

红外激光场中共振结构原子对极紫外光脉冲的压缩效应

唐蓉 王国利 李小勇 周效信

Compression of extreme ultraviolet pulse for atom with resonant structure exposed to an infrared laser field

Tang Rong Wang Guo-Li Li Xiao-Yong Zhou Xiao-Xin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 103202 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.103202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.103202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I10>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

调制激光场中 Rydberg 原子的电磁感应透明

Electromagnetically induced transparency of Rydberg atoms in modulated laser fields

物理学报.2016, 65(10): 103201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.103201>

氢负离子在少周期激光场中解离时的干涉效应

Interference effect in the photodetachment from H ion in a few-cycle laser pulse

物理学报.2016, 65(8): 083202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.083202>

激光驱动晶体发射高次谐波的特性研究

Study of high-order harmonic generation in crystals exposed to laser fields

物理学报.2016, 65(6): 063201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.063201>

势函数对强激光辐照下原子高次谐波辐射的影响

Influence of atomic potential on the generation of high harmonic generation from the atoms irradiated by mid-infrared laser pulses

物理学报.2016, 65(3): 033201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.033201>

空间非均匀啁啾双色场驱动下氦离子的高次谐波以及孤立阿秒脉冲的产生

High-order harmonics and attosecond pulse generation of a He⁺ ion by a chirped two-color inhomogeneous laser field

物理学报.2015, 64(19): 193201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.193201>

红外激光场中共振结构原子对极紫外光脉冲的压缩效应*

唐蓉¹⁾ 王国利¹⁾ 李小勇²⁾ 周效信^{1)†}

1)(西北师范大学物理与电子工程学院, 兰州 730070)

2)(西北民族大学实验中心, 兰州 730030)

(2016年1月5日收到; 2016年3月2日收到修改稿)

通过数值求解一维原子的含时薛定谔方程, 研究了具有共振结构的原子在双色场(红外激光(IR)+极紫外光(XUV))驱动下发射高次谐波的特征. 研究表明, 具有共振结构的原子所发射的高次谐波与无共振结构原子(简称为一般原子)发射的高次谐波有明显不同, 共振结构的原子除了在某一能量附近(原子的共振能量+电离能)高次谐波的强度有很大提高外, 它还对XUV光的响应较一般原子表现得更为敏感, 即使XUV光的强度较弱, 也能够明显提高XUV光脉冲中心频率附近的谐波强度, 更重要的是通过调节双色场的时间延迟, 能使输入的XUV光的脉宽得到明显的压缩, 通过时间-频率分析给出了发生这种现象的原因. 由此提出了通过滤波-连续反馈的方式可使XUV光的脉冲从200 as压缩至120 as左右.

关键词: 共振结构原子, 高次谐波, 阿秒脉冲, 极紫外光脉冲压缩

PACS: 32.80.Rm, 42.65.Ky, 42.65.Re, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.65.103202

1 引言

飞秒量级的激光脉冲($1\text{ fs} = 10^{-15}\text{ s}$)是实时探测分子动力学过程不可缺少的工具^[1], 更短的阿秒脉冲($1\text{ as} = 10^{-18}\text{ s}$)可以用来观测甚至控制物质内部电子的动力学行为, 例如原子内部电子的隧穿电离过程和内壳层电子弛豫过程等^[2], 因此阿秒脉冲的产生和应用具有重要的科学意义和广阔的应用前景, 如何实现更短的单个阿秒脉冲输出也引起了国内外科学工作者的极大关注. 原子在强激光场作用下发射的高次谐波是合成阿秒脉冲的重要方法^[3-13], 原因是高次谐波会出现一个强度随频率变化很小的平台区, 在条件合适的情况下平台区会出现超连续的特点, 目前实验上正是利用这些超连续性的谐波谱合成了67 as的最短脉冲^[14], 这为人们探测超快过程提供了有力工具.

因此研究原子在强激光场中发射高次谐波的

性质对实现超短脉冲的输出具有重要意义. 高次谐波谱的发射过程可以用Corkum^[15]提出的半经典“三步模型”来解释: 在激光场的作用下, 原子中的电子首先隧穿由激光场和原子核的Coulomb势共同形成的势垒而成为自由电子, 隧穿后的自由电子在激光场的驱动下运动, 当激光场反向时, 电子被拉回原子核附近并与原子核复合, 同时将电子从激光场中获得的能量以高次谐波的形式放出, 所辐射光子的最大能量用半经验公式表示为 $E_{\text{max}} = I_p + 3.17U_p$, 该最大能量的谐波通常称为高次谐波的截止位置(cut-off), (其中 I_p 是原子的电离能, $U_p = E_0^2/(4\omega^2)$ 是有质动力能, E_0 是入射激光的峰值电场, ω 是激光的角频率). 由高次谐波叠加合成阿秒脉冲一般需要叠加一定频率范围内的谐波, 为了获得更短的阿秒脉冲, 需要更宽的谐波平台区域, 这可以通过拓展谐波的截止位置得以实现. 由于 $U_p \propto I\lambda^2$ (I 是入射激光的峰值强度,

* 国家自然科学基金(批准号: 11264036, 11364038, 11564033)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhouxx@nwnu.edu.cn

λ 是激光的波长), 通过增加 U_p 可得到更高的谐波截止位置, 从而获得更宽的谐波平台. 增大 U_p 可以通过两种方法来实现, 一是增强激光强度来提高截止位置, 但存在的问题是强度在达到一定数值后原子会被完全电离, 这反而会大大降低高次谐波的发射效率; 另一种方法则是在一定的激光强度下通过增加激光波长来拓宽高次谐波的截止位置, 但是其转换效率又会大大降低^[16]. 一些学者还提出了在红外激光 (IR) 的基础上叠加一束极紫外光 (XUV) 来驱动原子或分子也能够在某一频段范围内提高其转化效率, 从而能够得到强度较高的单个阿秒脉冲, 如 Bandrauk 和 Shon^[17] 通过这样的双色场驱动分子得到了 250 as 的单个脉冲, Lan 等^[18] 利用类似的双色场与原子相互作用能够得到强度较高, 脉宽达到 130 as 的更短单个脉冲.

2009 年 Strelkov^[19] 在上述半经典的“三步模型”基础上提出了“四步模型”, 如果强激光作用在具有自电离态的原子上时, 这时“三步模型”会发生变化, 即最后一步复合过程会分成两步来进行: 返回的具有一定能量的电子会和自电离态发生共振俘获, 然后俘获到自电离态的电子回到基态放出光子. 因此将具有自电离态且能够俘获电子的原子称为共振结构的原子, 这也是与之前经常研究的一般原子体系有差别的地方. 该“四步模型”提出后, 2011 年 Tudorovskaya 和 Lein^[20] 通过一维共振原子模型进行了验证, 其结果能够很好地解释共振体系下的高次谐波, 确认了“四步模型”的合理性. 本文研究了共振结构原子在双色场驱动下发射高次谐波的特点, 发现了共振结构原子发射高次谐波的另一特点: 具有共振性质的原子在红外激光 (IR)+ 较弱的 XUV 光驱动下所发射的谐波不仅能使一定频率范围的谐波强度大大增强, 而且对 XUV 光的脉冲宽度还具有压缩效应.

2 理论模型

在长度规范和偶极近似下, 原子在激光场驱动下的运动情况可用含时薛定谔方程来描述 (若无特殊说明, 均采用原子单位 (a.u.)):

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi(t) = \hat{H} \psi(t), \quad (1)$$

其中 $H(x, t)$ 是体系的哈密顿量

$$\hat{H} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x) - xE(t), \quad (2)$$

$V(x)$ 是原子的模型势, 如果原子具有自电离结构的共振体系, 其模型势可表示为^[17]

$$V(x) = -\alpha + \frac{\alpha}{1 + e^{\frac{x+\beta}{\gamma}}} + \frac{\alpha}{1 + e^{\frac{-x+\beta}{\gamma}}} + \frac{\delta}{(\varepsilon + x^2)(1 + e^{\frac{x+\beta}{\gamma}})} + \frac{\delta}{(\varepsilon + x^2)(1 + e^{\frac{-x+\beta}{\gamma}})}, \quad (3)$$

式中 $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ 和 ε 为可调参数. 选定 $\alpha = 1.5, \beta = 1.27, \gamma = 0.23, \delta = 14, \varepsilon = 1.4$ 时, 该模型原子的基态能量本征值为 -0.58 a.u., 自电离态的能量本征值为 1.20 a.u., 这种共振原子的模型势如图 1 所示.

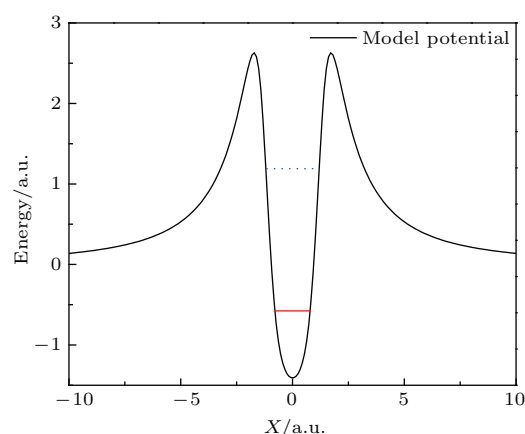


图 1 共振原子的模型势, 基态能级 (水平实线) 和自电离态能级 (虚线)

Fig. 1. The model potential of an atom with resonant structure, the energy of ground state (solid horizontal line) and the energy of autoionizing state (dotted line).

(1) 式的形式解可以表示为

$$\psi(t + \Delta t) = \exp(-iH\Delta t)\psi(x, t). \quad (4)$$

用分裂算符法对 (4) 式中的指数算符进行劈裂可得到从 t 到 $t + \Delta t$ 时刻的波函数:

$$\begin{aligned} \psi(x, t + \Delta t) &= \exp\left(\frac{i\Delta t}{4} \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) \exp(-i\Delta t[V(x) \\ &\quad - xE(t)]) \exp\left(\frac{i\Delta t}{4} \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) \psi(x, t) \\ &\quad + o(\Delta t^3). \end{aligned} \quad (5)$$

由 (5) 式可以看出, 波函数从 t 演化到 $t + \Delta t$ 可通过三步来完成, 波函数的具体演化过程在文献^[21]中已详细阐述.

在求解(1)式的含时薛定谔方程时,首先要确定初始波函数.考虑到在 $t = 0$ 时刻激光场开始作用到原子上,此时原子处于无外场的基态,因此初始波函数选为原子的基态波函数.初始波函数可用B样条函数展开方法来求解,再通过对角化方法确定其展开系数.

因为高次谐波的强度与电子平均加速度的傅里叶变换模的平方成正比,运用Ehrenfest定理^[22]计算出电子的平均加速度

$$a(t) = \langle \psi(x, t) | -\frac{\partial V(x)}{\partial x} + E(t) | \psi(t) \rangle. \quad (6)$$

由此,高次谐波谱的强度可以表示为

$$P(\omega) = |a(\omega)|^2, \quad (7)$$

式中

$$a(\omega) = \int_0^t a(t) \exp(-i\omega t) dt. \quad (8)$$

对数阶高次谐波进行叠加,可以得到阿秒脉冲

$$I(t) = \left| \sum_q a_q \exp(iq\omega t) \right|^2, \quad (9)$$

式中 $a_q = \int a(t) \exp(-iq\omega t) dt$.

为了分析高次谐波谱在时间-频率空间的特性,利用小波变换来分析某一频率的谐波随时间的演化,可以得到频率为 ω 的谐波随发射时间 t_0 的变化

$$A_\omega(t_0, \omega) = \int a(t) \omega_{t_0, \omega}(t) dt = A_\omega(t_0), \quad (10)$$

式中

$$\omega_{t_0, \omega}(t) = \sqrt{\omega} W[\omega(t - t_0)], \quad (11)$$

其中

$$W(x) = \frac{1}{\sqrt{\tau}} e^{ix} e^{-x^2/2\tau^2} \quad (12)$$

为Morlet小波变换的窗函数.从(10)–(12)式可以看出, $A_\omega(t_0, \omega)$ 的值依赖于参数 τ 的取值.在谐波频率一定的情况下,选取不同的 τ 值计算发现,尽管 $A_\omega(t_0, \omega)$ 值的绝对大小会有差异,但是 $A_\omega(t_0, \omega)$ 随时间演化的规律几乎不变,在计算中我们选取 $\tau = 15$.

3 结果与讨论

在计算中,驱动原子的场是由IR激光一个XUV光组合而成的双色场,其电场分量可表示为

$$E(t) = E_1 f_1(t) \sin(\omega_1 t)$$

$$+ E_2 f_2(t - \tau) \cos[\omega_2(t - \tau)], \quad (13)$$

式中 E_1 , ω_1 分别为IR激光场的振幅和角频率, $f_1(t)$ 是IR场的梯形包络, $f_1(t)$ 的形式可表示为

$$f_1(t) = \begin{cases} \sin^2\left(\frac{\pi t}{2t_{\text{on}}}\right), & t < t_{\text{on}}, \\ 1, & t_{\text{on}} < t < t_{\text{d}} - t_{\text{off}}, \\ \sin^2\left(\frac{\pi(t - t_{\text{width}})}{2t_{\text{off}}}\right), & t > (t_{\text{d}} - t_{\text{off}}), \end{cases} \quad (14)$$

(14)式中 t_{on} 表示梯形包络上升的周期数, t_{off} 则表示梯形包络下降的周期数, t_{width} 表示梯形包络中间平台区持续的周期数.

(13)式中 E_2 和 ω_2 分别是XUV光电场振幅和角频率, τ 是XUV场相对于IR场的时间延迟, $f_2(t)$ 的表达形式为

$$f_2(t) = \exp\{-2 \ln(2)[(t - \tau)/\tau_1]^2\}. \quad (15)$$

在计算中所选择的IR激光场的强度为 $I_1 = 4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$,波长为800 nm,脉冲宽度为9个周期,其中3.7个周期上升,3.5个周期下降,1.8个周期为平台,所叠加的XUV光的包络为高斯型包络,选取的脉宽为200 as,振幅则可以选取不同的数值来研究高次谐波的变化.

我们首先计算仅在IR激光场驱动时具有共振结构原子所发射的高次谐波,即 $E_2 = 0$ 时得到的谐波谱,如图2所示,从图中可以看出,在第31阶有明显的增强效应,正如文献^[20]所指出的,这就是共振增强效应.

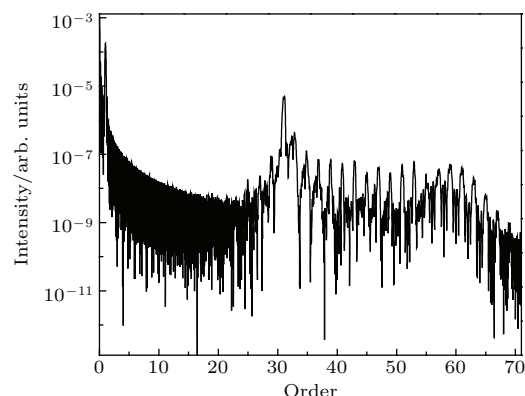


图2 共振结构原子在IR光驱动下的高次谐波谱
Fig. 2. HHG spectra for an atom with resonant structure driven by an IR laser only.

我们在IR激光场中加入不同强度的XUV光, 研究其对高次谐波的影响, 为此计算了 E_2/E_1 分别为0.001, 0.01, 0.05, 0.07以及0.1时共振原子发射高次谐波的变化, 延迟时间设为 $\tau = 0.25\pi/\omega$, XUV光脉冲的半高全宽为200 as, XUV场中心频率为 $41\omega_1$, 图3给出了计算的结果. 图中黑色实线代表仅有IR激光场产生的谐波, 其他几条彩色的实线则分别代表加入了不同强度的XUV场后发射的高次谐波. 从图中可以看出以41阶为中心, 在一定范围的谐波都有不同程度的提高, 并随着XUV光电场强度的增加谐波的强度也不断增强. 如果我们将共振原子体系换成一般原子(基态能量与共振原子基态能量相同), 并取完全相同的双色场参数, 得到的高次谐波发射谱如图4所示, 可以看出当 E_2/E_1 为0.05时几乎没有太大变化, 只有当 E_2/E_1 为0.1时谐波才有一定的增强效应. 由此可见, 一般原子发射的高次谐波除了没有共振增强的特征外, 在IR+XUV双色光驱动下, 谐波的增强效应需要叠加的XUV光的强度比共振结构原子要强的多. 为了解释这两种原子在相同双色场驱动下产生谐波强度的差别, 我们分别计算了两种原子基态的波函数和共振能量附近的连续态波函数, 如图5所示. 可以看出主要的差别来源于连续态波函数, 可以计算出共振原子和一般原子从基态到连续态的跃迁偶极矩分别为 5.15×10^{-3} 和 1.07×10^{-3} , 由于XUV光的吸收为单光子过程, 按照一级微扰理论, 跃迁概率与偶极矩的平方成正比, 因此在弱的XUV光作用下, 共振原子比一般原子跃迁到连续态的能力强的多, 从而从连续态回到基态的概率也就大得多, 这就是共振原子在XUV光中心频率附近发射高次谐波的能力比一般原子发射能力强的原因.

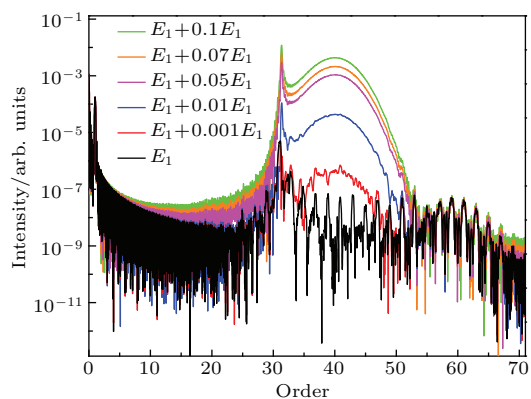


图3 高次谐波强度随XUV光振幅的变化

Fig. 3. Intensity of HHG over the amplitude of XUV pulse.

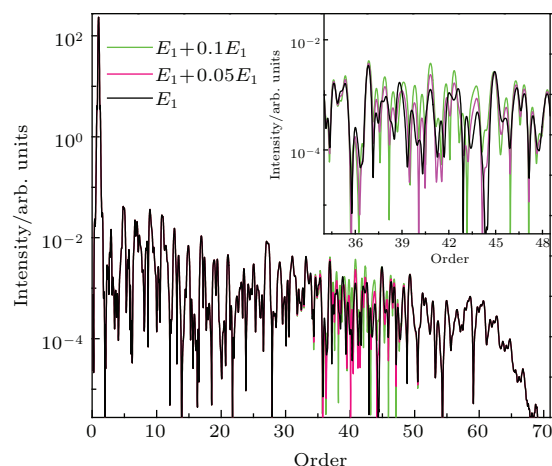


图4 一般原子在IR+XUV光驱动发射的高次谐波谱, 方框内是局部放大图

Fig. 4. (color) HHG spectra for an atom without resonance driven by IR+XUV pulses, the inset is an enlarged view of HHG between 35th–48th order.

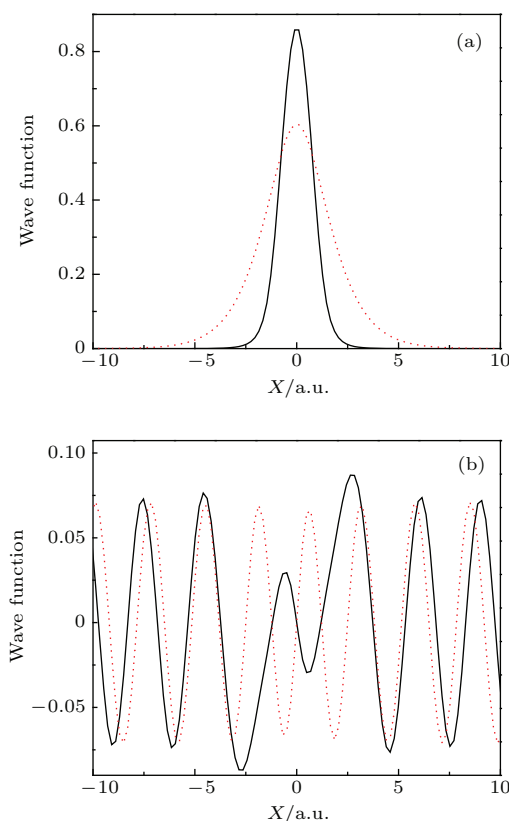


图5 共振原子(实线)、非共振原子(虚线)的基态波函数(a)和连续态波函数(b)

Fig. 5. The wave functions of the ground state (a), continuum state (b) for resonant atom (solid lines) and non-resonant atoms (dotted lines), respectively.

上面研究的一般原子在双色场驱动下发射HHG所使用的XUV光的频率与共振原子的频率相同, 并不会引起一般原子的共振, 如果我们改变XUV光的中心频率, 使得一般原子在XUV光的作

用下发生共振跃迁, 考察所发射 HHG 的特点, 为此, 我们使用 XUV 光脉冲的中心波长分别为 140 和 93 nm, 对应我们所使用一般原子在基态分别于第 1 激发态、第 3 激发态之间可以发生单光子共振跃迁, 取 $E_1/E_2 = 0.5$, 结果如图 6 所示, 由图可以看出, HHG 在 XUV 中心频率附近都有增强, 但是增强效应不如共振原子的明显, 而且谐波谱的连续性也不好, 这对合成单个阿秒脉冲并不理想.

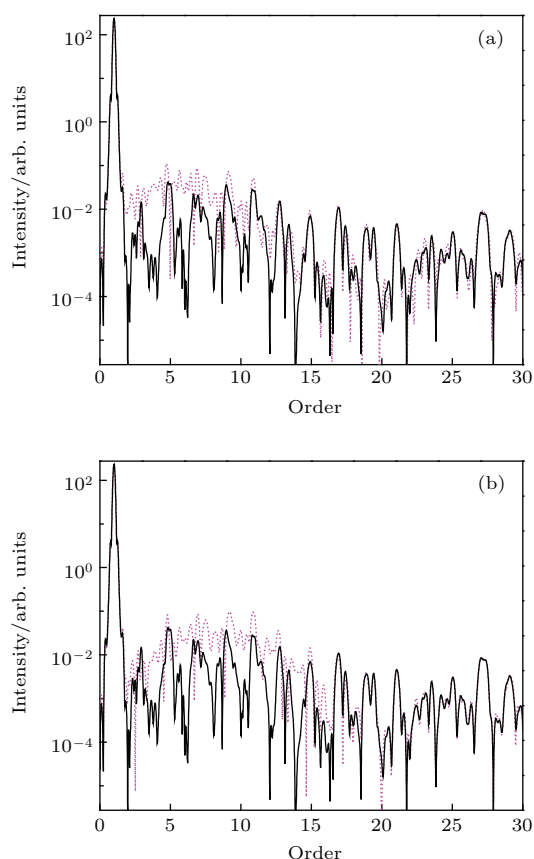


图 6 一般原子在束缚态发生共振跃迁情况下发射的高次谐波谱, XUV 脉冲的中心波长 (a) 140 nm, (b) 93 nm (实线为单色 IR 激光驱动)

Fig. 6. HHG spectra for an atom with resonance transition between bound states, the center wavelength of XUV pulse (a) 140 nm, (b) 93 nm (solid driven by IR laser only).

由于叠加高次谐波是获得超短阿秒脉冲的主要方案, 下面我们研究在共振原子体系下产生的高次谐波由于 XUV 光的引入对获得阿秒脉冲的影响. 由图 3 的结果, 选取谐波谱的第 31 阶到 50 阶进行叠加合成阿秒脉冲, 我们发现均能得到单个的阿秒脉冲, 且阿秒脉冲的强度会随着加入 XUV 光强度的增加而增强, 在 $E_2/E_1 = 0.001$ 的情况下, 当延迟时间 $\tau = 0.25\pi/\omega$ 时, 合成的阿秒脉冲宽度为 192 as (图 7(a)), 与加入的 XUV 光的半高

全宽 200 as 相比稍许变窄. 如果将 XUV 光与 IR 光的延迟时间变为 $\tau = 0.725\pi/\omega$, 合成的阿秒脉冲缩短为 160 as (图 7(b)), 与输入的 XUV 光的宽度 200 as 相比明显变窄, 说明当 XUV 光相对于 IR 激光的延迟时间选取合适的话, 共振体系原子对 XUV 光的脉冲宽度有压缩效应. 为了解释这种压缩效应, 我们对上述两个延迟时间发射的高次谐波进行小波变换, 得到相应的时间-频率图 (图 7(c) 和图 7(d)). 由图 7(c) 可以看出, 最强的谐波发射时刻为 $4.59T$, 此时的谐波频率约在 2—2.7 a.u. 之间, 而当延迟时间 $\tau = 0.725\pi/\omega$ 时, 此时最强发射时刻延后, 但是谐波频率宽度变为 1.8—2.7 a.u. 之间 (图 7(d)), 与图 7(c) 的结果相比发射的谐波频率变宽. 由发射谐波的“四步模型”的后两步过程可知, 电离的自由电子首先复合到共振态, 然后由共振态跃迁回到原子的基态, 其发射光子的能量为 $1.2 \text{ a.u.} + 0.58 \text{ a.u.} = 1.78 \text{ a.u.}$, 因此, 由图 7(c) 和图 7(d) 可以看出, 谐波在 1.78 a.u. 附近发射几乎一直在发生, 这就是共振发射, 只不过发射的强度有起落, 图 7(d) 中就是所加的 XUV 光引起的谐波增强发射与共振发射的谐波频率实现了连接, 而图 7(c) 则几乎是分离的, 所以在频率空间上, 双色场的延迟时间为 $0.725\pi/\omega$ 时, 谐波的频谱变宽. 由光学知识可知, 电磁波在频率空间的频谱越宽, 将其做傅里叶变换后, 电磁波在时间空间上的脉宽就越窄. 由以上分析可以得出, XUV 光脉宽的压缩效应来源主要是 XUV 光的增强效应与共振发射谐波之间的频率实现了很好的连接. 需要说明的是如果当 XUV 光引起的 HHG 增强效应频率与共振发射谐波的频率没有实现连接, 则对 XUV 光的压缩效应就很弱, 如 XUV 光脉宽的中心频率在截止位置附近时, 这种由 XUV 光引起的共振发射仍然存在, 但是用脉宽为 200 as 的 XUV 光脉冲输入, 仅能得到 194 as 的脉冲输出.

由于共振原子在 IR 激光场驱动下对 XUV 光频率在共振增强附近具有这种压缩效应, 基于文献 [23] 提出的滤波-优化反馈方案来获得单个阿秒脉冲, 我们提出通过滤波-连续反馈的方法可以使输入的 XUV 光脉冲宽度得到明显的压缩. 具体做法是: 先用 IR 激光脉冲叠加一个脉宽为 200 as 的 XUV 光, 取延迟时间为 $\tau = 0.725\pi/\omega$, 将该双色场作用到有共振结构的原子上, 从发射的高次谐波中通过滤波将第 31 阶到 50 阶谐波滤出, 经反馈后通过延迟线再重新与 IR 光组合作用在共振原子上,

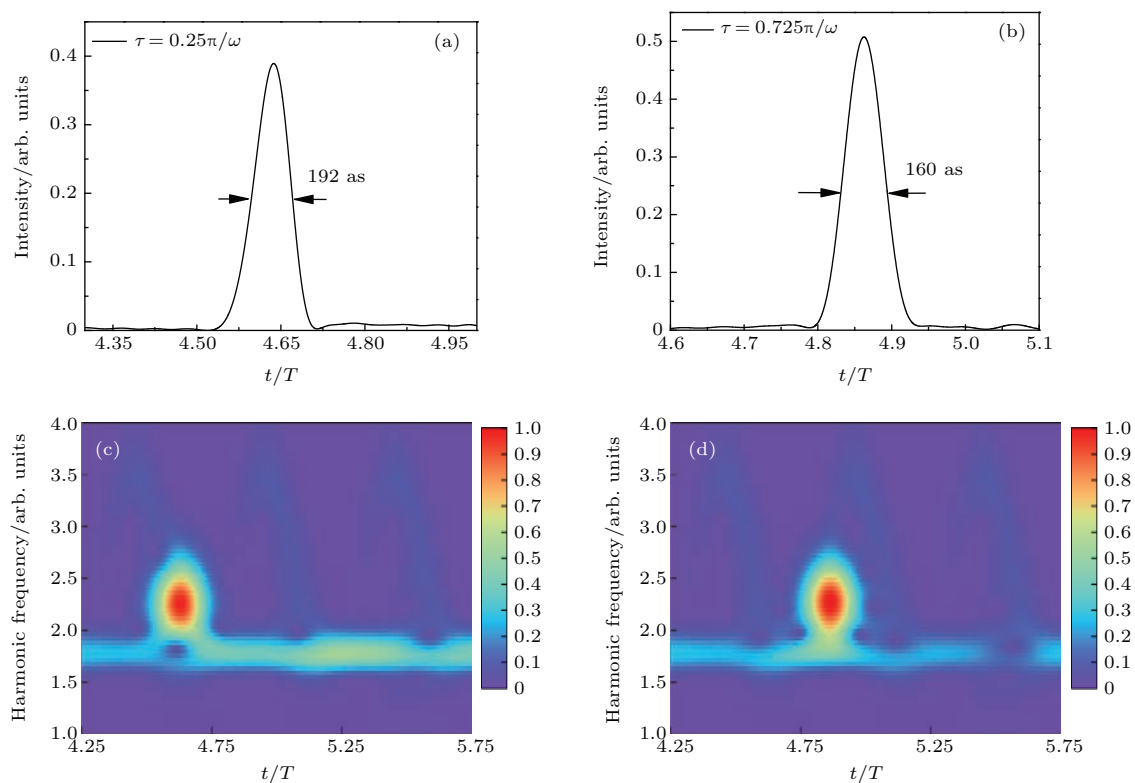


图 7 (a), (b) 不同的延迟时间得到的阿秒脉冲; (c)(d) 延迟时间分别是 $0.25\pi/\omega$ 和 $0.725\pi/\omega$ 的时-频图
 Fig. 7. Attosecond pulse from HHG on time-delay (a) $0.25\pi/\omega$, (b) $0.725\pi/\omega$; (c), (d) time-frequency analysis on time delay $0.25\pi/\omega$, $0.725\pi/\omega$, respectively.

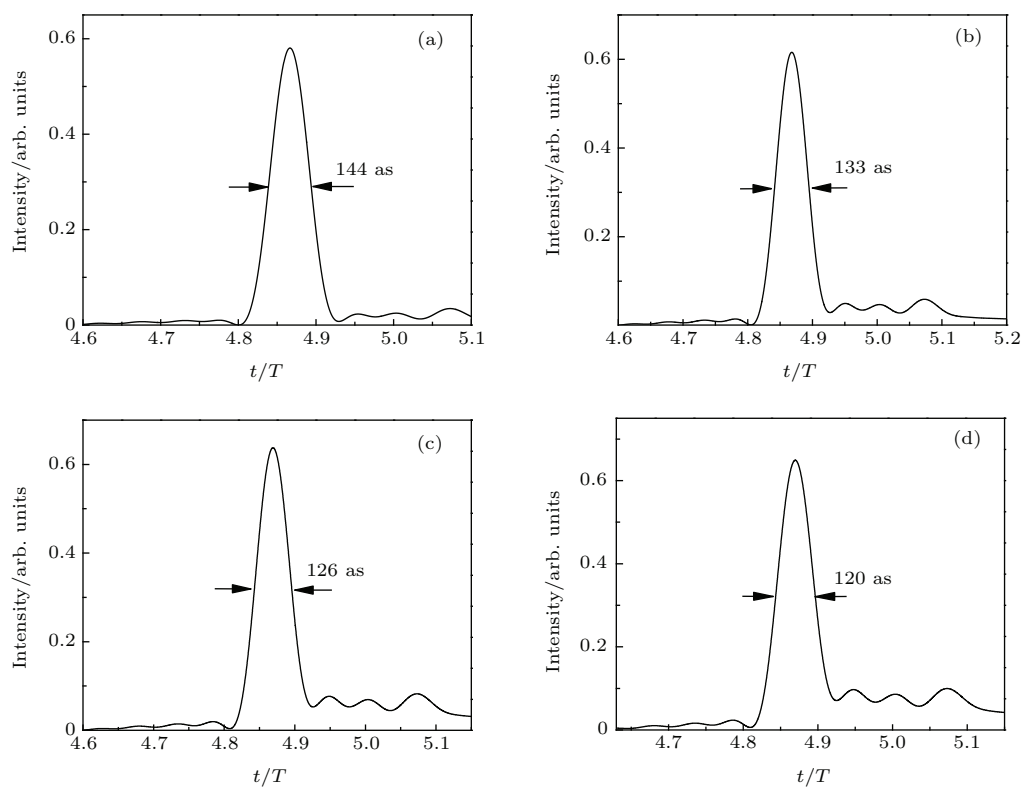


图 8 连续获得的阿秒脉冲
 Fig. 8. Attosecond pulses obtained from multi-feedback.

形成二次作用(示意图见文献[23]图1),使得XUV光进一步得到压缩,经过连续多次反馈,就能得到更短的阿秒脉冲.图8给出的是经多次反馈XUV光与IR共同作用到共振原子后得到的结果.由图可以看出将200 as的XUV光依次压缩到160(见图7(a)),144,133,直至压缩到120 as,但是随着反馈的XUV光脉宽越窄,继续压缩就变得越困难,

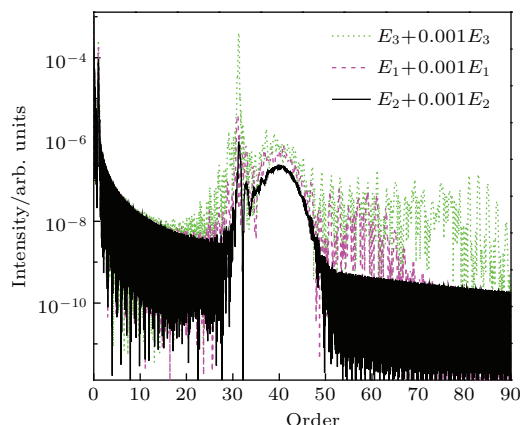


图9 高次谐波强度随IR激光振幅的变化

Fig. 9. Intensity of HHG over the amplitude of IR laser.

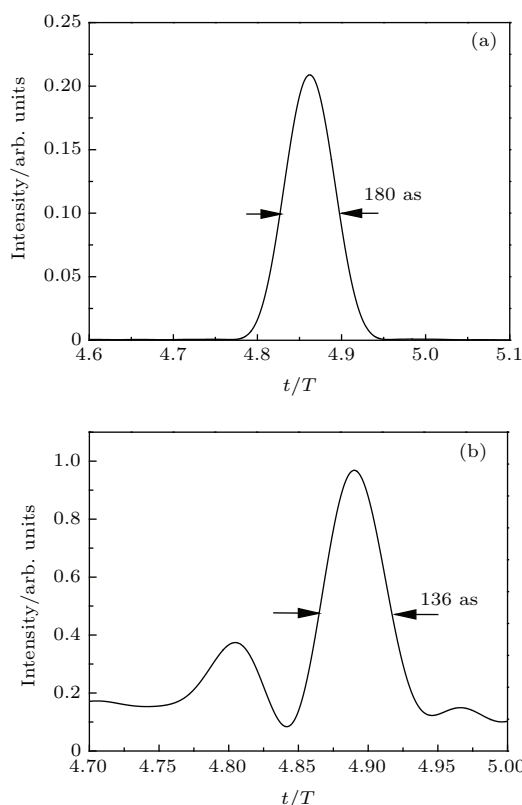


图10 不同IR激光振幅驱动共振原子得到的阿秒脉冲 (a) 2×10^{14} W/cm²; (b) 6×10^{14} W/cm²

Fig. 10. Attosecond pulse of resonance atom driven by different amplitude of IR laser: (a) 2×10^{14} W/cm²; (b) 6×10^{14} W/cm².

若想进一步得到更窄的脉冲,则需改变XUV光与IR激光的延迟时间,这样就给实验带来了一定的困难.

最后,我们研究共振原子在双色场驱动下,IR激光强度对合成阿秒脉冲的影响.当XUV场参数与图7(b)取相同参数,而IR场分别取为 $2 \times 10^{14}(E_2)$ 和 6×10^{14} W/cm²(E_3),IR激光振幅与XUV光振幅之比仍取0.001时得到的谐波谱如图9所示,图中的 E_1 与图3的IR激光光强相同,即 4×10^{14} W/cm².由图可以看出,均能在 41ω 附近发生共振增强,不同的是共振增强的强度不同,且谐波的截止位置会随着光强的增加而增加.我们仍利用31阶到50阶的谐波合成阿秒脉冲,当IR光强取 2×10^{14} 和 6×10^{14} W/cm²时,分别得到180和136 as的脉冲,如图10所示.与 4×10^{14} W/cm²得到的164 as相比(图7(b)),180 as虽然是单个的阿秒脉冲,不过脉宽较宽;而136 as的脉宽虽然比164 as变窄了,强度也有所增加,但是已经不是单个的阿秒脉冲,对于获得单个的阿秒脉冲而言是不利的.因此,为了获得单个阿秒脉冲的有效压缩,IR激光的光强需要选择合适的强度.

4 结 论

本文利用数值求解一维含时薛定谔方程的方法研究了具有共振结构的原子在IR激光与XUV光组成的双色场驱动下发射高次谐波的特点.共振结构的原子发射高次谐波与一般原子发射高次谐波的过程有所不同,可以用“四步模型”代替“三步模型”予以解释,主要特点是共振结构的原子在谐波的某一频率附近(能量对应于共振能级+电离能)会发生共振增强效应,由此我们利用红外场中叠加一个强度较弱的XUV光驱动共振原子,对于一般的原子来说几乎对高次谐波的发射没有什么影响,但是对具有共振结构的原子而言却能引起一定频率范围的谐波强度得到很大的提高,这种提高可以归结为共振原子从基态到连续态的跃迁概率相对于一般原子较大引起的.进一步的研究表明,通过改变双色场的延迟时间驱动共振结构原子能够实现对输入的XUV光的脉冲宽度进行压缩的效应,通过时间-频率分析发现这种压缩效应主要是共振原子发射的共振发射的谐波与XUV光引起增强效应的谐波之间的频率实现了连接,使得增强谐波的频谱变宽,因而在时间空间上使得XUV光的

脉冲宽度变窄, 即实现了共振结构原子对 XUV 光产生压缩效应. 进而我们提出了一个通过滤波-连续反馈的方法实现对 XUV 光脉冲的压缩, 经过多次反馈, 能够将 200 as 的 XUV 光压缩至 120 as, 为实验上获得更短的阿秒脉冲提供了一种新的方法.

参考文献

- [1] Brabec T, Krausz F 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 545
- [2] Krausz F, Ivanov M 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 163
- [3] Antoine P, L'Huillier A, Lewenstein M 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 1234
- [4] Li P C, Langhlin L, Chu S I 2014 *Phys. Rev. A* **89** 023431
- [5] Xiang Y, Niu Y, Gong S 2009 *Phys. Rev. A* **79** 053419
- [6] Du H, Hu B 2010 *Opt. Express* **18** 25958
- [7] Zou P, Li R X, Zeng Z N, Xiong H, Liu P, Leng Y X, Fan P Z, Xu Z Z 2010 *Chin. Phys. B* **19** 019501
- [8] Luo X Y, Ben S, Ge X L, Wang Q, Guo J, Liu X S 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 193201 (in Chinese) [罗香怡, 贲帅, 葛鑫磊, 王群, 郭静, 刘学深 2015 物理学报 **64** 193201]
- [9] Chen G, Yang Y J, Guo F M 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 073203 (in Chinese) [陈高, 杨玉军, 郭福明 2013 物理学报 **62** 073203]
- [10] Jiao Z H, Wang G L, Li P C, Zhou X X 2014 *Phys. Rev. A* **90** 025401
- [11] Qin Y F, Guo F M, Li S Y, Yang Y J, Chen G 2014 *Chin. Phys. B* **23** 093205
- [12] Xue S, Du H C, Xia Y, Hu B T 2015 *Chin. Phys. B* **24** 054210
- [13] Ge X L, Du H, Wang Q, Guo J, Liu X S 2015 *Chin. Phys. B* **24** 023201
- [14] Zhao K, Zhang Q, Chini M, *et al.* 2012 *Opt. Lett.* **37** 3891
- [15] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [16] Chen J, Zeng B, Liu X, Cheng Y, Xu Z Z 2009 *New J. Phys.* **11** 113021
- [17] Bandrauk A D, Shon N H 2002 *Phys. Rev. A* **66** 031401
- [18] Lan P, Lu P, Cao W, Wang X 2007 *Phys. Rev. A* **76** 043808
- [19] Strelkov V 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 123901
- [20] Tudorovskaya M, Lein M 2011 *Phys. Rev. A* **84** 013430
- [21] Li P C, Zhou X X, Dong C Z, Zhao S F 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 750 (in Chinese) [李鹏程, 周效信, 董晨钟, 赵松峰 2004 物理学报 **53** 750]
- [22] Burnett K, Reed V C, Cooper J, Knight P L 1992 *Phys. Rev. A* **45** 3347
- [23] Serrat C 2013 *Phys. Rev. A* **87** 013825

Compression of extreme ultraviolet pulse for atom with resonant structure exposed to an infrared laser field*

Tang Rong¹⁾ Wang Guo-Li¹⁾ Li Xiao-Yong²⁾ Zhou Xiao-Xin^{1)†}

1) (College of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal University, Lanzhou 730070, China)

2) (Experimental Center, Northwest University for Nationalities, Lanzhou 730030, China)

(Received 5 January 2016; revised manuscript received 2 March 2016)

Abstract

The short attosecond (as) pulse is a basic tool for probing the ultra-fast electronic dynamics in matter. High-order harmonic generation (HHG) of atoms exposed to intense laser field is the most promising method of producing the short attosecond pulses. Therefore, the generation of ultra-short attosecond pulses through HHG has been of great interest. How to obtain the ultra-short pulse from HHG has been a hot research subject in recent years. In the present paper, we investigate the characteristic of HHG from atoms with both resonant and non-resonant structure (for short, the general atom) by using numerically solving a one-dimensional time-dependent Schrodinger equation of atom driven by two-color field (infrared (IR) laser + extreme ultraviolet (XUV)). We find that the HHG spectra from resonant atom are obviously different from those of the general atom. For a resonant atom, besides the great increase of the intensity of HHG at some energy (resonant energy + ionized energy), the intensity of HHG at the central frequency of XUV pulse is sensitive to the intensity of XUV pulse. Even the intensity of XUV pulse is weak, the enhancement of HHG spectra from resonant atom is still significant, while the general atom does not have this feature. Only the strength of the XUV pulse is much stronger than that in the case of resonant atom, the spectra of HHG near the center frequency of XUV from atom with non-resonant structure can significantly be enhanced. More importantly, adjusting the time delay of two-color laser pulse makes the width of input XUV pulse compressed obviously in the case of the resonant atom. By performing the time-frequency analysis of Morlet transform, we explain the compression of the attosecond pulse. The reason is that the relation of the input XUV pulse frequency to the resonant frequency of HHG for resonant atom makes the bandwidth of HHG in the region of the center frequency of XUV wider than that of the input attosecond pulse during the emission. Thus, we can obtain shorter pulse by superposing several orders HHG among the enhanced regions. Finally, we propose a way to compress the width of the input XUV pulse by using filter-multi-feedback method. Based on our scheme, the width of the input XUV pulse can be compressed from 200 as to 120 as, thereby offering a new method of obtaining shorter attosecond pulse in experiment.

Keywords: atom with resonant structure, high-order harmonic generation, attosecond pulse, compression of extreme ultraviolet pulse

PACS: 32.80.Rm, 42.65.Ky, 42.65.Re, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.65.103202

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11264036, 11364038, 11564033).

† Corresponding author. E-mail: zhouxx@nwnu.edu.cn