

μ 介子氢原子在双色激光场驱动下产生 单个仄秒脉冲*

李志超 崔森 何峰†

(上海交通大学物理与天文系, 激光等离子体教育部重点实验室, 上海 200240)

(2013年10月24日收到; 2013年12月20日收到修改稿)

本文利用强场近似理论研究了一束强度稍弱的 X 射线脉冲辅助另一束强 X 射线脉冲作用于 μ 介子氢原子产生高次谐波的过程. 研究发现当弱 X 射线的频率为强 X 射线频率的一半时, 可以生成超宽高次谐波频谱. 通过合成高次谐波的连续谱, 得到宽度为 130 zs 的单个仄秒脉冲. 单个仄秒脉冲为超快变化过程的研究提供了工具.

关键词: 仄秒脉冲, 高次谐波, μ 介子氢原子

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

DOI: 10.7498/aps.63.073201

1 引言

超短激光技术的发展, 使得人类可以认识时间尺度越来越小的物理过程. 飞秒激光曾被用来探测碘化钠的解离过程^[1], 控制分子化学反应的过程^[2], 控制铯原子的双光子跃迁过程^[3], 以及研究分子的振动^[4-6]. 在过去的十年内发展起来的阿秒激光脉冲技术极大的拓展了人们对原子分子的认识. 例如, 单个阿秒激光脉冲可以用来观测俄歇电子的产生过程^[7], 原子的隧穿电离^[8], 控制分子的解离过程^[9-11], 探测氩原子的自电离过程^[12]等. 阿秒脉冲的产生基于 Corkum 和 Kulander 等提出的三步模型^[13]: 首先, 基态的电子通过隧穿电离进入到连续态; 其次, 连续态的电子在激光场的作用下运动并获得能量; 最后, 电子在激光场的驱动下又返回原子核附近并回到基态, 同时辐射出高能光子即高次谐波. 通过合成高次谐波谱, 一般可以得到阿秒脉冲链^[14,15]. 如果要得到单个阿秒脉冲, 需要对驱动激光场作精确调控, 如使得驱动激光场具有稳定的相位且脉宽为周期量级^[16], 或者利用双

色激光场控制电子轨迹^[17-19], 或者利用偏振门技术^[20,21]使得驱动激光场只有一个周期为线偏振而其他部分为圆偏振, 或者利用电离门^[22,23], 或者利用啁啾激光脉冲^[24,25]控制高次谐波的信号. 目前, 实验室产生的最短激光脉冲是 67 as^[26].

对自然界更快物理过程的探索, 如正负电子对的产生和湮没, 原子核的跃迁等过程, 需要更短的激光脉冲, 例如探测由强相互作用核子组成的等离子体激发^[27,28]的过程需要激光脉冲进入到了仄秒区域. 到目前为止, 人们已经提出了一些方法来产生仄秒脉冲, 例如在圆偏振激光场中高能电子的汤姆逊散射^[29]. 最近 Ipp 等提出通过重离子碰撞可以产生幺秒 (10^{-24} s) 脉冲^[30], 除此之外我们还可以通过高次谐波来产生仄秒激光脉冲^[31]. 为了合成更短的激光脉冲, 需要更宽的、中心能量更高的连续高次谐波谱. 一般而言, 高次谐波谱的截止频率可以表述为 $I_p + 3.17U_p$, 其中 U_p 为电子有质动能. 因此, 对氢原子而言, 要产生能量为几十个 keV 的高能光子, 驱动激光场的强度需要高达 10^{22} W/cm². 对如此强的激光脉冲, 氢原子在脉冲的

* 国家自然科学基金(批准号: 11104180, 11175120)、上海市自然科学基金(批准号: 11ZR1417100)和霍英东青年教师基金(批准号:131010)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: fhe@sjtu.edu.cn

上升沿几乎被完全电离,因而不能产生高次谐波. Klaiber等^[32]曾提出可以利用高电荷态离子作为靶产生的高次谐波得到仄秒激光脉冲. Chelkowski等^[33]曾经提过 μ 介子原子具有很小的原子半径,可以与这么强的激光场相互作用产生高次谐波,所以利用 μ 介子原子与强激光场作用成为了产生仄秒脉冲的一个重要途径. 最近Keitel等^[34]利用强激光场与 μ 介子氢原子和 μ 介子氘原子相互作用,研究了不同原子核对高次谐波信号产生的影响. Gong等^[35]通过用啁啾激光脉冲与 μ 介子氢原子作用,产生了单个仄秒脉冲.

在本文中,我们利用两束X射线激光脉冲与 μ 介子氢原子相互作用产生高次谐波. 其中主光场(较强X激光脉冲)波长为9.1 nm,通过改变辅助光(较弱X激光脉冲)的频率,我们发现平台区的宽度也随之改变,在产生的高次谐波出现了两个截止位置. 通过求解粒子的牛顿运动方程(忽略库仑势)和对谐波信号进行时频分析^[36,37],解释了两个截止位置产生的原因. 数值模拟研究结果还表明谐波的平台宽度和两束激光场的时间延迟紧密联系. 通过合成超宽谐波谱,理论上产生了脉宽为130 zs的单个仄秒脉冲.

2 理论模型

强激光场中 μ 介子氢原子的动力学过程可以利用强场近似理论(SFA)^[38]描述. 我们利用Lewenstein模型^[39]计算高次谐波信号. 激光场作用下,原子的偶极距为(本文中用原子单位 $e = \hbar = m_e = 1$)

$$\begin{aligned} \mathbf{x}(t) = & i \int_0^\infty d\tau \left(\frac{\pi}{\varepsilon + i\tau/2} \right)^{3/2} d^*(\mathbf{P}_s(t, \tau) \\ & + \mathbf{A}(t) a^*(t) \times \exp(-iS(\mathbf{P}_s, t, \tau)) \\ & \times \mathbf{E}(t - \tau) \cdot d(\mathbf{P}_s(t, \tau) \\ & + \mathbf{A}(t - \tau)) a(t - \tau) + \text{c.c.}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 \mathbf{A} 为电场的矢势, ε 为正的小量, $a(t)$ 为 t 时刻 μ 介子处于基态的概率. 通过ADK^[40]公式计算,在本文的激光条件下 μp 原子的电离率不到百分之一,故设 $a(t) = 1$. \mathbf{P}_s 为正则动量, S 为Gordon-Volkov相位,分别表示为

$$\mathbf{P}_s(t, \tau) = - \int_{t-\tau}^t dt' \mathbf{A}(t') / \tau, \quad (2)$$

$$S(\mathbf{P}_s, t, \tau) = \frac{1}{2m_r} \int_{t-\tau}^t dt' (\mathbf{P}_s(t, \tau) + \mathbf{A}(t'))^2, \quad (3)$$

其中 I_p 为 μp 原子的电离能, $m_r = m_\mu m_p / (m_\mu + m_p)$ 为 μ 介子的约化质量. 从原子基态到自由态的跃迁矩阵元 $\mathbf{d}(\mathbf{p})$ 可表示为

$$\mathbf{d}(\mathbf{p}) = i \frac{2^{7/2}}{\pi} \alpha^{5/4} \frac{\mathbf{p}}{(\mathbf{p}^2 + \alpha)^3}, \quad (4)$$

式中 $\alpha = 2I_p$.

高次谐波谱的强度可表示为

$$P(\omega) = |a(\omega)|^2, \quad (5)$$

其中,

$$a(\omega) = \frac{1}{T} \int_0^T \dot{\mathbf{x}}(t) \exp(-i\omega t) dt, \quad (6)$$

T 为脉冲宽度, ω 为谐波频率. 对高次谐波进行叠加,可以合成超短激光脉冲

$$I(t) = \left| \sum_q a_q \exp(iq\omega_0 t) \right|^2, \quad (7)$$

其中, $a_q = \frac{1}{T} \int_0^T \dot{\mathbf{x}}(t) \exp(-iq\omega_0 t) dt$, ω_0 为基频的频率.

3 结果与讨论

为了得到仄秒脉冲,我们用两束X射线与 μp 原子相互作用,激光场的电场为

$$\begin{aligned} E(t) = & F[f_0(t) \cos(\omega_0 t) \\ & + r_e^{1/2} f_1(t) \cos(\omega_1(t + \Delta t))], \end{aligned} \quad (8)$$

其中, F 和 ω_0 为主光场的振幅和频率, ω_1 为辅助光的频率, r_e 和 Δt 为两束光之间的光强比以及时间延迟, $f_0(t)$ 和 $f_1(t)$ 为激光场的包络,分别表示为

$$f_0(t) = \exp[-2 \ln(2)(t/\tau_0)^2], \quad (9)$$

$$f_1(t) = \exp[-2 \ln(2)((t + \Delta t)/\tau_1)^2], \quad (10)$$

上式中的 $\tau_0 = 2T_0$, $\tau_1 = 4T_0$ 分别为两束激光场的脉宽, $T_0 = 2\pi/\omega_0$ 为主光场的周期.

本文中,我们固定主光场的波长为9.1 nm,强度为 2×10^{23} W/cm², $r_e = 0.05$. 通过改变辅助光的频率 ω_1 ^[41]和两束光之间的时间延迟^[42],我们可以控制产生的高次谐波的信号. 这里,我们忽略了相对论效应. 因为 μ 介子的约化质量约是电子的186倍,通过定标率^[43] $I_{\mu p} = \left(\frac{m_r}{m_e}\right)^4 I_H$ 对应到普通的氢原子,我们的激光强度相当于 10^{14} W/cm²量级.

我们分别采用三种激光场与 μp 原子相互作用产生高次谐波. 图1描述了三种激光条件下产生的

高次谐波的信号, 其中 $\Delta t = 0$. 图 1 中蓝色点线代表 μp 原子与激光场频率 $\omega_0=5$ 的单色激光场相互作用产生的高次谐波的信号, 它出现一个平台区, 截止位置对应的高次谐波阶数为 215 阶, 相应的能量为 29.3 keV. 通过三步模型^[13] 预测的高次谐波的最大能量 $E_{\text{max}} = I_p + 3.17U_p = 29.0 \text{ keV}$, 其中 $U_p = F^2/(4m_r\omega_0^2)$ 为 μ 介子在激光场中的有质动能, 计算得出的截止位置和理论预测结果一致. 图 1 中绿色点横线代表 μp 原子与频率分别为 $\omega_0=5$ 与 $\omega_1=10$ 的双色场相互作用产生的高次谐波的信号, 此谐波频谱出现了两个截止位置. 我们进一步改变辅助光的频率, 在其他频率条件下高次谐波信号也出现了双截止位置, 其中当 $\omega_1 = 2.5$ 时, 两截止位置间的平台宽度最大, 如图 1 红色实线所示.

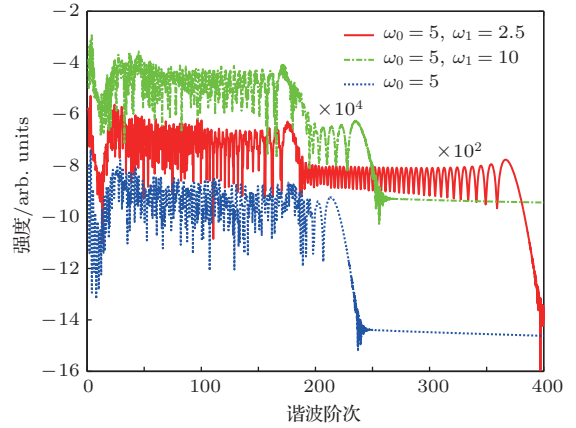


图 1 (网刊彩色) 不同激光条件下的高次谐波谱 (红色实线代表利用频率 $\omega_0 = 5$ 及 $\omega_1 = 2.5$ 的双色场产生的高次谐波, 绿色点横线是利用频率 $\omega_0 = 5$ 及 $\omega_1 = 10$ 的双色场中产生的高次谐波, 蓝色点线是利用单色激光场频率 $\omega_0 = 5$ 中产生的高次谐波)

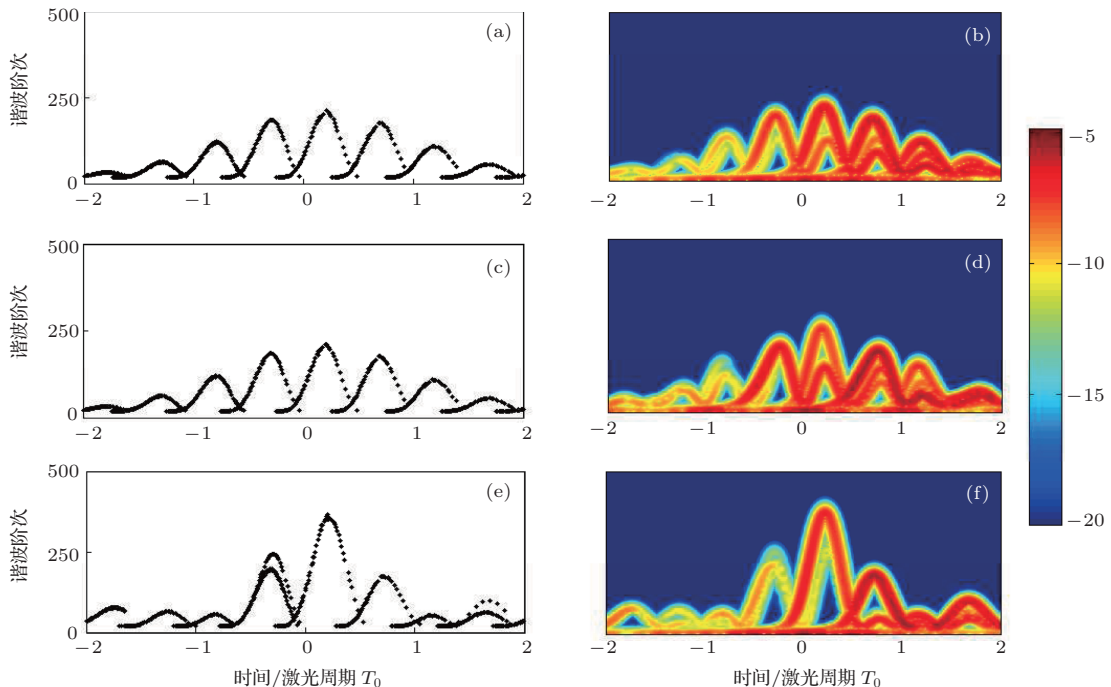


图 2 (网刊彩色) 不同激光条件下, 在不同时刻返回原子核的 μ 介子辐射的高次谐波. 左边一列结果通过求解牛顿方程得到 (忽略库仑势), 右边一列结果由窗口傅里叶变换方法得到, 其中 (a), (b) 图使用了 $\omega_0 = 5$ 的单色激光场, (c), (d) 图使用了 $\omega_0 = 5$ 与 $\omega_1 = 10$ 的双色激光场, (e), (f) 图使用了 $\omega_0 = 5$ 与 $\omega_1 = 2.5$ 的双色激光场

对于图 1 中双色场作用下产生的高次谐波信号出现的双截止位置, 我们用两种方法进行解释. 第一种是经典的方法, 通过求解牛顿方程 $\mathbf{a}(t) = -\mathbf{E}(t)/m_r$, 得到 μ 介子运动轨迹 $\mathbf{r}(t)$, 从而得到不同碰撞时刻释放的能量, 如图 2(a), (c), (e) 所示. 另一种方法是通过对偶极加速度 $\mathbf{a}(t)$ 进行窗口傅里叶变换 (WFT)^[22], 得到时频信号

$$S(t, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} a(t')g(t' - t)e^{-i\omega t'} dt', \quad (11)$$

从而得到不同时刻的频谱信号, 其中 $g(t) =$

e^{-t^2/w_d^2} 为窗口函数, $w_d = 0.05$ 为窗口宽度, 如图 2(b), (d), (f) 所示. 由图 2(a), (b) 可以看到, 单色激光场作用下 μ 介子辐射高次谐波的最大阶数和图 1 中蓝色点线对应的高次谐波信号的截止位置是一致的, 而且由于不同峰值的差距较小, 所以只形成了一个平台, 从而可以解释图 1 蓝色点线对应的高次谐波信号只出现了一个截止位置. 在图 2(c), (d) 中, μp 原子处于频率 $\omega_0 = 5$ 及 $\omega_1 = 10$ 的双色场下, 我们通过这两种方法得到的最大峰值及次峰值和图 1 绿色点横线对应的高次谐波信号

的两个截止位置是相近的. 因为最大峰值比次峰值高出一段, 这一段对应的高能部分信号相对比较弱, 对应于第二个平台区域. 在图 2(e), (f) 中, 粒子处于频率 $\omega_0 = 5$ 及 $\omega_1 = 2.5$ 的双色场下, 从中得到的截止位置和图 1 中的红色实线对应的高次谐波信号的两个截止位置是一致的, 最大峰值和次峰值之间差距增大从而导致第二个平台的宽度增加.

为了得到仄秒脉冲, 我们需要尽量宽的谐波平台区. 在图 3 中我们使用频率分别为 $\omega_0 = 5$ 及 $\omega_1 = 2.5$ 的双色场, 通过扫描两束激光场之间的时间延迟 Δt , 得到了高次谐波信号的变化情况. 当 $\Delta t = -T_1/2 - T_1/2$ 时, 每个 Δt 都对应着两个比较明显的截止位置, 其中 $T_1 = 2\pi/\omega_1$ 为辅助光的周期. 因此高次谐波信号的截止位置及平台宽度可以通过改变 Δt 来调制.

我们合成 $\Delta t = 0$ 时双 X 激光脉冲产生的高次谐波. 在没有进行相位补偿的情况下, 通过对平台区域的信号 (170—350 阶) 做叠加 (见 (7) 式) 得到了图 4(a). 图 4(a) 中的两个峰来自于长轨道和短轨道

的贡献, 其中的干涉效应是同时存在两次再散射导致的^[31] (如图 2(f) 所示). 通过对截止位置的信号 (350—370 阶) 做傅里叶变换, 得到图 4(b), 出现了单个阿秒脉冲, 脉宽约为 1.9 as. 如进行适当的相位补偿, 利用超宽连续谱 (170—370 阶) 在傅里叶变换极限下可以得到脉宽为 130 zs 的单个仄秒脉冲, 见图 4(c).

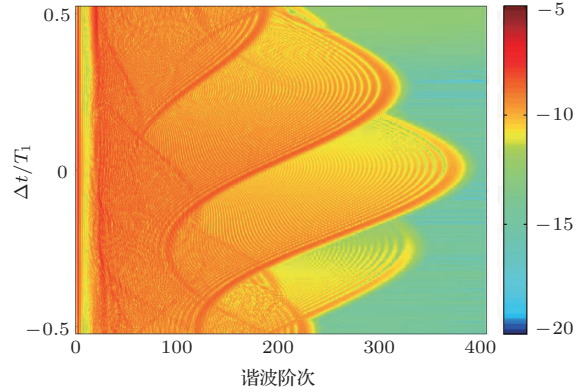


图 3 (网刊彩色) 高次谐波信号与两束激光场时间延迟的关系 (其中, 使用的双色激光场频率分别为 $\omega_0 = 5$ 及 $\omega_1 = 2.5$, $T_1 = 2\pi/\omega_1$ 为辅助光的周期)

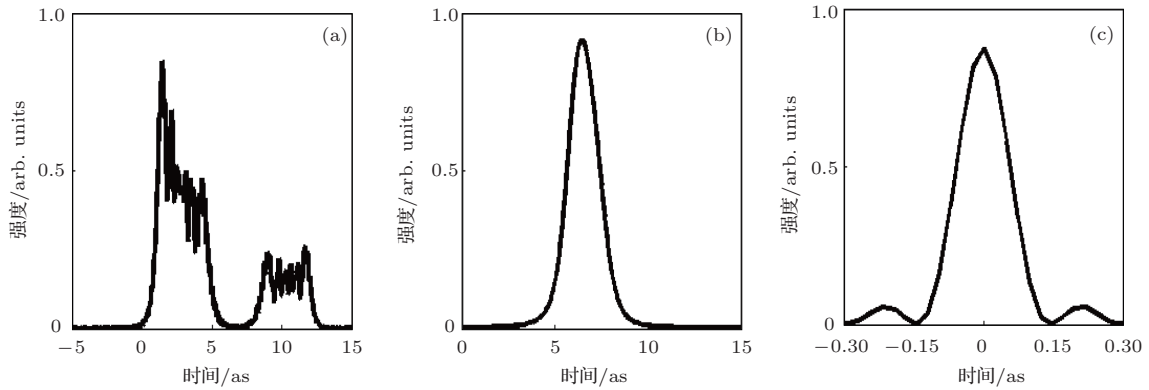


图 4 $\Delta t = 0$ 时的高次谐波频谱的合成. 通过合成频谱范围在 (a) 170—350 阶以及 (b) 350—370 阶得到的超短脉冲, (c) 合成频率范围在 170—370 阶且假设所有频谱成分具有相同的相位信息得到的单个仄秒脉冲

4 结 论

本文利用双色激光场与 μ 介子氢原子相互作用产生高次谐波. 在高次谐波频谱中出现了两个截止位置, 我们分别采用求解牛顿方程和时频分析的方法解释了这一现象产生的原因. 通过扫描两束激光脉冲的时间延迟, 发现高次谐波的平台宽度与之紧密相关. 当 $\Delta t = 0$ 时, 通过合成高次谐波谱, 得到了脉宽为 130 zs 的单个仄秒脉冲. 同时我们要知道, 要在实验上利用本文提出的方案实现单个仄秒脉冲的输出目前存在很多困难, 这主要来自于两个

方面: 超短超强 X 射线的制备和 μ 原子的获得. 但随着激光技术的发展, 本理论方案有望在将来的实验中被采纳应用.

参考文献

- [1] Mokhtari A, Cong P, Herek J L, Zewail A H 1990 *Nature* **348** 225
- [2] Assion A, Baumert T, Bergt M, Brixner T, Kiefer B, Seyfried V, Strehle M, Gerber G 1998 *Science* **282** 919
- [3] Meshulach D, Silberberg Y 1998 *Nature* **396** 239
- [4] Ergler T, Feuerstein B, Rudenko A, Zrost K, Schrotter C D, Moshhammer R, Ullrich J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 103004

- [5] Brinks D, Stefani F D, Kulzer F, Hildner R, Taminiau T H, Avlasevich Y, Müllen K, Hulst N F 2010 *Nature* **465** 905
- [6] Celebrano M, Kukura P, Renn A, Sandoghdar V 2011 *Nat Photonics* **5** 95
- [7] Drescher M, Hentschel M, Kienberger R, Uiberacker M, Yakovlev V, Scrinzi A, Westerwalbesloh T, Kleineberg U, Heinzmann U, Krausz F 2002 *Nature* **419** 803
- [8] Uiberacker M, Uphues T, Schultze M, Verhoef A J, Yakovlev V, Kling M F, Rauschenberger J, Kabachnik N M, Schröder H, Lezius M, Kompa K L, Müller H G, Vrakking M J J, Hendel S, Kleineberg U, Heinzmann U, Drescher M, Krausz F 2007 *Nature* **446** 627
- [9] He F, Ruiz C, Becker A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 083002
- [10] Kling M F, Siedschlag C, Verhoef A J, Khan J I, Schultze M, Uphues T, Ni Y, Uiberacker M, Drescher M, Krausz F, Vrakking M J J 2006 *Science* **312** 246
- [11] Sansone G, Kelkensberg F, Pérez-Torres J F, Morales F, Kling M F, Siu W, Ghafur O, Johnsson P, Swoboda M, Benedetti E, Ferrari F, Lépine F, Sanz-Vicario J L, Zherebtsov S, Znakovskaya I, L'Huillier A, Ivanov M Yu, Nisoli M, Martín F, Vrakking M J J 2010 *Nature* **465** 763
- [12] Wang H, Chini M, Chen S, Zhang C H, He F, Cheng Y, Wu Y, Thumm U, Chang Z H 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 143002
- [13] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [14] Paul P M, Toma E S, Breger P, Mullot G, Auge F, Balcou P, Müller H G, Agostini P 2001 *Science* **292** 1689
- [15] Mairesse Y, de B A, Frasinski L J, Merdji H, Dinu L C, Monchicourt P, Breger P, Kovacev M, Auguste T, Carre B, Müller H G, Agostini P, Salieres P 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 163901
- [16] Baltuška A, Udem Th, Uiberacker M, Hentschel M, Goulielmakis E, Gohle C, Holzwarth R, Yakovlev V S, Scrinzi A, Hänsch T W, Krausz F 2003 *Nature* **421** 611
- [17] Zeng Z N, Cheng Y, Song X, Li R X, Xu Z Z 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 203901
- [18] Huang F, Li P C, Z X X 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 233203 (in Chinese) [黄峰, 李鹏程, 周效信 2012 物理学报 **61** 233203]
- [19] Ye X L, Zhao S F, Li P C, Zhou X X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1579 (in Chinese) [叶小亮, 赵松峰, 李鹏程, 周效信 2009 物理学报 **58** 1579]
- [20] Sansone G, Benedetti E, Calegari F, Vozzi C, Avaldi L, Flammini R, Poletto L, Villoresi P, Altucci C, Velotta R, Stagira S, Silvestri S D, Nisoli M 2006 *Science* **314** 443
- [21] Mashiko H, Gilbertson S, Li C Q, D. Khan S, M. Shakya M, Moon E, Chang Z H 2008 *Phys. Rev. Lett* **100** 103906
- [22] Lan P F, Lu P X, Cao W, Li Y H, Wang X L 2007 *Phys. Rev. A* **76** 051801
- [23] Pfeifer T, Jullien A, Abel M J, Nagel P M, Gallmann L, Neumark D M, Leone S R 2007 *Opt Express* **15** 17120
- [24] Li W, Wang G L, Zhou X X 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 123201 (in Chinese) [李伟, 王国利, 周效信 2011 物理学报 **60** 123201]
- [25] Carrera J J, Chu S 2007 *Phys. Rev. A* **75** 033807
- [26] Zhao K, Zhang Q, Chini M, Wu Y, Wang X W, Chang Z H 2007 *Opt. Lett.* **37** 3891
- [27] Sokolov A, Zhi M 2004 *J. Mod. Opt.* **51** 2607
- [28] Weidenmüller H 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 122502
- [29] Lan P, Lu P, Cao W, Wang X 2005 *Phys. Rev. E* **72** 066501
- [30] Ipp A, Keitel C H, Evers J 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 152301
- [31] Hernandez-Garcia C, Perez-Hernandez J, Popmintchev T, Murnane M, Kapteyn H, Jaron-Becker A, Becker A, Plaja L 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 033002
- [32] Klaiber M, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2007 arXiv:0707.2900 [physics. atom-ph]
- [33] Chelkowski S, Bandrauk A D, Corkum P B 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 083602
- [34] Shahbaz A, Müller C, Staudt A, Burvenich T J, Keitel C H 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 263901
- [35] Xiang Y, Niu Y P, Qi Y H, Li R X, Gong S Q 2010 *J. Mod. Opt.* **57** 385
- [36] Pfeifer T, Gallmann L, Abel M J, Nagel P M, Neumark D M, Leone S R 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 163901
- [37] He F, Ruiz C, Becker A 2007 *Opt. Lett.* **32** 3224
- [38] Becker W, Lohr A, Kleber M, Lewenstein M 1997 *Phys. Rev. A* **56** 645
- [39] Lewenstein M, Balcou P, Ivanov M Y, L'Huillier A, Corkum P B 1994 *Phys. Rev. A* **49** 2117
- [40] Ammosov M V, Delone N B, Kraino V P 1986 *Sov. Phys. JETP* **64** 1191
- [41] Kim B, Ahn J, Yu Y L, Cheng Y, Xu Z Z, Kim D E 2008 *Opt. Lett.* **16** 10331
- [42] Shao T J, Zhao G J, Wen B, Yang H 2010 *Phys. Rev. A* **82** 063838
- [43] Madsen L B, Lambropoulos P 1999 *Phys. Rev. A* **59** 4574

Single zeptosecond pulse generation from muonic atoms under two-color XUV fields*

Li Zhi-Chao Cui Sen He Feng[†]

(Key Laboratory for Laser Plasma (Ministry of Education), Department of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

(Received 24 October 2013; revised manuscript received 20 December 2013)

Abstract

We use the Lewenstein model to study the high harmonic generated for a μp atom exposed to two-color XUV pulses. Calculated results show a super continuum plateau in high harmonic spectrum which is formed when the time delay is 0 and XUV frequencies are 5 and 2.5. By synthesizing the continuous high harmonic spectra, a pulse as short as 130 zeptosecond is obtained. Such a single zeptosecond pulse may work as an ultrafast camera to capture ultrafast processes occurring inside nuclei.

Keywords: zeptosecond pulse, high order harmonics, μp atom

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

DOI: [10.7498/aps.63.073201](https://doi.org/10.7498/aps.63.073201)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11104180, 11175120), the Natural Science Foundation of Shanghai, China (Grant No. 11ZR1417100), and the Fok Ying-Tong Education Foundation for Young Teachers in the Higher Education Institutions of China (Grant No.131010).

[†] Corresponding author. E-mail: fhe@sjtu.edu.cn