]发现, 当二能级系统的初态取激发态与基态的相干叠加时, 高次谐波将被抑制, 而高阶拉曼线依然存在. 本文通过分析拉曼谱的相位发现, 对强驱动二能级原子的相干控制是产生阿秒脉冲的一种可能机制.

2 强驱动二能级原子模型

考虑场与原子作用的半经典模型, 一线偏振的经典电场 $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \sin(\omega_1 t)$ 作用于量子二能级原子系统, 其中 ω_1 为激光频率, \mathbf{E}_0 为场振幅. $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 分别为二能级原子系统的激发态和基态. 在偶极子近似下, 该系统相互作用的哈密顿量

$$H_1 = \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(t) = \hbar \Omega_0 \sin(\omega_1 t), \quad (1)$$

其中 \mathbf{d} 为量子偶极子算子, $\Omega_0 = -\mathbf{E}_0 \cdot \boldsymbol{\mu} \boldsymbol{\epsilon}_x / \hbar$ 为拉比频率, $\boldsymbol{\mu}$ 为电偶极子跃迁矩阵元.

系统总的哈密顿量可表示为

$$H = H_0 + H_R + H_I, \quad (2)$$

其中 H_0 为不受扰动的原子哈密顿算子, H_R 为场的哈密顿算子. 系统波函数随时间的演化由薛定谔方程描述

$$i\hbar \frac{\partial |\psi\rangle}{\partial t} = H |\psi\rangle. \quad (3)$$

在薛定谔表象下, t 时刻的波函数可表示为激发态和基态的相干叠加

$$|\psi(t)\rangle = U(t) |\psi(0)\rangle = C_1(t) |1\rangle + C_2(t) |2\rangle. \quad (4)$$

将(4)式代入(3)式, 可得到时间相关的概率振幅 $C_1(t)$ 和 $C_2(t)$ 的运动方程为

$$i\hbar \dot{C}_1(t) = E_1 C_1(t) + \hbar\Omega_0 \sin(\omega_1 t) C_2(t), \quad (5)$$

$$i\hbar \dot{C}_2(t) = E_2 C_2(t) + \hbar\Omega_0 \sin(\omega_1 t) C_1(t). \quad (6)$$

在以下计算中, 定义 $E_1 = -\hbar\omega_0/2$, $E_2 = +\hbar\omega_0/2$, 其中 ω_0 为二能级系统的能级间隔. 此系统相应的相干偶极子动量由下式给出

$$d(t) = \mu [C_1^*(t) C_2(t) + C_1(t) C_2^*(t)]. \quad (7)$$

强场驱动的二能级原子, 辐射谱线由束缚态之间跃迁产生. 对相干偶极子动量作傅里叶变换, 可得到系统的辐射功率谱

$$S(\omega) = \left| \int dt e^{-i\omega t} d(t) \right|^2 = |d(\omega)|^2, \quad (8)$$

其中

$$d(\omega) = \int dt e^{-i\omega t} d(t) = |d(\omega)| e^{i\phi}, \quad (9)$$

$|d(\omega)|$ 和 ϕ 分别为辐射谱的振幅和相位.

对于强场驱动的二能级原子系统, 旋波近似已不适用. 下面将对(5), (6)式的微分方程组进行数值计算, 采用自适应积分一步的基尔方法求出波函数的概率振幅, 步长取 $dt = T_p/256$, T_p 为抽运光周期, 取 64 个周期的方波脉冲. 辐射功率谱由快速傅里叶变换 (FFT) 计算.

3 二能级原子中阿秒光脉冲的产生

Gauthey 等^[8,9] 计算发现, 二能级原子在辐射高次谐波的同时还伴随着高阶拉曼线的出现. 这种高阶拉曼线也同样出现在数值计算薛定谔方程得到的单原子辐射谱中^[10,11], 它主要由束缚态之间的跃迁产生. 计算还发现当二能级系统初始处在激发态和基态的相干叠加态时, 即

$$|\psi(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1\rangle + |2\rangle), \quad (10)$$

相干辐射谱的谐波线将被抑制, 只出现高阶拉曼线. 我们计算发现这种对二能级原子的相干控制是产生阿秒相干光脉冲的一种可能机制.

在以下计算中, 取二能级的能级间隔为 0.3 a.u. , 抽运激光频率 0.056 a.u. (对应 814 nm), 拉比频率为 0.65 a.u. 图 1(a) 和 (b) 分别为原子系统初始处在基态 ($|1\rangle$) 与处在 (10)

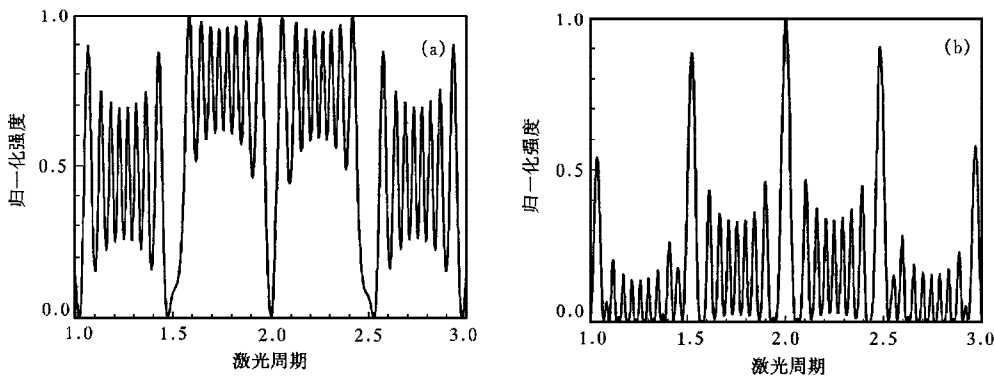


图1 强驱动二能级原子中偶极子动量随激光作用周期的变化关系 (a)为初始取基态;(b)为初始取激发态与基态的相干叠加态

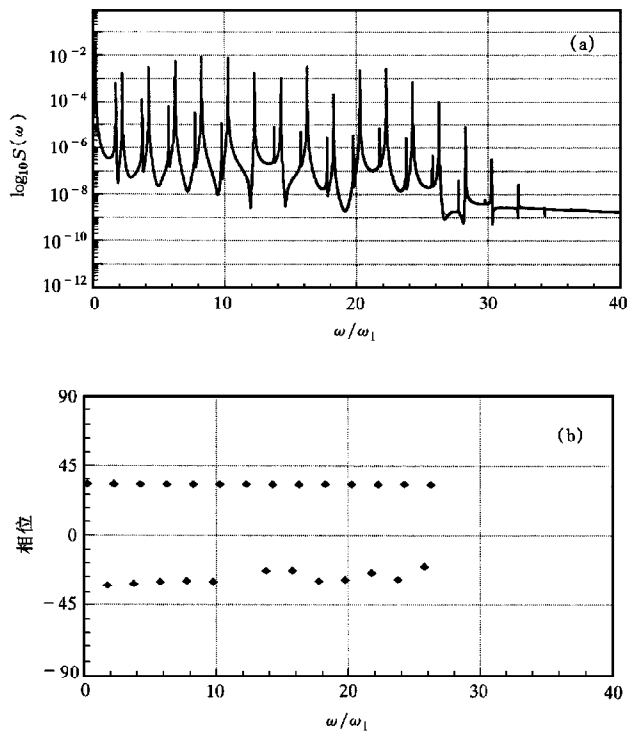


图2 初始取激发态与基态的相干叠加态时,二能级原子的相干辐射谱 (a)及相应的平台区拉曼线的相位(b)

式形式的相干叠加态时,偶极子动量随脉冲作用时间的演化关系(取2—4个激光周期作用的部分,其余部分类同).从图1可看出,当二能级系统初始处在基态时,偶极子动量随时间的演化呈现周期性的振荡结构,没有一个振荡峰有优势地位.但是当初始处在相干叠加态时,偶极子动量随时间的振荡结构出现了周期性的亚飞秒级尖峰.这说明原子系统处

在(10)式形式的相干叠加态时,偶极子动量的相干性有了很大提高.图2(a)为取相干叠加态时,二能级系统的相干辐射谱.可看出高次谐波被抑制,只出现高阶拉曼线.进一步分析平台区拉曼峰的相位可发现,各拉曼线之间具有高度相关性.图2(b)给出了平台区各拉曼线峰值处的相位.可看出拉曼线的相位明显分为两组,每组基本处于同相位.在强场与原子作用的 Floquet 近似理论模型中,高阶拉曼线被解释为两类不同 Floquet 态之间的跃迁产生的^[8,10],对应于产生的两组拉曼线.拉曼线的位置由拉比频率及失谐量决定,可近似地由公式 $n\omega_l \pm \Omega$ 给出,其中 $\Omega = \sqrt{\Omega_0^2 + \Delta^2}$ 为广义拉比频率, $\Delta = \omega_0 - \omega_l$ 为失谐量,

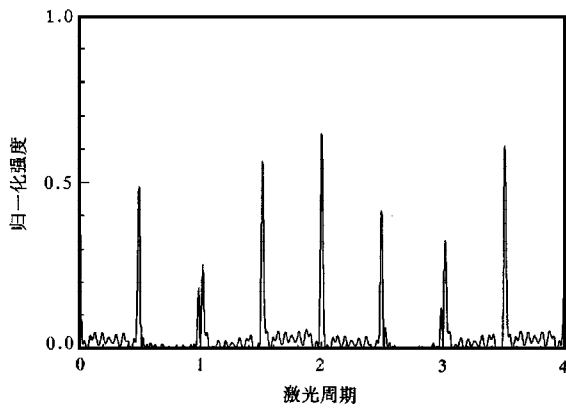


图3 高阶拉曼线的相干叠加产生阿秒脉冲序列

n 为奇数.我们的计算表明,每一类不同的 Floquet 态跃迁产生的拉曼线基本具有同相位.这些基本具有同相位的拉曼线的相干叠加是出现图1(b)亚飞秒级尖峰根源所在.然而从图1(b)中看到在亚飞秒级尖峰附近出现很高的快速振荡的边带,计算拉曼谱的相位发现这是由于拉曼谱边带的相位变化引起的.以下假设采用滤波技术,将各个拉曼谱的边带滤除,选择拉曼线峰值位置的谱线,然后依据它们的振幅和相位相干叠加,即

$$E_R(t) = \sum_{q=1}^N d(\omega_q) \sin(\omega_q t + \phi_q), \quad (11)$$

其中 N 为平台区拉曼谱线的个数, $d(\omega_q)$, ω_q 和 ϕ_q 分别为拉曼线的振幅、频率和相位.图3为取与图1、图2相同的参数条件下,依照以上程序对拉曼线相干叠加后的输出结果(以激光场的周期为单位).可看到二能级系统拉曼线的相干叠加产生了阿秒光脉冲(约为150 as)序列的输出.此时边带的振荡峰已得到了抑制.图中脉冲强度的起伏来源于拉曼线相位的不完全锁定.

4 结 论

本文研究了强场驱动下二能级原子系统的辐射谱中高阶拉曼线的相位.发现当二能级原子初始取激发态和基态的相干叠加态时,拉曼线的相位具有高度相关性,这些拉曼线的相干叠加,可形成阿秒相干光脉冲的输出.结果表明对强驱动二能级原子的相干控制是产生阿秒光脉冲的一种机制.

- [1] T.W.Hänsch, *Opt. Commun.*, **80**(1990), 71.
- [2] Gy.Farkas, Cs. Toth, *Phys. Lett.*, **A168**(1992), 447.
- [3] S.E.Harris, J.J.Macklin, T.W.Hänsch, *Opt. Commun.*, **100**(1993), 487.

- [4] P. B. Corkum, N. H. Burnett, M. Y. Ivanov, *Opt. Lett.*, **19**(1994), 1870.
- [5] P. Antoine, A. L'Huillier, M. Lewenstein, *Phys. Rev. Lett.*, **77**(1996), 1234.
- [6] I. P. Christov, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, *Phys. Rev. Lett.*, **78**(1997), 1251.
- [7] K. J. Schafer, K. C. Kulander, *Phys. Rev. Lett.*, **78**(1997), 638.
- [8] F. I. Gauthey, C. H. Keitel, P. L. Knight, A. Maquet, *Phys. Rev.*, **A52**(1995), 525; **A55**(1997), 615.
- [9] F. I. Gauthey, B. M. Garraway, P. L. Knight, *Phys. Rev.*, **A56**(1997), 3093.
- [10] T. Millak, A. Maquet, *J. Mod. Optics*, **40**(1993), 2161.
- [11] C. Cerjan, R. Kosloff, *Phys. Rev.*, **A47**(1993), 1852.

ATTOSECOND LIGHT PULSE GENERATION IN A STRONGLY DRIVEN TWO-LEVEL ATOM

WANG ZHONG-YANG GONG SHANG-QING XU ZHI-ZHAN

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Science, Shanghai 201800)

(Received 21 December 1998)

ABSTRACT

In this paper we investigate the phase coherence of hyper-Raman lines in strongly driven two-level systems, and find that when the coherent superposition of excited and ground states is prepared, the high-order harmonics will disappear and the remainder of hyper-Raman lines in the emitted spectrum are highly correlated. If the corresponding amplitude and phase of the hyper-Raman lines are selected, a train of subfemtosecond pulses will be generated.

PACC: 3280; 4250