

# 激光的组合场相对相位对 CO 分子产生阿秒脉冲的影响

刘 璐 赵松峰 李鹏程 周效信

(西北师范大学物理与电子工程学院, 甘肃省原子分子物理与功能材料重点实验室, 甘肃 兰州 730070)

**摘要** 利用强场近似方法研究了 CO 分子在组合场中发射高次谐波和阿秒脉冲的性质, 组合场由波长为 800 nm 和 2000 nm 的两束激光形成。考虑了分子在组合场中的线性 Stark 位移对 CO 分子能级的影响, 通过优化组合场的相对载波相位驱动分子。研究表明 CO 分子在这种组合场中不仅高次谐波的截止位置有了扩展, 并且由于这种不对称分子在某一方向的电离抑制, 减少了电子在演化过程的干涉效应, 由此得到的高次谐波有很好的超连续性。叠加平台区域的高次谐波均能得到单个阿秒脉冲, 脉冲宽度最窄可达到 98 as, 与单色对称场驱动 CO 分子产生的阿秒脉冲相比较, 其脉冲宽度有了明显的缩短。

**关键词** 非线性光学; 组合场相对载波相位; 高次谐波; 阿秒脉冲

中图分类号 O437 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL201340.0902002

## Influence of Relative Carrier Envelope Phases on Attosecond Pulse Generation from CO Molecule Exposed to a Combined Field of Lasers

Liu Lu Zhao Songfeng Li Pengcheng Zhou Xiaoxin

(Key Laboratory of Atomic and Molecular Physics & Functional Materials of Gansu Province, College of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal University, Lanzhou, Gansu 730070, China)

**Abstract** We theoretically study the high-order harmonic generation and attosecond pulse generation of CO molecule exposed to a two-color combined field composed of 800 nm and 2000 nm laser pulses based on the strong field approximation, where the effect of linear Stark shift on molecular energy levels is considered. The two-color combined field can be efficiently controlled by optimizing their relative carrier envelope phases. The results show that the cut-off of harmonics is significantly extended in the combined field, and the supercontinuum of harmonics is apparently improved due to the ionization suppression of asymmetric molecule in a certain direction, which leads to the decrease of quantum interference during the propagation of the continuum electron. By superimposing several harmonics of the plateau region, the isolated attosecond pulse can be obtained for several relative phases, and the shortest pulse achieves 98 as. The width of attosecond pulse is obviously shortened compared with the situation that CO molecule is driven by a one-color laser field.

**Key words** nonlinear optics; relative carrier envelope phase of the combined field; high-order harmonic generation; attosecond pulse

**OCIS codes** 320.7110; 320.7120

## 1 引 言

分子内原子运动的时间尺度在飞秒( $1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$ )

量级, 探测这种时间尺度的动力学行为需要脉冲宽度至少应在飞秒量级, 因此飞秒激光脉冲的出现为

收稿日期: 2013-03-04; 收到修改稿日期: 2013-04-08

基金项目: 国家自然科学基金(11264036, 11164025, 11047016)和高等学校博士学科专项科研基金(20116203120001)

作者简介: 刘 璐(1989—), 女, 硕士研究生, 主要从事强激光与原子分子相互作用等方面的研究。

E-mail: liulu6635@126.com

导师简介: 周效信(1954—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事激光场与物质相互作用等方面的研究。

E-mail: zhoux@nwnu.edu.cn(通信联系人)

研究分子反应动力学提供了必不可少的工具<sup>[1]</sup>。而原子分子内部电子运动的时间尺度在阿秒量级(1 as=10<sup>-18</sup> s),因此探测原子分子内部电子的动力学行为必须借助于比飞秒脉冲更短的阿秒脉冲。近年来,由于超短阿秒脉冲的出现,使得观测和控制原子分子内部电子运动的动力学行为成为可能,如观测俄歇电子衰变、分子内原子核波包在阿秒尺度内的动力学过程<sup>[2]</sup>,因此超短阿秒脉冲的产生为超快过程的观测和控制提供了强有力的手段<sup>[3]</sup>。目前阿秒脉冲主要是由强飞秒激光脉冲驱动靶材产生高次谐波(HHG),再由高次谐波叠加来产生<sup>[4]</sup>,实验中已经成功地利用高次谐波产生了阿秒脉冲<sup>[5]</sup>。与阿秒链相比,单个阿秒脉冲更适合测量和控制电子的动力学行为,因此产生脉宽更窄、强度更强的单个阿秒脉冲成为阿秒物理研究的重点领域之一。

目前常用激光场驱动原子气体(主要是惰性气体)<sup>[6-8]</sup>产生阿秒脉冲,由于原子是对称体系,阿秒脉冲在激光的每半个周期发射一次,因此容易产生阿秒脉冲链。而产生单个阿秒脉冲,对激光的波形要求较高,如常用的极化门<sup>[9]</sup>就是对激光场的椭偏率进行控制,从而达到在特定时刻发射单个脉冲的目的。如果使用非对称性分子不仅可以降低对驱动激光持续时间的要求,而且可以通过外场来控制加速与复合过程进一步缩短所发射脉冲持续时间<sup>[10-12]</sup>。前期的一些工作集中在像 HeH<sup>2+</sup> 这样的非对称分子上<sup>[13-16]</sup>,因为它的非对称结构可以承受较强的驱动激光,释放高能光子产生平台较宽、超连续性较好的高次谐波,但是这类分子不是中性分子,在实验室中制备这种分子、离子和对其取向进行控制不易做到。而像 CO 分子这样的非对称分子不仅制备容易,而且可以通过激光技术对其进行取向<sup>[17]</sup>,因此在产生高次谐波的过程中比分子离子更加实用。

分子发射高次谐波的过程同样也可以用 Corkum<sup>[18]</sup>提出的原子发射高次谐波的半经典“三步模型”来解释:首先电子从基态隧穿电离到连续态;然后处在连续态的电子在激光场作用下加速运动并获得额外的动能;最后部分电子被反向的电场拉回到原子核附近复合到基态,并将电子的能量以单光子的形式辐射,即为高次谐波。不过,对于具有

两中心的双原子分子而言,由于同核双原子分子具有结构对称性,在线性极化的激光场驱动下,沿分子轴两个不同方向的电离概率相等。然而,对非同核双原子分子而言,由于电荷空间分布的不对称性,会使沿分子轴两个不同方向的电离概率不同,从而出现电离抑制现象,这样可以对产生的阿秒脉冲链进行控制。Hong 等<sup>[19]</sup>利用单色场驱动 CO 分子,通过叠加高次谐波得到了单个的阿秒脉冲;Du 等<sup>[20]</sup>用线性极化场驱动 CO 分子,获得单个阿秒脉冲,实现了脉宽为 297 as 的输出;最近,Betsch 等<sup>[21]</sup>从实验上研究了 CO 这种不对称分子在激光场中解离时载波相位(CEP)对解离后碎片的分布有重要影响,实现了由激光的 CEP 对解离过程的控制。由于实验上能对激光的 CEP 进行控制,那么由此可以预测激光场的 CEP 也会对高次谐波的发射产生影响,进而影响阿秒脉冲的性质。由于单色的激光场难以实现对电子路径的控制,而通过调节组合场的参数能够实现对电子路径的选择。本文利用 800 nm 和 2000 nm 的两色激光形成的组合场驱动 CO 分子,通过调节组合场的相对 CEP 控制场形状的不对称程度,叠加所产生的高次谐波谱有可能实现较短单个阿秒脉冲的发射。利用 2000 nm 的辅助光主要是提高高次谐波的截止位置,因为通过高次谐波合成阿秒脉冲需要较宽的谐波平台区,这就要求高次谐波具有较大的截止位置,而谐波截止位置与驱动激光波长的平方成正比,因此利用长波长的激光驱动有利于产生更宽的谐波平台,从而得到更短的阿秒脉冲:这种组合场目前从实验上是能够实现的。首先 800 nm 的激光由钛蓝宝石激光器输出,经过分束后,一束保持 800 nm 波长不变,另一束通过光学参数放大变为 2000 nm 输出光<sup>[22]</sup>,再通过时间延迟后与第一束激光形成组合场。

## 2 理论方法

在原子强场近似 Lewenstein 模型<sup>[23]</sup>基础上,可以将强场近似模型推广应用到分子体系<sup>[24-25]</sup>,分子在随时间变化的外场中感生的偶极矩(原子单位)可以表示为

$$x(t) = i \int_0^{\infty} d\tau' \left( \frac{\pi}{\epsilon + i\tau'/2} \right)^{3/2} [d_y^*(t) \sin \theta + d_z^*(t) \cos \theta] \times [d_y(t - \tau') \sin \theta + d_z(t - \tau') \cos \theta] E(t - \tau) \exp[-iS_{st}(t, \tau')] \times a^*(t) a(t - \tau') + c. c., \quad (1)$$

式中,分子与激光都处在  $y-z$  平面内,分子轴沿着  $z$  轴方向,分子轴与激光极化方向的夹角为  $\theta$ ,  $d_y$  和  $d_z$  分别为分子偶极矩沿  $y$  和  $z$  轴的分量,  $E(t)$  为瞬时外场强度,  $\epsilon$  为一个小的正常数,电离和复合跃迁偶极矩  $\mathbf{S}_{st}$  可表示为

$$\mathbf{S}_{st}(t, t') = \int_{t'}^t I_p(t'') dt'' - \frac{1}{2} p_{st}^2(t, t')(t - t') + \frac{1}{2} \int_{t'}^t \mathbf{A}^2(t'') dt'', \quad (2)$$

式中  $I_p$  为分子的电离能,  $\mathbf{A}(t)$  是矢势,  $p_{st}$  的表达式为

$$p_{st}(t, t') = \frac{1}{t - t'} \int_{t'}^t \mathbf{A}(t'') dt'', \quad (3)$$

(1)式中  $a(t)$  是分子处在基态的振幅:

$$a(t) = \exp\left[-\int_{-\infty}^t \frac{\omega(t)}{2} dt\right], \quad (4)$$

式中  $\omega(t')$  为电离速率,可由分子的隧穿电离理论(即 MO-ADK 理论)<sup>[26-27]</sup> 计算。

(1)式中分子从基态到连续态之间的跃迁偶极矩:

$$d_{CO}(p) = \langle \exp(-i\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}) | \mathbf{r} | \Psi_{CO}(\mathbf{r}) \rangle, \quad (5)$$

式中  $\mathbf{p}$  是电子动量,  $\mathbf{r}$  为位置矢量。其中 CO 分子最高占据(HOMO)轨道  $\Psi_{CO}$  可通过量子化学程序包 Gaussian 03 从头算得到。对于非对称的双原子分子而言,分子具有固有偶极矩,该偶极矩会在外场作用下产生能级的移动(Stark 位移),为了将 HOMO 轨道的线性 Stark 位移<sup>[28]</sup> 考虑进去,分子的含时电离能:

$$I_p(t) = I_{p_0} + \boldsymbol{\mu}_h \cdot \mathbf{E}(t), \quad (6)$$

式中  $I_{p_0}$  为无外场时的电离能,  $\mathbf{E}(t)$  为外场,  $\boldsymbol{\mu}_h$  为 CO 分子 HOMO 轨道的固有偶极矩,取值为 1.72 (a. u.) (4.37 D)<sup>[29]</sup>。

(1)式中感生偶极矩利用数值积分的方法计算,得到感生偶极矩后,可以对其时间求两阶导数得到分子在外场中感生偶极加速度[即  $a(t) = \ddot{x}(t)$ ],这样分子在外场中发射的高次谐波谱可以通过对分子的偶极加速度进行傅里叶变换得到:

$$a_q = \left| \frac{1}{T\omega^2} \int_0^T a(t) \exp(-iq\omega t) dt \right|^2, \quad (7)$$

其中  $T$  和  $\omega$  分别为驱动激光的持续时间和频率,  $q$  对应于谐波阶数。

由于高次谐波具有很宽的平台区域,对平台区域一定频率范围内的高次谐波进行叠加就能得到阿秒脉冲,其脉冲强度为

$$I(t) = \left| \sum_q a_q \exp(-iq\omega t) \right|^2. \quad (8)$$

(8)式的计算与原子在激光场中发射阿秒脉冲的方法相同。

### 3 结果与讨论

通过上述理论方法,可以计算 CO 分子在激光场中产生的高次谐波,进而研究阿秒脉冲的性质。为了得到单个阿秒脉冲,需要对组合场的参数进行优化,达到对电离电子的轨道进行控制,从而实现单个阿秒脉冲的输出。计算中,两束不同波长的激光都为线性极化场且极化方向相同,形成组合场后,其电场分量可以表示为

$$E(t) = E_1 f(t) \cos(\omega_1 t + \varphi_1) + E_2 f(t) \cos(\omega_2 t + \varphi_2), \quad (9)$$

式中  $E_1$  和  $E_2$  分别是第一束激光和第二束激光的峰值强度,  $\omega_1$  和  $\omega_2$  分别是它们的角频率,  $f(t) = \exp\left[-2\ln 2 \left(\frac{t}{\tau}\right)^2\right]$  为高斯包络(其中  $\tau$  为激光脉冲的全高半宽),  $\varphi_1$  和  $\varphi_2$  分别是两束激光场的相位,  $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$  即为该组合场的相对载波相位。利用(9)式的组合场来驱动 CO 分子,在考虑了线性 Stark 位移对分子能级的影响后,计算并分析了固有偶极矩与组合场极化方向的夹角分别为  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$ 。结果表明夹角为  $0^\circ$  时高次谐波的强度最高,连续性最好,因此下面仅研究组合场极化方向与分子固有偶极矩夹角为  $0^\circ$  的情况。

在计算中,  $\tau = 5.0$  fs, 第一束激光波长为 800 nm, 强度为  $8.0 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup>, 第二束激光波长为 2000 nm, 强度为  $1.6 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>, 图 1 给出了波长分别为 800 nm 和 2000 nm 的单一激光驱动 CO 分子产生的高次谐波谱。由图 1 可知, 800 nm 激光单独驱动产生的高次谐波没有出现平台区域, 而 2000 nm 激光单独驱动时虽然产生了平台区域, 但是平台区域的高次谐波连续性很差, 不利于叠加形成超短的阿秒脉冲。将这两束激光形成组合场, 通过调节组合场的参数来优化高次谐波的性质。为此仍取上述的强度形成组合场, 相位  $\varphi_1 = 1.0\pi$ ; 相位  $\varphi_2$  为可调参数, 分别取  $0, -0.1\pi, -0.2\pi, -0.3\pi$ , 即组合场的  $\Delta\varphi$  分别为  $-1.0\pi, -1.1\pi, -1.2\pi, -1.3\pi$ 。图 2 所示为相应组合场的  $\Delta\varphi$  取不同数值时 CO 分子发射的高次谐波谱。由图 2 可知经过调节两色组相对相位能够得到平台较为光滑, 截止位置明显提高的高次谐波, 用这种高次谐波

叠加可以产生好的阿秒脉冲。

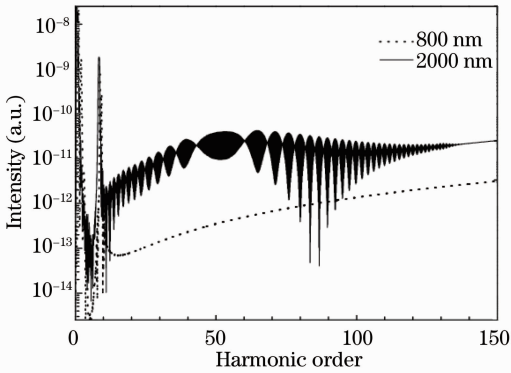


图 1 单色场驱动 CO 分子产生的高次谐波谱  
Fig. 1 HHG spectra of CO driving by a single laser field

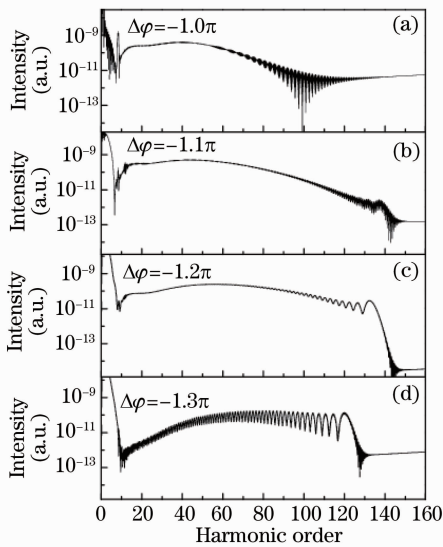


图 2 组合场 CEP 取不同值时 CO 分子的高次谐波谱  
Fig. 2 HHG spectra of CO driving by the combined fields at different CEPs

由图 2 可知,在两束激光强度和频率不变的情况下,仅改变组合场的  $\Delta\varphi$  时,CO 分子所发射的高次谐波谱差别较大,不仅截止位置不同,而且在平台区域高次谐波的连续性也有明显差别。由半经典的“三步模型”分析,这些高次谐波的差别应来源于电子隧穿电离和处在连续态电子在组合场中传播过程的不同引起的,因此首先分析电子的隧穿电离。利用分子 ADK 模型计算了 CO 分子在组合场作用过程中的隧穿电离速率,图 3 给出了两束激光在强度不变情况下,取不同相对载波相位时的电离速率随时间的变化。在计算分子电离速率时,考虑线性 Stark 效应对 CO 分子电离势的影响[如(6)式所示],当固有偶极矩(由 O 指向 C)与组合场极化的方向夹角为  $0^\circ$  时,CO 分子的电离势最大(与零场时

电离势相比),从而导致电离速率非常小,所以 0 时刻附近的电离被抑制;而当固有偶极矩与组合场极化方向夹角为  $180^\circ$  时,电离势最小,所以当相对载波相位为  $-1.0\pi$  时,在  $-1T$  ( $T$  为光场周期)和  $1T$  附近的电离被增强[如图 3(a)所示]。而对原子或对称线性分子而言,在  $0, -1T$  和  $1T$  附近都有显著的电离,而且在 0 时刻附近电离最强,这些不同时刻电离的电子波包会在组合场演化过程中产生干涉效应,演化过程中的干涉效应反映在高次谐波谱中就表现为较强的震荡,特别是在接近 100 阶附近,并且组合场在 0 时刻附近的峰值强度相对于图 3(b)~(d)的最大峰值强度较小,这将导致电子在反向加速中从组合场获得的动能较小,因此高次谐波的截止位置也较小;当相对  $\Delta\varphi = -1.1\pi, -1.2\pi$  和  $-1.3\pi$  时,除组合场电场分量的中心峰值位置稍有变化外,其他两个主要峰值的位置几乎没有变化,但是其中一个峰值减小了很多(即  $1T$  附近)。由图 3 可知,这时 CO 分子的电离仅在  $-1T$  附近发生,因此电子在组合场演化过程中的干涉效应几乎没有,导致这时高次谐波在截止位置附近的连续性很好[如图 2(b)~(d)所示]。图 3(b)在  $1T$  附近处电离速率相对于图 3(a)中电离速率明显减小是由于电离速率的大小与电场强度大小呈指数衰减的关系,因此在  $1T$  附近 CO 分子的电离速率减小很大,导致此时几乎没有隧穿电离发生;另一方面,当相对  $\Delta\varphi = -1.1\pi, -1.2\pi$  和  $-1.3\pi$  时,由于组合场中心峰值的数值相对于图 3(a)的情况有所增加,这意味着电离电子在演化过程中从组合场获得了更多的能量,使得高次谐波的截止位置也有所增加,只不过在相对  $\Delta\varphi = -1.3\pi$  时增加的较少[如图 3(d)所示],并且高次谐波的连续性很好,但是振荡却增加了,其原因可以从后面的经典分析得到。因此通过调节组合场的相对载波相位来驱动 CO 分子,使得组合场成为不对称场,来抑制某个位置的电离,减少电离电子之间的干涉,能够得到连续性很好的高次谐波,这对阿秒脉冲的发射是有利的。需要指出的是,图 2 给出的高次谐波是对组合场相对载波相位进行优化的结果,当相对载波相位取其他数值时得到的高次谐波谱无论是连续性还是截止位置与图 2 的结果比较都会变得更差。

利用(8)式对图 2 中 CO 分子在不同的相对载波相位组合场驱动下发射的高次谐波进行了叠加,得到相应的阿秒脉冲,如图 4 所示。除图 4(d)伴随着有一个很弱的阿秒脉冲外,图 4(a)~(c)呈现的

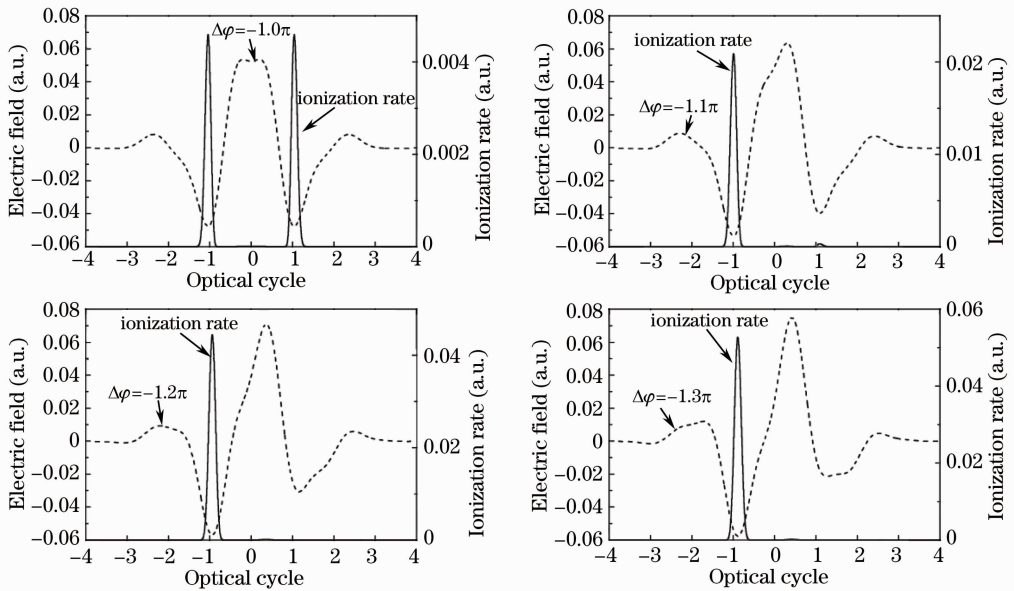


图 3 组合场取不同 CEP 时的电场强度和电离速率随时间的变化

Fig. 3 Dependence of electric field strength of the combined fields in different CEPs and ionized rates of CO on time

都是单个阿秒脉冲,其中最短的阿秒脉冲发生在  $\Delta\varphi = -1.2\pi$  时,能够得到脉宽为 98 as 的单个阿秒脉冲。从阿秒脉冲的发射时刻来看,通过图 4 和图 3 中相应的组合场比较可以看出,除  $\Delta\varphi = -1.0\pi$  外,其他三种情况都是在组合场中心极大后的下降沿发射的,这时组合场强随时间迅速降低,压缩了发射时间,使得发射的阿秒脉冲宽度相对于  $\Delta\varphi$  为  $-1.0\pi$  的宽度明显降低,这一结果与获得的对原子发射阿秒脉冲得到的结论一致<sup>[30]</sup>。

下面利用经典和时频分析两种方法研究阿秒脉冲发射的性质。首先,通过求解电子在组合场中的经典牛顿方程可以获得高次谐波的截止位置,从而得到电子在不同相对载波相位组合场作用下电离时刻  $t_i$ 、复合时刻  $t_r$  与电子能量之间的关系,图 5 给出了经典计算的结果,其中  $E_k$  为电子动能,  $U_p$  为有质动力能。由图 5(a) 和 (d) 可知,这两种情况电子的最大动能较低,因此高次谐波截止阶数相应较小,由于  $U_p = 0.017$ , 相应的最大动能换算为谐波阶数分别为 125 阶和 119 阶,由于图 2(a) 没有明显的截止位置,而高次谐波在 119 阶处截止的结果与图 2(d) 的截止位置相同;而在图 5(b) 和 (c) 的情况下,电子从组合场得到的最大动能较高,因此高次谐波截止位置也较高,最大动能分别对应于高次谐波的 139 阶和 133 阶,这与图 2(b)、(c) 高次谐波在相应的阶数截止相一致。其次,为了研究阿秒脉冲发射的时间特性,进一步对高次谐波的发射过程进行时频分析,图 6 所示为计算结果。由图 6 可知,当组合场  $\Delta\varphi = -1.3\pi$  时,在较宽的能区范围内对高次谐波进行叠加得到的都是两个阿秒脉冲,只不过前一个脉冲较强,后一个脉冲很弱,几乎可以认为是单个阿秒脉冲;但是在其他三种情况,得到的都是单个阿秒脉冲,并且以  $\Delta\varphi = -1.2\pi$  时发射的能量随时间变化最快,因此相应的阿秒脉冲宽度最短,这与图 5 的经典结果(电子复合时电子的动能对时间变化最快)是一致的。

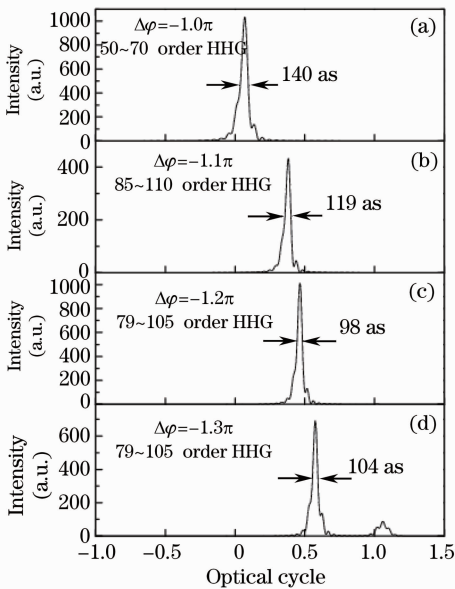


图 4 不同 CEP 的组合场驱动 CO 分子产生的阿秒脉冲  
Fig. 4 Attosecond pulse emission by CO molecule driving by the combined fields with different CEPs

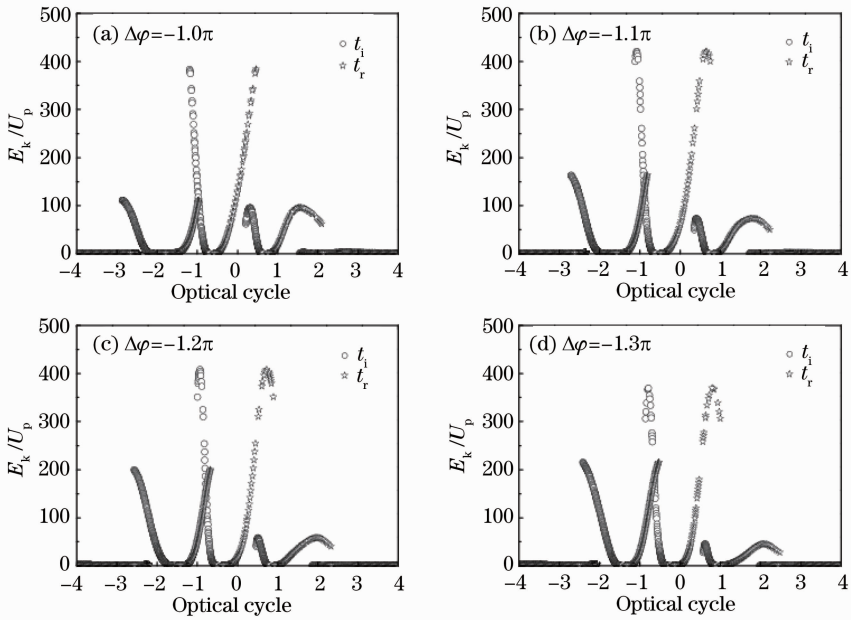


图 5 相对 CEP 不同取值的经典分析

Fig. 5 Classical analysis in different relative CEPs

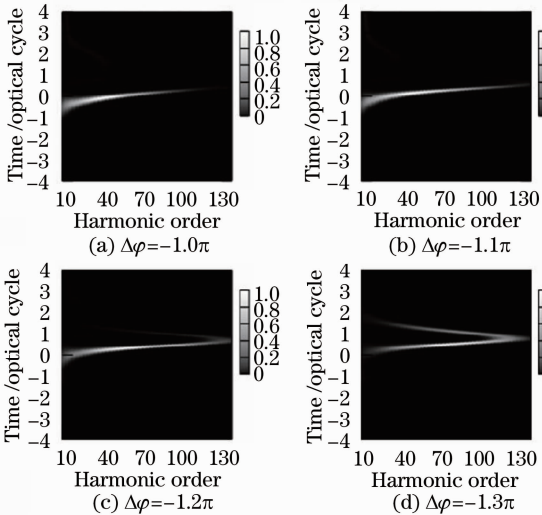


图 6 相对 CEP 不同取值的时频分析

Fig. 6 Time-frequency analysis in different relative CEP

## 4 结 论

使用强场近似理论,研究了 CO 分子发射高次谐波的特征以及由此构造的单个阿秒的性质。利用两束波长分别为 800 nm 和 2000 nm、脉宽均为 5 fs 的激光形成的组合场驱动 CO 分子,由于这种不对称分子在某些特定的方向发生电离抑制,有效地减少了电子在演化过程的干涉效应,再通过调节组合场的相对载波相位,使得电子在组合场的演化过程得以改变,不仅使电离电子在演化过程中减小了干涉效应,而且使电离电子获得更大的动能。这样

CO 分子发射的高次谐波谱在超连续性方面有了明显的改善,同时使谐波的截止位置得到很大的扩展,从而能够得到小于 100 as 的单个阿秒脉冲,相比于单色场驱动 CO 分子产生阿秒脉冲,其脉宽有了较大的改善,通过经典分析可以很好地解释这种组合场驱动 CO 分子发射高次谐波的特性和机理。

## 参 考 文 献

- 1 A H Zewail. Femtochemistry: atomic-scale dynamics of the chemical bond[J]. *Phys Chem A*, 2000, 104(24): 5660—5694.
- 2 T Kanai, E J Takahashi, Y Nabekawa, *et al.*. Observing the attosecond dynamics of nuclear wavepackets in molecules by using high harmonic generation in mixed gases[J]. *New J Phys*, 2008, 10: 025036.
- 3 F Krausz, M Ivanov. Attosecond physics[J]. *Rev Mod Phys*, 2009, 81(11): 163—234.
- 4 P Agostini, L F DiMauro. The physics of attosecond light pulses [J]. *Rep Prog Phys*, 2004, 67(6): 813.
- 5 E Goulielmakis, M Schultze, M Hofstetter, *et al.*. Single-cycle nonlinear optics[J]. *Science*, 2008, 320(5883): 1614—1617.
- 6 Du Xiaojie, Zhou Xiaoxin, Li Pengcheng. Theoretical study on single attosecond pulse generated by midinfrared intense laser pulse[J]. *Chinese J Lasers*, 2010, 37(5): 1213—1217.  
杜小杰, 周效信, 李鹏程. 利用中红外激光产生单个阿秒脉冲的理论研究[J]. *中国激光*, 2010, 37(5): 1213—1217.
- 7 Wang Qi, Chen Jianxin, Chen Deying, *et al.*. Study of high-order harmonic generation in Kr[J]. *Chinese J Lasers*, 2001, 28(9): 793—796.  
王 骐, 陈建新, 陈德应, 等. 超短脉冲强激光场中氩的高次谐波研究[J]. *中国激光*, 2001, 28(9): 793—796.
- 8 Xia Yuanqin, Chen Jianxin, Wang Qi. High-order harmonics in Xe using intense ultra-short laser pulse[J]. *Chinese J Lasers*, 2002, 29(11): 979—982.  
夏元钦, 陈建新, 王 骐. 超短脉冲强激光场中氙的高次谐波[J]. *中国激光*, 2002, 29(11): 979—982.

- 9 G Sansone, E Benedetti, F Calegari, *et al.*. Isolated single-cycle attosecond pulses[J]. *Science*, 2006, 314(5798): 443–446.
- 10 Q G Li, W Y Hong, Q B Zhang, *et al.*. Isolated-attosecond-pulse generation from asymmetric molecules with an  $\omega + 2\omega/3$  multicycle two-color field [J]. *Phys Rev A*, 2010, 81(5): 053846.
- 11 Q B Zhang, P X Lu, W Y Hong, *et al.*. Enhanced high-order harmonic generation via controlling ionization in spatially extended systems[J]. *Phys Rev A*, 2009, 79(5): 053406.
- 12 P F Lan, P X Lu, W Cao, *et al.*. Single attosecond pulse generation from asymmetric molecules with a multicycle laser pulse[J]. *Opt Lett*, 2007, 32(9): 1186–1188.
- 13 X B Bian, A D Bandrauk. Multichannel molecular high-order harmonic generation from asymmetric diatomic molecules [J]. *Phys Rev Lett*, 2010, 105(9): 093903.
- 14 X B Bian, A D Bandrauk. Phase control of multichannel molecular high-order harmonic generation by the asymmetric diatomic molecule  $\text{HeH}^{2+}$  in two-color laser field[J]. *Phys Rev A*, 2011, 83(2): 023414.
- 15 X B Bian, A D Bandrauk. Nonadiabatic molecular high-order harmonic generation from polar molecules: spectral redshift[J]. *Phys Rev A*, 2011, 83(4): 041403(R).
- 16 G L Kamta, A D Bandrauk, P B Corkum. Asymmetry in the harmonic generation from nonsymmetric molecules[J]. *J Phys B: At Mol Opt Phy*, 2005, 38(20): L339–L346.
- 17 S De, I Znakovskaya, D Ray, *et al.*. Field-free orientation of CO molecules by femtosecond two-color laser fields[J]. *Phys Rev Lett*, 2009, 103(105): 153002.
- 18 P B Corkum. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization[J]. *Phys Rev Lett*, 1993, 71(13): 1994–1997.
- 19 W Y Hong, Q B Zhang, X S Zhu, *et al.*. Isolated attosecond pulse generation with the stability against the carrier-envelope phase shift and with the high-beam quality from CO gas medium [J]. *Opt Express*, 2011, 19(2): 26174–26185.
- 20 H C Du, L Y Luo, X S Wang, *et al.*. Generating isolated elliptically polarized attosecond pulses from oriented CO gas medium using linearly polarized driving pulses[J]. *Phys Rev A*, 2012, 86(1): 013846.
- 21 K J Betsch, N G Johnson, B Bergues, *et al.*. Controlled directional ion emission from several fragmentation channels of CO driven by a few-cycle laser field[J]. *Phys Rev A*, 2012, 86(6): 063403.
- 22 P Agostini, L F DiMauro. Atoms in high intensity mid-infrared pulses[J]. *Contemporary Physics*, 2008, 49(3): 3179–3197.
- 23 M Lewenstein, Ph Balcou, M Yu Ivanov, *et al.*. Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields[J]. *Phys Rev A*, 1993, 49(3): 2117–2132.
- 24 X X Zhou, X M Tong, Z X Zhao, *et al.*. Alignment dependence of high-order harmonic generation from  $\text{N}_2$  and  $\text{O}_2$  molecules in intense laser fields[J]. *Phys Rev A*, 2005, 72(3): 033412.
- 25 X X Zhou, X M Tong, Z X Zhao, *et al.*. Role of molecular orbital symmetry on the alignment dependence of high-order harmonic generation with molecules[J]. *Phys Rev A*, 2005, 71(6): 061801.
- 26 X M Tong, Z X Zhao, C D Lin. Theory of molecular tunneling ionization[J]. *Phys Rev A*, 2002, 66(3): 033402.
- 27 S F Zhao, C Jin, A T Le, *et al.*. Determination of structure parameters in strong-field tunneling ionization theory of molecules [J]. *Phys Rev A*, 2010, 81(3): 033423.
- 28 A Etches, L B Madsen. Extending the strong-field approximation of high-order harmonic generation to polar molecules: gating mechanisms and extension of the harmonic cutoff[J]. *J Phys B*, 2010, 43(15): 155602.
- 29 M Abu-samaha, L B Madsen. Photoelectron angular distributions from polar molecules probed by intense femtosecond lasers[J]. *Phys Rev A*, 2010, 82(4): 043413.
- 30 P C Li, S Chu. Effects of macroscopic propagation on spectra of broadband supercontinuum harmonics and isolated-attosecond-pulse generation: coherent control of the electron quantum trajectories in two-color laser fields[J]. *Phys Rev A*, 2012, 86(1): 013411.

栏目编辑:张腾