

双色场驱动下高次谐波的径向量子轨道干涉*

李小刚 李芳[†] 何志聪

(武汉工程大学理学院, 武汉 430073)

(2012年10月29日收到; 2012年11月16日收到修改稿)

研究了双色场驱动下的高次谐波量子轨道的相位匹配特性. 通过调整激光束腰优化双色场空间分布, 可以有效地增加长轨道的径向相位匹配区域, 使得长轨道和短轨道在近轴处和离轴处都同时相位匹配. 通过选取合适的近场空间过滤片, 可以获得清晰的径向干涉条纹. 这些结果在分辨不同的干涉现象以及更高精度的观察高阶轨道方面有很大的潜在应用价值.

关键词: 高次谐波, 量子轨道, 干涉

PACS: 72.20.Ht, 73.50.Fq, 42.65.Ky

DOI: 10.7498/aps.62.087201

1 引言

在过去的几十年里, 激光技术的进步极大地推动了强场物理的发展. 一些强场过程, 比如高次谐波^[1-16]、阈上电离^[17-21]、双电离^[22-27]以及库仑爆炸^[28]等已经被广泛研究. 其中, 高次谐波因为其在产生极紫外光源和阿秒脉冲方面的潜在应用而受到广泛的关注. 高次谐波的物理过程可以用三步模型来解释^[29,30], 即电子的电离、加速以及回复, 这三个过程决定了谐波谱的时频特性. 在产生高次谐波的过程中, 主要有两种量子轨道对谐波有贡献, 这两种量子轨道被称为长轨道和短轨道. 单阿秒产生有很多种方式^[31,32], 其中可以通过控制高次谐波的产生过程来选择某一种量子轨道, 从而来获得单阿秒脉冲. 一种被称为偏振态门的方法可以通过控制高次谐波产生的第三个过程即回复来有效增加单阿秒脉冲带宽^[33,34]; 另一种利用双色场也可以有效控制高次谐波产生过程中的电离和加速等, 从而获得宽带单阿秒脉冲^[35-42]. 控制电离和加速的双色场方案分别被称为电离门和加速门. Lan等^[42]利用电离门在平台区产生了高效的超连续谱, 而且长短轨道的强度同时被增强, 通过调节气体与激光束腰的相对位置, 从而选择某一种轨道,

获得单阿秒脉冲.

目前, 人们关注的焦点大部分集中在如何通过选择某一个量子轨道从而能够有效地产生单阿秒脉冲, 很少有人关注两种轨道共存的情况. 实际上长短轨道共存导致的干涉现象对于实验中表征完整的原子偶极距以及在阿秒尺度控制量子轨道等方面具有极大的潜力^[43-46], 因此对于长短轨道共存的研究显得十分重要. 在宏观响应中, 由于长短轨道的相位匹配条件差异很大, 从而导致很难在实验中让长短轨道的相位匹配条件同时得到满足; 另一方面, 由于激光光束空间和时间平均效应抹掉了干涉信号, 因此在实验中很难观察到长短轨道共存导致的干涉条纹. 最近, 瑞士科学家^[43]在实验中将气室放在束腰之前, 这样导致短轨道在近轴处相位匹配, 长轨道在远离轴处相位匹配, 最终在离轴处的某个空间处达到长短轨道有类似的相位匹配度. 利用空间过滤片过滤出长短轨道同时相位匹配的区域, 从而在离轴处首次观察到了长短轨道的干涉条纹. 在他们的工作中采用高斯光束, 通过改变激光的光强, 在实验中观察到的离轴处的谐波强度随着激光强度呈周期性的变化. 该课题组随后进一步证明了这种干涉条纹是由于长短轨道的干涉引起的. 由于这种干涉条纹是在离轴处产生的, 信号强度比较弱, 这对实验观察是不利的. Wang等^[45]采

* 国家自然科学基金(批准号: 11204222)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: lifang.wit@hotmail.com

用了双色场使得长短轨道在近轴处同时相位匹配, 通过改变激光光强也获得很强的干涉条纹.

通常情况下, 通过调节激光脉冲的强度, 从而获得长短轨道的干涉条纹; 实际上的激光空间分布形式是高斯包络, 激光光强随着径向方向变化, 这意味着高次谐波的强度在径向方向也呈周期性变化. 要获得这种干涉条纹, 长短轨道必须在径向方向同时相位匹配, 而且这个径向相位匹配区域必须大于长短轨道干涉的周期, 这些在实验和理论方案中很难实现, 所以径向方向的量子轨道干涉很少有人研究. 本文提出了通过采用双色场电离门方案, 可以有效地调制长轨道的径向相位匹配区域, 使得长短轨道在近轴处和离轴处都能同时相位匹配. 该方案有效地解决了径向方向长短轨道同时相位匹配的难题. 通过选取合适的近场空间过滤片, 在远场可以获得清晰的径向空间干涉条纹.

2 计算模型

原子在激光场中运动的偶极子利用 Lowenstein 的三步模型计算^[47]:

$$d_{nl}(t) = i \int_{-\infty}^t \left[\frac{\pi}{\varepsilon + i(t-t')/2} \right]^{3/2} g^*(t) \times d^* [P_{st}(t', t) - A(t)] d[p(t', t) - A(t')] \times \exp[-iS_{st}(t', t)] E(t') g(t') + c.c. \quad (1)$$

其中 $E(t)$ 是激光电场, $A(t)$ 是矢势, P_{st} 和 S_{st} 是正则动量和经典作用量, 其表达式如下:

$$P_{st}(t, t') = \frac{1}{t-t'} \int_{t'}^t A(t'') dt'', \quad (2)$$

$$S_{st}(t', t) = (t-t')I_p - \frac{1}{2} P_{st}^2(t', t) + \frac{1}{2} \int_{t'}^t A^2(t'') dt'', \quad (3)$$

其中 I_p 是氦原子的电离势能, $d(p)$ 为从基态跃迁到连续态的偶极距, 对于氢原子来说, 其跃迁偶极距可以写成

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

在 (1) 式中 $g(t)$ 代表基态振幅:

$$g(t) = \exp \left[- \int_{-\infty}^t \omega(t') dt' \right], \quad (5)$$

$\omega(t)$ 为电离速率, 可以用 ADK 模型来计算隧道电离率^[48]:

$$\omega(t) = w_e |C_{n^*}|^2 \left(\frac{4w_e}{\omega_t} \right)^{2n^*-1} \exp \left(- \frac{4w_e}{3\omega_t} \right), \quad (6)$$

$$w_e = \frac{I_p}{\hbar}, \quad \omega_t = \frac{e|E_1(t)|}{\sqrt{2m_e I_p}}, \quad n^* = Z \left(\frac{I_{ph}}{I_p} \right)^{1/2},$$

$$|C_{n^*}|^2 = \frac{2^{2n^*}}{n^* \Gamma(n^* + 1) \Gamma(n^*)}, \quad (7)$$

其中 Z 为原子的净电荷数, e 和 m_e 分别为电子电荷和电子质量.

为了模拟气体的宏观响应, 分别数值求解激光场和高次谐波场的传播方程^[49,50]:

$$\nabla^2 E_1(r, z, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_1(r, z, t)}{\partial t^2} = \frac{\omega_p(r, z, t)^2}{c^2} E_1(r, z, t), \quad (8)$$

$$\nabla^2 E_h(r, z, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_h(r, z, t)}{\partial t^2} = \frac{\omega_p(r, z, t)^2}{c^2} E_h(r, z, t) + \mu_0 \frac{\partial^2 p_{nl}(r, z, t)}{\partial t^2}. \quad (9)$$

在上面的公式中, E_1 和 E_h 分别为激光场和高次谐波场, ω_p 为等离子频率, 其表达式为

$$\omega_p = e \sqrt{\frac{n_e(r, z, t)}{m \epsilon_0}}. \quad (10)$$

气体的非线性极化率为 $P_{nl} = n_0 d_{nl}$. 其中 n_0 和 n_e 分别为中心原子密度和电子密度. 电子密度的表达式为

$$n_e(t) = n_0 \left[1 - \exp \left(- \int_{-\infty}^t \omega(t') dt' \right) \right]. \quad (11)$$

3 结果及分析

在该项工作中, 采用了一束 30 fs 波长为 800 nm 的线偏振激光脉冲和一束相同脉冲但波长为 400 nm 的控制脉冲组成的双色场. 基频场的光强为 $2.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 控制脉冲的光强为基频场的 4%. 该双色场的表达式为

$$E(t) = E_0 f(t) \cos(\omega_0 t) + E_1 f(t) \cos(2\omega_0 t + \phi_0), \quad (12)$$

其中 E_0 和 E_1 分别为基频场和控制场的电场振幅, $f(t)$ 和 ω_0 分别为包络和中心角频率. 对于该项工作, 所采用的电场时间包络均为标准的高斯包络, 其相对相位为 0.

在研究单色场驱动原子的单体响应中, 长短轨道对谐波谱的贡献基本上一样, 即长短轨道是共存的. 早期的理论发现, 谐波谱强度随着激光脉冲光强的变化呈现周期性的变化, 这种周期性的变化是长短轨道干涉引起的. 通过采用双色场电离门方案, 可以有效地同时增强长短轨道的强度, 从而可以得

到较强的谐波谱,如图 1(a) 所示. 从时频分析图(如图 1(b) 所示) 可以看出长短轨道的强度几乎相同, 说明了单体响应中在双色场电离门方案中长短轨道是共存的. 通过改变双色场激光脉冲的光强, 发现谐波谱的强度呈周期性变化(如图 1(c) 所示). 这种干涉条纹周期大约为 $0.3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$.

上述是从单体角度来研究的, 在真实的实验中, 必须考虑到宏观传播效应. 在本文中, 采用三维的传播模型, 模拟激光束与 0.5 mm 的氩气相互作用, 气体的密度为 $1.37 \times 10^{18} / \text{cm}^3$, 基频场的光强为 $2.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$. 气室的位置在基频场的束腰之后 2 mm 处, 我们先研究将激光紧聚焦到气

室中的情况下, 其束腰大小为 $35 \mu\text{m}$. 图 2(a) 是在假设径向方向长短轨道都共存情况下估算的不同激光脉冲光强下干涉极值的位置, 当激光脉冲为 $2.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时, 其干涉极强点出现在大约为 $13, 20$ 以及 $28 \mu\text{m}$ 处. 图 2(b) 为双色场驱动下长短轨道近场的干涉图. 从图中可以看出, 每次谐波随着径向方向也有不明显的周期性变化, 大概有两个周期. 对比图 2(a) 和 (b) 可以发现在径向方向应该出现的干涉条纹缺失了. 缺失的原因与长短轨道在径向方向的相位匹配条件有关系, 下面将仔细分析.

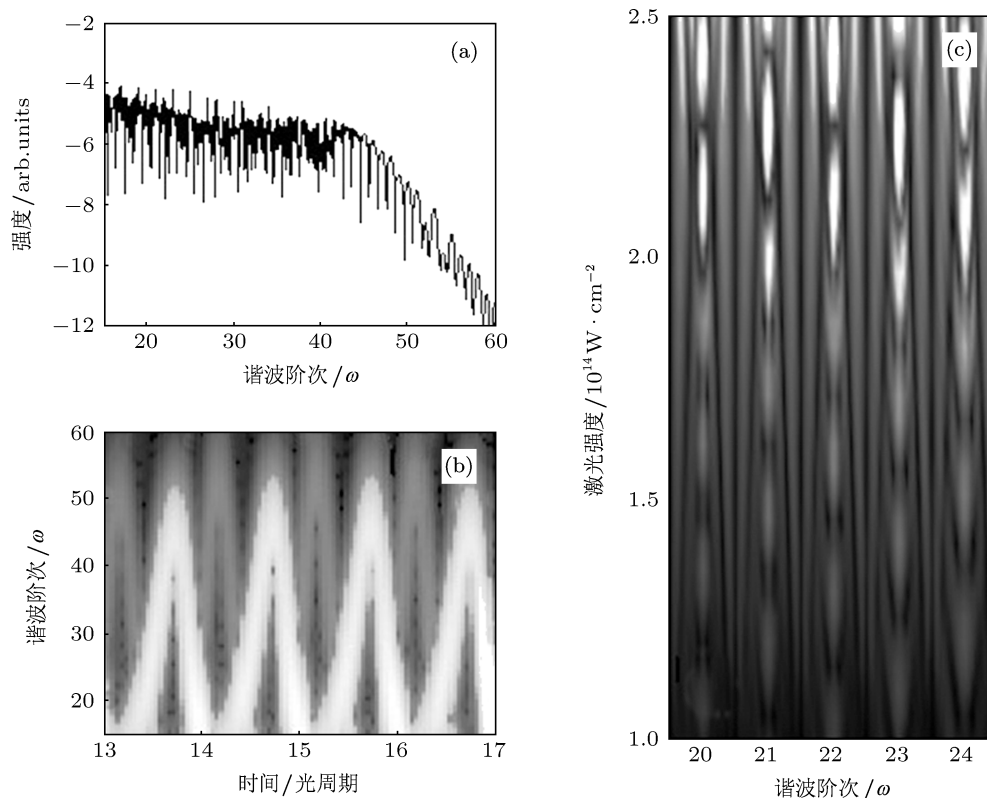


图 1 (a) 单原子响应中的高次谐波谱; (b) 相应的时频分析图; (c) 单体响应中谐波谱的强度随激光光强的变化

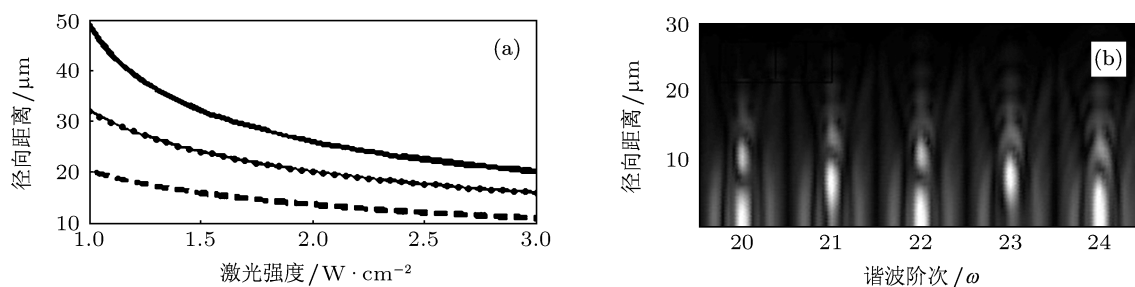


图 2 (a) 在双色场束腰为 $35 \mu\text{m}$ 时, 估算 22 次谐波在径向方向的干涉极强的位置; (b) 长短轨道在近场处的干涉条纹

为了进一步研究在双色场束腰为 $35\ \mu\text{m}$ 时在径向方向长短轨道相位匹配情况, 我们采用了相位匹配图的分析方法^[51]. 图 3(a) 给出了双色场束腰为 $90\ \mu\text{m}$ 时长轨道相位匹配图, 对比图 3(c), 可以看出长轨道的相位匹配区域变大了, 几乎从 -40 — $40\ \mu\text{m}$ 都可以较好地相位匹配. 另一方面, 短轨道的相位匹配特性几乎没有什么改变, 如图 3(b) 所示. 从图 3(a) 和 (b) 可以看出, 在双色场的激光束腰增大时, 长短轨道同时相位匹配的区域变大, 这为观察径向的长短轨道干涉提供了很好的条件. 图 3(c) 和 (d) 给出了在这种情况下长轨道和短轨道的相位匹配图, 图中越亮的区域表示相位匹配越好.

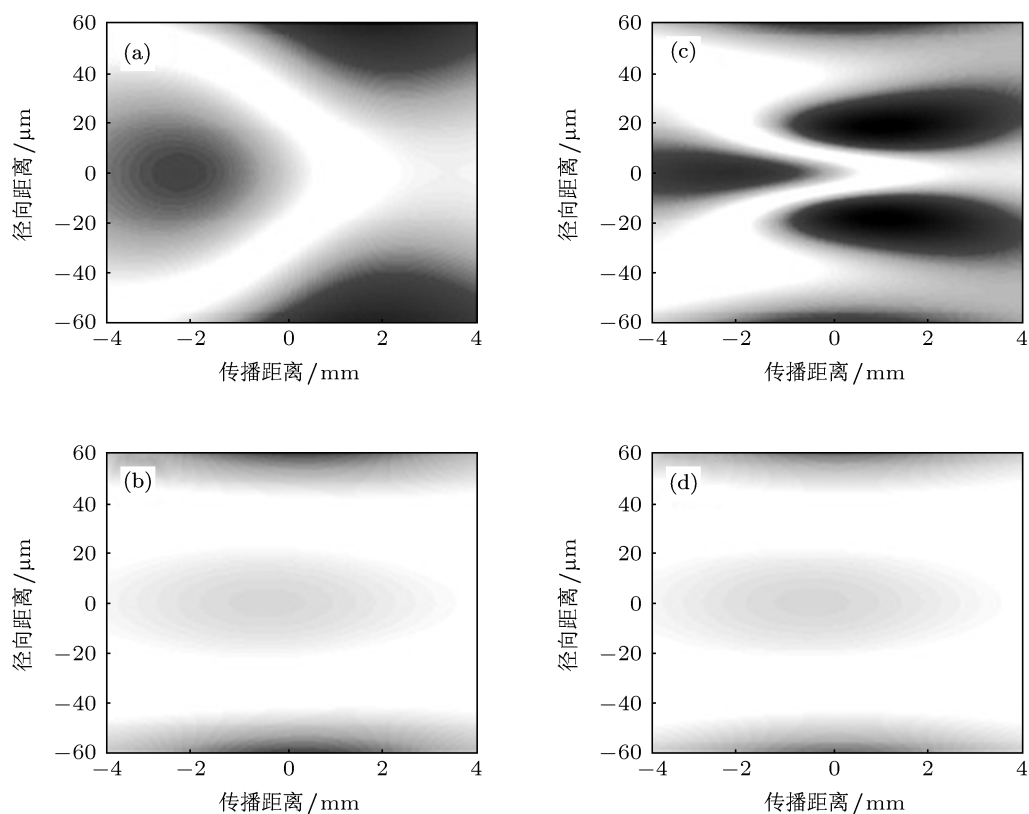


图 3 (a), (b) 双色场束腰为 $90\ \mu\text{m}$ 时, 长轨道和短轨道的相位匹配图; (c), (d) 双色场束腰为 $35\ \mu\text{m}$ 时长短轨道的相位匹配图

图 4(a) 为在假设径向方向长短轨道都共存的情况下估算的不同激光脉冲光强下 22 次谐波干涉极值的位置, 当激光脉冲为 $2.5 \times 10^{14}\ \text{W}/\text{cm}^2$ 时, 其干涉极强点出现在大约为 $20, 30$ 以及 $40\ \mu\text{m}$ 处. 这些位置基本上与量子模型计算出来的比较符合. 图 4(b) 为双色场束腰为 $90\ \mu\text{m}$ 时近场长短轨道干涉图. 从图中可以看出, 轨道干涉的条纹很清晰. 干涉条纹持续大概有六个周期, 在径向距离大于 $50\ \mu\text{m}$ 之后的区域干涉条纹基本上消失. 从图 3 的分析中

将研究对象集中在沿轴向 $2\ \text{mm}$ 附近, 从图 3(c) 可以看出, 只有近轴处很小的区域长轨道才能相位匹配, 这个区域大概为 -15 — $15\ \mu\text{m}$. 图 3(d) 表明短轨道在很大区域内能比较好地相位匹配. 从图 3(c) 和 (d) 可以看出, 长短轨道同时相位匹配的区域很小, 这也解释了图 2 中的径向的干涉条纹只有两个周期的原因. 为了在径向方向长短轨道同时相位匹配的区域更大, 我们将双色场的束腰增大, 其大小为 $90\ \mu\text{m}$. 与短轨道相比, 长轨道的相位匹配对原子相位更敏感, 当激光场束腰变化时, 可以有效地调制原子相位, 从而来影响长轨道的相位匹配特性.

可以看出, 在径向方向 $50\ \mu\text{m}$ 以内, 长短轨道都是相位匹配的; 另一方面, 从图 4(b) 的结果可以得出, 在径向方向大约为 $50\ \mu\text{m}$ 以内都可以观察到干涉条纹, 说明了在这个区域内长短轨道都是共存的, 而且对谐波的贡献基本上一样, 该结果与图 3 的分析很符合.

利用近场空间滤波片, 其大小为 $40\ \mu\text{m}$, 将径向从 -20 — $20\ \mu\text{m}$ 的谐波过滤出来, 然后通过汉克变化变化到远场, 便可以获得远场的干涉条纹. 图

5(b) 给出了有近场滤波片的情况下, 谐波的远场分布图. 从该图可以看出, 谐波随着发散角的增加呈现很明显的周期性变化, 这正是由于长短轨道在这个区域内是共存的, 所以传播到远场后, 并没有在径向方向把这种周期性的变化抹平. 为了对比, 我

们在没有滤波片的情况下, 将近场的谐波传播到远场, 如图 5(a) 所示, 谐波也呈现出周期性的变化, 但没有图 5(b) 明显, 这是由于长短轨道没有同时相位匹配的区域会抹平这一周期性变化.

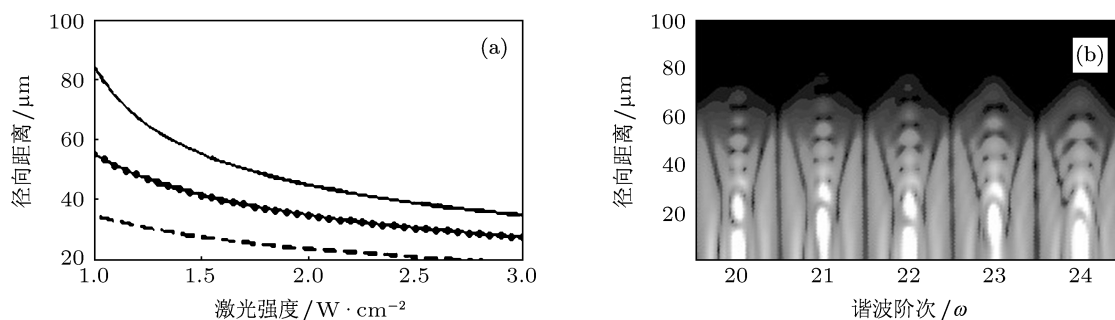


图 4 (a) 当双色场束腰为 $90 \mu\text{m}$ 时, 估算 22 次谐波在径向方向的干涉极强的位置; (b) 长短轨道在近场处的干涉条纹

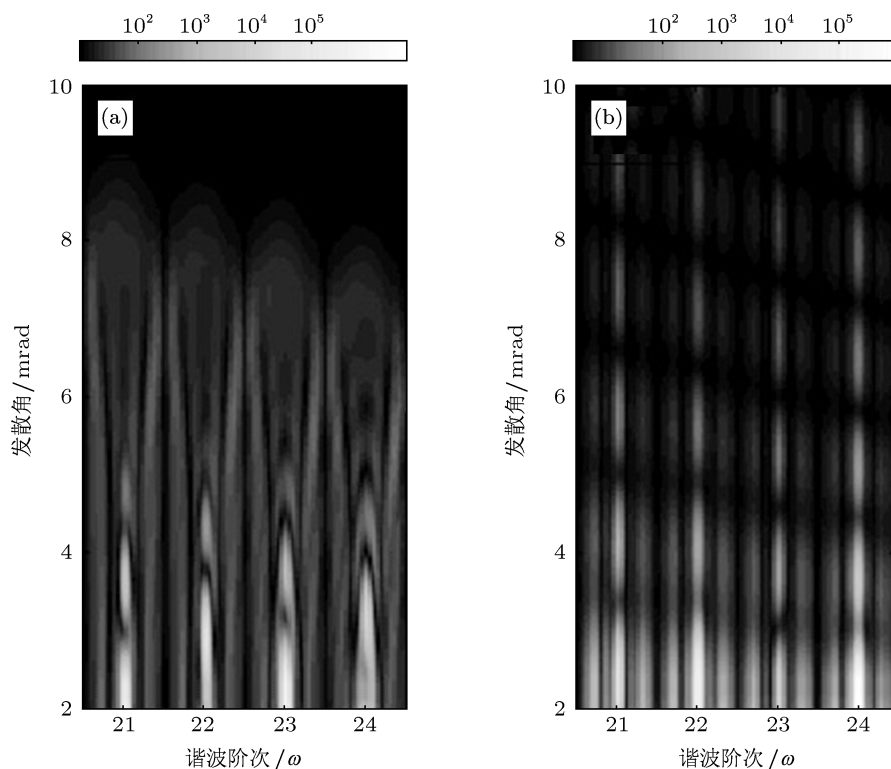


图 5 (a) 没有空间滤波的情况下, 远场谐波在径向方向分布图; (b) 有空间滤波的情况下, 远场谐波在径向方向分布图; 激光参数同图 4

4 结论

本文研究了双色场驱动下的高次谐波的量子轨道的相位匹配特性. 通过理论计算, 采用双色场电离门方案, 可以有效地调制长轨道的相位匹配区域, 使得长短轨道在近轴处和离轴处都能同时相位

匹配. 通过改变双色场的束腰大小, 可以使得长短轨道同时相位匹配的区域变大. 该方案有效地解决了径向方向长短轨道同时相位匹配的难题. 通过选取合适的近场空间过滤波片, 在远场可以获得清晰的径向空间干涉条纹.

- [1] Goulielmakis E, Schultze M, Hofstetter M, Yakovlev V S, Gagnon J, Uiberacker M, Aquila A L, Gullikson E M, Attwood D T, Kienberger R, Krausz F, Kleineberg U 2008 *Science* **320** 1614
- [2] Rundquist A, Durfee III C G, Chang Z, Herne C, Backus S, Murnane M M, Kapteyn H C 1998 *Science* **280** 1412
- [3] Tzallas P, Charalambidis D, Papadoglannis N A, Witte K, Tsakiris G D 2003 *Nature* **426** 267
- [4] Bartels R A, Paul A, Green H, Kapteyn H C, Murnane M M, Backus S, Christov I P, Liu Y, Attwood D, Jacobsen C 2002 *Science* **297** 376
- [5] Drescher M, Hentschel M, Kienberger R, Tempea G, Spielmann C, Reider G A, Corkum P B, Krausz F 2001 *Science* **291** 1923
- [6] Hentschel M, Kienberger R, Spielmann C, Reider G A, Milosevic N, Brabec T, Corkum P, Heinzmann U, Drescher M, Krausz F 2001 *Nature* **414** 509
- [7] Gaarde M B, Schafer K J 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 213901
- [8] Schafer K J, Gaarde M B, Heinrich A, Biegert J, Keller U 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 023003
- [9] Zeng Z, Cheng Y, Song X H, Li R X, Xu Z Z 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 203901
- [10] Lan P F, Lu P X, Cao W, Li Y H, Wang X L 2007 *Phys. Rev. A* **76** 011402(R)
- [11] Zhang Q B, Lu P X, Lan P F, Hong W Y, Yang Z Y 2008 *Opt. Express* **16** 9795
- [12] Cao W, Lu P X, Lan P F, Wang X L, Li Y H 2007 *Phys. Rev. A* **75** 063423
- [13] Pfeifer T, Gallmann L, Abel M J, Neumark D M, Leone S R 2006 *Opt. Lett.* **31** 975
- [14] Hong W Y, Lu P X, Li Q G, Zhang Q B 2009 *Opt. Lett.* **34** 2102
- [15] Kim C M, Kim I J, Nam C H 2005 *Phys. Rev. A* **72** 033817
- [16] Cao W, Lu P X, Lan P F, Wang X L, Yang G 2006 *Phys. Rev. A* **74** 063821
- [17] Agostini P, Fabre F, Mainfray G, Petite G, Rahman N K 1979 *Phys. Rev. Lett.* **42** 1127
- [18] Paulus G G, Becker W, Nicklich W, Walther H 1994 *J. Phys. B* **27** L703
- [19] Posthumus J H 2004 *Rep. Prog. Phys.* **67** 623
- [20] Liao Q, Lu P X, Lan P F, Cao W, Li Y H 2008 *Phys. Rev. A* **77** 013408
- [21] Cao W, Lu P X, Lan P F, Li Y H, Wang X L 2008 *J. Phys. B* **41** 085601
- [22] Weber T, Giessen H, Weckenbrock M, Urbasch G, Staudte A, Spielberger L, Jagutzki O, Mergel V, Vollmer M, Dörner R 2000 *Nature* **405** 658
- [23] Zhou Y M, Huang C, Liao Q, Lu P X 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 053004
- [24] Simonsen A S, Sørngård S A, Nepstad R, Førre M 2012 *Phys. Rev. A* **85** 063404
- [25] Liao Q, Lu P X, Zhang Q B, Yang Z Y, Wang X B 2008 *Opt. Express* **16** 17070
- [26] Zhou Y M, Liao Q, Zhang Q B, Hong W Y, Lu P X 2010 *Opt. Express* **18** 632
- [27] Liao Q, Zhou Y M, Huang C, Lu P X 2012 *New J. Phys.* **14** 013001
- [28] Sattler K, Mühlbach J, Echt O, Pfau P, Recknagel E 1981 *Phys. Rev. Lett.* **47** 160
- [29] Lan P F, Lu P X, Li F, Li Y H, Yang Z Y 2008 *Opt. Express* **16** 5868
- [30] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [31] Lan P F, Lu P X, Cao W, Wang X L 2007 *J. Phys. B* **40** 403
- [32] Lan P F, Lu P X, Cao W, Wang X L, Hong W Y 2007 *Opt. Lett.* **32** 1186
- [33] Hong W Y, Wei P F, Zhang Q B, Wang S Y, Lu P X 2010 *Opt. Express* **18** 11308
- [34] Chang Z H 2004 *Phys. Rev. A* **70** 043802
- [35] Lan P F, Lu P X, Cao W, Li Y H, Wang X L 2007 *Phys. Rev. A* **76** 051801
- [36] Cao W, Lu P X, Lan P F, Wang X L, Yang G 2007 *Opt. Express* **15** 530
- [37] Pfeifei T, Gallmann L, Abel M J, Nagel P M, Neumark D M, Leone D R 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 163901
- [38] Wang S Y, Hong W Y, Zhang Q B, Liu K L, Zhu X S, Lu P X 2011 *Opt. Express* **19** 9986
- [39] Dai J, Zeng Z N, Li R X, Xu Z Z 2010 *Chin. Phys. B* **19** 113203
- [40] Hong W Y, Lu P X, Lan P F, Zhang Q B, Wang X B 2009 *Opt. Express* **17** 5139
- [41] Wu J, Zhang G T, Xia C L, Liu X S 2010 *Phys. Rev. A* **82** 013411
- [42] Lan P F, Lu P X, Li Q G, Hong W Y, Zhang Q B 2009 *Phys. Rev. A* **79** 043413
- [43] Zaïr A, Holler M, Guandalini A, Schapper F, Biegert J, Gallmann L, Keller U, Wyatt A S, Monmayrant A, Walmsley I A, Cormier E, Auguste T, Caumes J P, Salières P 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 143902
- [44] Auguste T, Salières P, Wyatt A S, Monmayrant A, Walmsley I A, Cormier E, Zaïr A, Holler M, Guandalini A, Schapper F, Biegert J, Gallmann L, Keller U 2009 *Phys. Rev. A* **80** 033817
- [45] Wang S Y, Zhang Q B, Hong W Y, Zhu X S, Lu P X 2011 *Opt. Express* **19** 25125
- [46] Schapper F, Holler M, Auguste T, Zaïr A, Weger P, Salières P, Gallmann L, Keller U 2010 *Opt. Express* **18** 2987
- [47] Lewenstein M, Balcou P, Ivanov Y M, L'Huillier A, Corkum P B 1994 *Phys. Rev. A* **49** 2117
- [48] Ammosov M V, Delone N B, Krainov V P 1986 *Sov. Phys. JETP* **64** 1191
- [49] Li Q G, Lu P X, Hong W Y, Zhang Q B, Yang Z Y 2009 *Phys. Rev. A* **80** 043417
- [50] Priori E, Cerullo G, Nisoli M, Stagira S, Silvestri de S, Villoresi P, Poletto L, Ceccherini P, Altucci C, Bruzzese R, Lisio de C 2000 *Phys. Rev. A* **61** 063801
- [51] Balcou P, Salières P, L'Huillier A, Lewenstein M 1997 *Phys. Rev. A* **55** 3204

Quantum path interferences of high-order harmonic generation in two-color Gaussian beams*

Li Xiao-Gang Li Fang[†] He Zhi-Cong

(School of Science, Wuhan Institute of Technology, Wuhan 430073, China)

(Received 29 October 2012; revised manuscript received 16 November 2012)

Abstract

The phase matching of the quantum paths in high-order harmonic generation is investigated in two-color laser fields. The results show that the spatial distribution of the laser field is optimized by adjusting the laser beam waist, the phase-matching properties of the long trajectories can be modulated effectively, and then good phase matching for both the two paths can be achieved from on-axis region to off-axis region. A radial clear interference fringe induced by the well phase-matching of two paths can be observed by placing a near-field filter, which has great potential for distinguishing clearly different interference effects and observing higher order trajectories with improved detection sensitivity.

Keywords: high-order harmonic generation, quantum path, interference

PACS: 72.20.Ht, 73.50.Fq, 42.65.Ky

DOI: 10.7498/aps.62.087201

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11204222).

[†] Corresponding author. E-mail: lifang_wit@hotmail.com