

利用三色组合脉冲激光获得孤立阿秒脉冲发射

陈高

Isolated attosecond pulse generation from helium atom irradiated by a three-color laser pulse

Chen Gao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 054204 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211502

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211502>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于正交偏振场的双光学控制方案获得孤立阿秒脉冲产生

Isolated attosecond pulse generation from a double optical gating scheme based on orthogonal polarization field

物理学报. 2019, 68(21): 214201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190847>

利用脉宽10 fs偏振控制脉冲获得孤立阿秒脉冲

Isolated attosecond pulse generation from polarization gating pulse with 10 fs duration

物理学报. 2019, 68(18): 184201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190392>

强激光等离子体相互作用驱动高次谐波与阿秒辐射研究进展

Research progress of high-order harmonics and attosecond radiation driven by interaction between intense lasers and plasma

物理学报. 2021, 70(8): 084206 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210339>

准直的O₂分子高次谐波谱中的干涉效应

Interference effect in high order harmonic generation by aligned O₂

物理学报. 2021, 70(20): 204206 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210433>

相对论圆偏振激光与固体靶作用产生高次谐波

High order harmonics generation by relativistically circularly polarized laser-solid interaction

物理学报. 2018, 67(21): 214205 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181574>

基于高次谐波产生的极紫外偏振涡旋光

Extreme ultraviolet polarization vortex beam based on high harmonic generation

物理学报. 2020, 69(4): 044203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20190834>

利用三色组合脉冲激光获得孤立阿秒脉冲发射

陈高[†]

(长春理工大学物理学院, 长春 130022)

(2021 年 8 月 15 日收到; 2021 年 11 月 25 日收到修改稿)

孤立阿秒脉冲因可以跟踪和控制原子及分子内电子的运动过程而备受关注. 本文从理论上开展了氦原子在 3 束飞秒脉冲激光组合场辐照下产生的高次谐波和阿秒脉冲辐射的研究. 组合激光场由 16 fs/1600 nm, 15 fs/1100 nm 和 5.3 fs/800 nm 的钛宝石脉冲构成. 与前两束脉冲合成的双色场产生谐波谱相比, 附加钛宝石脉冲的三色场产生的高次谐波发射谱呈现出高转换效率及宽带超连续特性, 超连续谱范围覆盖从 230—690 次谐波, 傅里叶变换后实现了 128 as 高强度孤立短脉冲的产生. 该结果归因于合成的三色场呈现出高功率及少周期的中红外飞秒脉冲激光特性, 可以有效控制原子电离以及复合发生在中红外飞秒脉冲的一个有效光学周期内.

关键词: 高次谐波, 阿秒脉冲, 三色激光场**PACS:** 42.65.Ky, 31.15.V-, 03.65.Sq, 34.50.Fa**DOI:** 10.7498/aps.71.20211502

1 引言

阿秒脉冲因可以跟踪和控制电子的运动过程在生物学、化学及物理学等诸多领域具有广泛应用. 到目前为止, 高次谐波光谱因具有独特的超连续平台结构是实验室获得阿秒脉冲的唯一有效途径^[1–3]. 高次谐波是飞秒脉冲强激光辐照原子或分子气体时产生的入射激光频率整数倍的相干辐射, 其发射过程可采用半经典三步模型给出很好解释^[4,5]: 电子首先在入射驱动脉冲激光辐照下电离, 随后在电场作用下运动, 当激光场反向时被驱回到母离子附近与其复合, 回到初始状态时将在激光场中获得的能量以一个谐波光子的形式发射出来. 该模型成功解释了原子高次谐波谱的截止规则: $E_{\text{cutoff}} = I_p + 3.17 U_p$, 其中 I_p 和 $U_p = E^2/4\omega^2$ 分别为原子的电离能和有质动力能.

在利用高次谐波方案获得阿秒脉冲产生的研究中, 孤立阿秒脉冲因其在泵浦-探测实验中的广

泛应用而受到更多关注. 目前, 孤立阿秒脉冲可以通过少周期驱动脉冲振幅控制方案^[6,7]、电离控制方案^[8]、偏振控制方案^[9–11]、阿秒灯塔^[12]以及双色场(或多色场)方案^[13,14]实现. 迄今为止, 美国 Chang 教授课题组^[15]利用脉宽 12 fs、中心波长 1.8 μm 的偏振控制脉冲辐照在氦气上获得了 53 as 的孤立短脉冲^[15]. 随后, 瑞士 Wörner 研究组^[16]采用相近的中红外驱动脉冲利用振幅选通技术获得了脉宽为 43 as 的短脉冲, 成为全新的世界纪录. 可见, 利用中红外飞秒脉冲激光是获得短脉宽孤立阿秒脉冲的有效手段.

然而, 理论和实验研究已经证实, 用以产生阿秒脉冲的高次谐波转换效率与驱动脉冲波长的关系为 $\lambda^{-5}—\lambda^{-6}$ ^[17], 那么利用中红外飞秒脉冲激光作为驱动光源将得到较低的高次谐波产额. 为了解决该问题, 采用少周期高强度中红外飞秒脉冲激光是获得高强度阿秒脉冲理想的驱动光源, 然而, 在该方案中要求驱动脉冲具有稳定的载波包络相位 (CEP)^[18,19], 对于目前的技术而言, 很难做到少周

[†] 通信作者. E-mail: chengao@cust.edu.cn

期中红外飞秒脉冲激光兼具载波包络相位稳定和高功率输出的特性.

本文利用 3 束不同波长的飞秒脉冲激光组合实现少周期且具有稳定载波包络相位的高强度中红外飞秒脉冲激光光源, 进而获得较高强度的孤立阿秒脉冲相干辐射. 这里, 3 束激光脉冲由 16 fs/1600 nm, 15 fs/1100 nm 和 5.3 fs/800 nm 的钛宝石脉冲构成. 双色场或三色场方案因可以扩展高次谐波谱的超连续谱带宽较早就被提出用以获得理想的孤立阿秒脉冲产生. Zeng 等^[20]通过在基频脉冲上附加二次谐波脉冲获得了孤立的 65 as 短脉冲. Lan 等^[21]使用电离控制方案在 270 as 的时间间隔内电离电子获得了 135 as 脉冲. 对比于双色场方案, 三色场方案可以进一步调整驱动脉冲波形从而控制电子的运动轨迹, 为孤立阿秒脉冲产生

提供了更加有效的途径. Qin 等^[22]将 30 fs/532 nm 脉冲和 30 fs/1330 nm 脉冲组成的双色激光场附加到 10 fs/800 nm 钛宝石脉冲上得到了 46 as 的孤立短脉冲. 类似地, Li 等^[23]将 5 fs/2000 nm 脉冲和 5 fs/2200 nm 脉冲附加到 5 fs/800 nm 钛宝石脉冲上获得了带宽为 163 eV 的超连续谱, 傅里叶变换后得到了 23 as 的孤立短脉冲.

2 理论方法

本文采用 Lewenstein 强场近似模型理论数值模拟了氢原子在三色场辐照下的高次谐波发射谱^[24–26]. 在外部场中电子的含时偶极矩^[27]可以描述为 (除非特殊说明, 否则本文中均采用原子单位)

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

式中, ϵ 是一个无穷小的正数, $\mathbf{A}(t)$ 和 $\mathbf{E}(t)$ 是脉冲激光的矢势和电场. 与电子定态相位相关的正则动量 \mathbf{p}_{st} 和准经典作用量 S_{st} 表示如下:

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

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

而类氢原子电偶极近似值可以表示为

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

(1) 式中基态电子的振幅

$$g(t) = \exp \left(- \int_{-\infty}^t \omega_{ADK}(t'') dt'' \right),$$

式中电离速率 $\omega_{ADK}(t'')$ 由 Ammosov-Delone-Krainov(ADK) 隧穿电离理论计算如下^[28]:

$$\omega_{ADK}(t'') = \omega_p |C_{n^*}|^2 \left(\frac{4\omega_p}{\omega_t} \right)^{2n^*-1} \exp \left(- \frac{4\omega_p}{3\omega_t} \right), \quad (5)$$

这里 $\omega_p = I_p$, $n^* = Z(I_{ph}/I_p)^{1/2}$, $\omega_t = |E(t)|/\sqrt{2I_p}$ 及 $|C_{n^*}|^2 = \frac{2^{2n^*}}{n^* \Gamma(n^*+1) \Gamma(n^*)}$, 其中 Z 是氢原子的净

电荷, I_{ph} 是氢原子的电离势.

偶极加速度由含时偶极矩 $a(t) = \frac{d^2}{dt^2} d_{nl}(t)$ 给出. 通过对偶极加速度做傅里叶变换可以求得单个原子高次谐波发射谱的强度为

$$P_A(\omega) = \left| \frac{1}{t_f - t_i} \frac{1}{\omega^2} \int_{t_i}^{t_f} a(t) e^{-i\omega t} dt \right|^2. \quad (6)$$

最后通过叠加谐波谱上超连续谐波可合成超短阿秒脉冲, 其公式为

$$I(t) = \left| \sum_q a_q e^{-iq\omega t} \right|^2, \quad (7)$$

式中 q 为谐波阶次, $a_q = \int a(t) e^{-iq\omega t} dt$.

3 结果与讨论

在我们的数值模拟计算中, 三色场由偏振方向相同的线偏振飞秒脉冲激光电场构成. 其具体形式如下:

$$E(t) = E_1 f_1(t) \cos(\omega_1 t + \phi_1) + E_2 f_2(t) \cos(\omega_2 t + \phi_2) + E_3 f_3(t) \cos(\omega_3 t + \phi_3), \quad (8)$$

式中 E_j , ω_j , f_j 和 ϕ_j ($j = 1, 2, 3$) 分别为 3 束线偏振脉冲激光电场的峰值强度、中心频率、脉冲包络和

载波包络相位. 高斯包络的函数形式为

$$f_j(t) = \exp[-4 \ln 2 (t^2/\tau_j^2)], \quad (9)$$

其中, τ_j ($j = 1, 2, 3$) 为 3 束线偏振脉冲激光的半高全宽. 三色激光场由峰值振幅为 0.1 a.u. 的 16 fs/1600 nm 脉冲激光、峰值振幅为 0.06 a.u. 的 15 fs/1100 nm 和峰值振幅为 0.07 a.u. 的 5.3 fs/800 nm 脉冲激光组合而成. 初始载波包络相位 $\phi_j = 0$.

图 1 中的黑色实线为三色脉冲激光合成电场随时间变化曲线图. 从图 1 可以看到, 合成电场呈现出高功率且少周期的中红外飞秒脉冲激光特性. 为了说明不同脉冲在电场合成过程中所起的作用, 在图中也给出了 16 fs/1600 nm 脉冲激光电场 (为方便说明, 称之为驱动场) 以及由 15 fs/1100 nm 和 5.3 fs/800 nm 合成的双色场随时间变化曲线 (称之为控制场), 分别如图中橘黄色折线和蓝色点线所示. 图 1(a) 展示的是整个脉冲持续期间电场强度随时间的变化, 为更细致地观察电场的分布特点, 截取图 1(a) 的中间部分电场将 -10—10 fs 进行放大, 如图 1(b) 所示. 在图中重点关注了 4 个阴影区域 A, B, C 和 D, 在区域 A 和 D 中, 驱动场与控制场电场方向刚好相反, 叠加后的合成场在该区域内的电场幅值进一步下降, 这可有效减小多次谐波辐射对孤立阿秒脉冲产生的干扰. 而在中间的 B 和 C 区, 驱动场与控制场电场方向一致, 叠加后的合成场在该区域内的电场振幅进一步提高. 另外, B 和 C 区域刚好是合成场的一个光学周期, 从图中可见其脉宽接近 4 fs, 远大于钛宝石脉冲激光

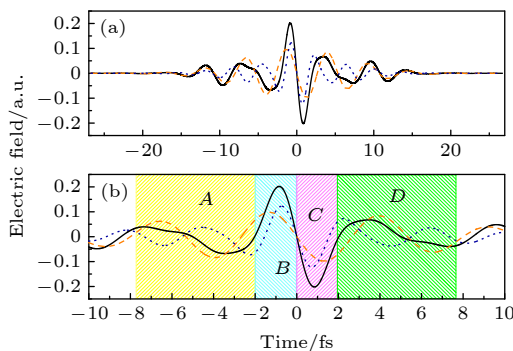


图 1 三色脉冲电场随时间变化 (黑色)、驱动场随时间变化 (橘色) 及控制场随时间变化 (蓝色点线) (a) 整个脉冲电场; (b) 部分电场 -10 fs 到 10 fs

Fig. 1. The change of three-color pulse electric field with time (black curve), the change of driving field with time (orange dot) and the change of controlling field with time (blue dot): (a) During the entire pulse duration; (b) part of the electric field ranges from -10 fs to 10 fs.

的光学周期 2.6 fs. 可见, 利用合适的 3 束脉冲激光组合, 可以得到功率较高且具有少周期特点的中红外飞秒脉冲激光, 预期将会得到效率较高且具有宽带超连续特点的谐波谱, 进而实现理想孤立阿秒脉冲产生.

图 2 中红色实线给出了三色场辐照氦原子得到的高次谐波发射谱. 从图 2 可以看出, 谐波频谱的截止频率达到了 690 次, 且从 230 次至截止位置谐波都呈现规则分布且具有超连续特点. 作为比较, 图 2 中黑色实线给出了双色场辐照氦原子得到的高次谐波发射谱. 这里的双色场由峰值振幅为 0.1 a.u. 的 16 fs/1600 nm 和峰值振幅为 0.06 a.u. 的 15 fs/1100 nm 的两束中红外飞秒脉冲合成, 与三色场中的两束中红外飞秒脉冲激光参数一致. 从图 2 中可以明显看出, 双色场的谐波频谱的截止频率虽达到了 580 次, 但具有规则结构的平台宽度明显变窄, 特别需要注意的是整个谐波平台效率低了将近 2 个数量级. 可见, 第 3 束钛宝石脉冲激光的加入, 不仅拓宽了平台区超连续谱的带宽, 且大幅提高了谐波谱平台的效率. 这里需要指出的是, 最初的设想是利用两束合适的中红外飞秒脉冲激光组合达到获得少周期且功率较高的中红外飞秒脉冲激光的目的, 基于这个原因选择了上述双色场中的峰值振幅为 0.1 a.u. 的 16 fs/1600 nm 和峰值振幅为 0.06 a.u. 的 15 fs/1100 nm 的两束中红外飞秒脉冲. 然而利用该双色场得到的谐波谱效率偏低, 基于此附加了第 3 束脉冲激光. 下文将详细说明这样选取的双色场及三色场在电场强度分布上的区别及对高次谐波发射谱的影响.

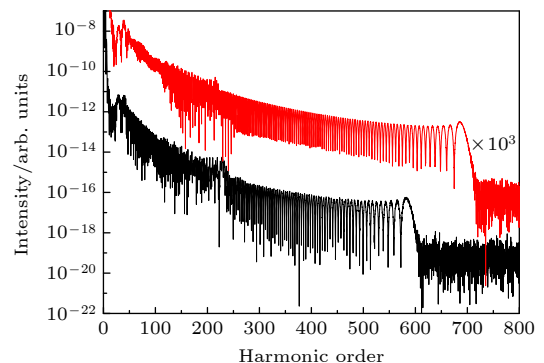


图 2 氦原子高次谐波发射谱, 三色场方案 (红线); 双色场方案 (黑线).

Fig. 2. High order harmonic generation spectra from helium atom irradiated by a three-color field (red solid line) and a two-color field (black solid line).

图 3 中的黑色实线给出了三色脉冲激光电场强度随时间变化曲线图, 橙色点划线则是双色场电场强度随时间变化. 图 3(a) 展示的是整个脉冲持续期间电场强度随时间的变化, 图 3(b) 则是截取图 3(a) 的中间部分 $-10 \sim 10$ fs 放大后的电场图. 图中重点关注对谐波产生有主要贡献的阴影区域 E , F , G 和 H 部分电场. 由图 3 可见, 不管是双色场还是三色场, 合成电场都呈现了少周期且功率较高的特性, 符合我们预期的设想. 但与双色场相比, 三色场在 F 和 G 区域的电场幅值更高, 而在 E 和 H 区域的电场幅值进一步降低, 这个电场分布非常有利于产生优化的高次谐波谱. 理论和实验研究已经证实, 有效的谐波产生主要来自于在 F 区电离随后在 G 区复合的电子, F 区域电场幅值高意味着有更多电子电离, 有利于获得高转换效率的谐波发射谱, G 区域的电场幅值高意味着电子在激光场中可以获得更多能量, 有利于延展谐波谱的截止位置. 而谐波谱呈现规则分布及具有宽带超连续谱特点则主要由 E 和 H 区域的电场决定. 很显然, 在阴影 E 区电离电子随后将在具有高幅值的 F 区与母离子复合, 由此产生的高次谐波将与后续产生谐波发生干涉, 不利于得到规则的高次谐波发射谱. 在三色场情形下, E 区电场幅值进一步减小有利于减少这个干涉效应, 因此可以看到在三色场情形得到的谐波谱比双色场情形更规则. H 区电场对谐波谱的影响主要体现在超连续谱的带宽上, 在 G 区域电离电子将在 H 区域与母离子复合产生谐波,

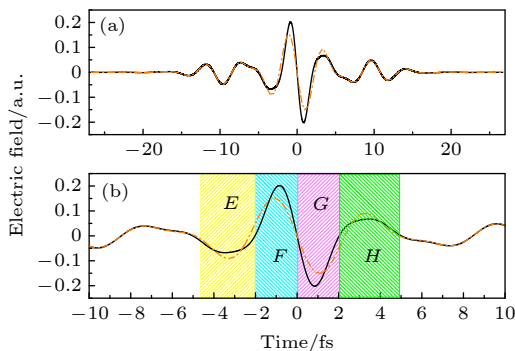


图 3 三色脉冲电场随时间变化 (黑色) 及双色脉冲电场随时间变化 (橘色点线) (a) 整个脉冲电场; (b) 部分电场 $-10 \sim 10$ fs.

Fig. 3. The change of three-color pulse electric field with time (black curve) and the change of two-color pulse electric field with time (orange dot): (a) During the entire pulse duration; (b) part of the electric field ranges from -10 fs to 10 fs.

H 区域电场幅值减小使得这些电子在激光场中获得较少的能量仅辐射较低次谐波, 因此有利于获得具有宽带超连续谱的谐波谱. 可见, 电场强度随时间变化曲线图可以很好解释图 2 中三色场得到的谐波谱在超连续谱带宽及谐波效率方面优于双色场结果的原因.

采用半经典的三步模型理论说明电子在三色场中的动力学行为, 并详细分析三色场中孤立阿秒脉冲的产生机制. 图 4(b) 给出了三色场情形下高次谐波随着电子电离时刻 (黑色点线) 和复合时刻 (红色点线) 的演化过程. 为方便说明, 在图 4(a) 中也展示了三色脉冲电场及原子电离速率随时间变化曲线图, 图中蓝色填充区域是由 ADK 模型计算得到的氦原子电离速率 (填充区域面积物理意义为电子的电离量). 从图 4(b) 可以看出, 在电场峰值位置 A , B 和 C 附近电离的电子与母离子复合时能产生最大截止位置分别为 908 次, 690 次和 230 次谐波. 由于峰值 A 附近电子电离速率几乎为 0, 故对谐波产生基本没有贡献. 在峰值 C 附近虽电离速率较大, 然而电离电子在随后低强度电场作用下可以辐射的最大谐波次数仅为 230 次, 因此谐波产生主要来自于在峰值 B 附近电离电子, 其不仅电离速率大, 且在随后高强度电场作用下可以辐射最高 690 次的谐波, 这很好解释了图 2 中谐波谱截止位置达到 690 次、谐波平台的超连续谱范围从 230 到 690 次以及谐波高转换效率的原因.

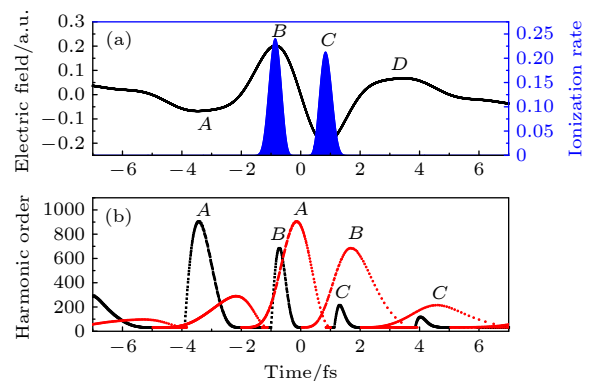


图 4 (a) 三色脉冲电场 (黑色) 及氦原子电离速率 (蓝色填充区域) 随时间变化曲线; (b) 三色场情形下高次谐波随电子电离 (黑色点线) 和复合时刻 (红色点线) 的变化曲线

Fig. 4. (a) Variations of the three-color field (black curve) and the ionization rate of the helium atom (filled blue region) with time; (b) evolution of the harmonics with ionization (black) and recombination (red) time in the three-color field case.

为进一步验证上述分析的合理性, 图 5 给出了利用小波变换方法计算三色场辐照下氢原子高次谐波发射的时频分析图像. 从图 5 可以看到, 对于范围在 230—690 次的谐波, 只有峰值 P_1 对其产生有贡献. P_1 有左右两个分支, 左分支对应短轨迹 (电场中后电离而先复合的电子运动轨迹), 右分支对应长轨迹 (电场中先电离而后复合的电子运动轨迹). 图中颜色指出短轨迹强度略大于长轨迹强度, 说明短轨迹在谐波产生中起主要作用. 另外, 长短轨迹的发射时刻与图 4(b) 中从 B 峰附近电离电子的复合时刻基本一致, 两个轨迹干涉后得到了图 2 中红色实线所呈现的具有超连续带宽的谐波谱平台结构.

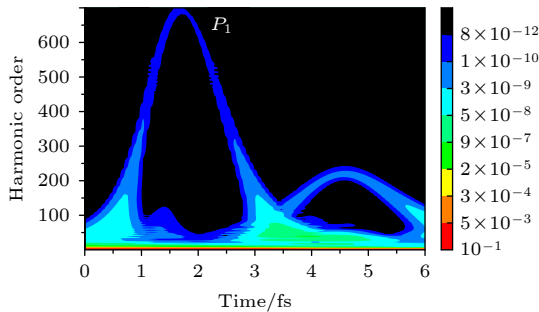


图 5 三色场方案中谐波发射的时频分析图像
Fig. 5. Time-frequency analysis of harmonic emission in the three-color field scheme.

图 6(a), (b) 分别展示了三色场方案和双色场方案中叠加谐波谱上呈规则分布谐波生成的阿秒脉冲时域图. 在三色场方案情况下, 如图 6(a) 所示, 通过叠加谐波谱平台上的 230—690 次超连续谐波, 得到了一个附带弱脉冲的孤立阿秒脉冲, 附带弱脉冲的强度约为主脉冲强度的 10%. 这里的主脉冲 A 对应着谐波发射的短轨迹, 其半高全宽为 128 as, 而附带的弱脉冲 B 对应着谐波发射的长轨迹. 可见, 在我们给出的三色场方案中, 即使不考虑谐波传播效应也可以得到孤立阿秒脉冲的产生. 而未加钛宝石脉冲的双色场方案情况下, 如图 6(b) 所示, 通过叠加谐波谱平台上 280—580 次谐波, 得到了包含长短量子轨迹的阿秒脉冲链, 1.2 fs 附近的阿秒脉冲 A' 对应着谐波发射的短轨迹, 其半高全宽为 107 as, 2.85 fs 附近的阿秒脉冲 B' 对应着谐波发射的长轨迹, 其半高全宽为 141 as. 另外, 利用三色场方案获得的阿秒脉冲强度比双色场情形提高了将近 2 个数量级, 这与上述原子电离概率

的分析结果一致. 可见, 利用合适的 3 束脉冲激光组合方案, 可以实现高效的孤立阿秒脉冲产生.

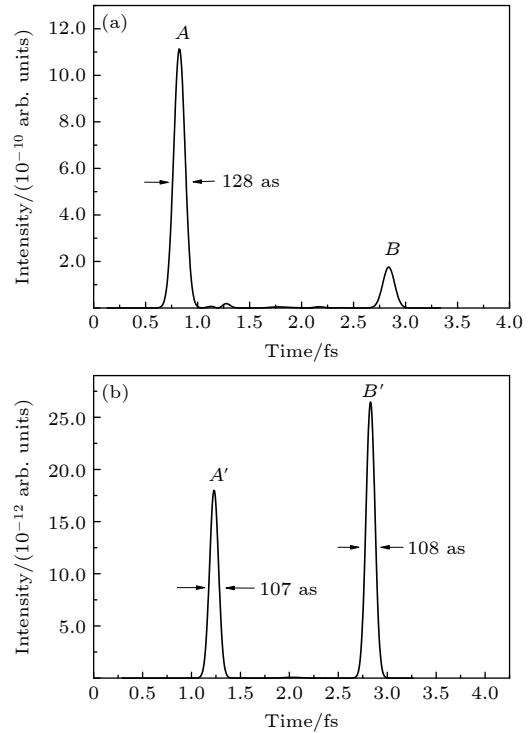


图 6 阿秒脉冲产生时域图 (a) 三色场方案; (b) 双色场方案

Fig. 6. The attosecond pulse generation from (a) the three-color field scheme and (b) the two-color field scheme.

4 结 论

本文利用强场近似理论开展了 3 束脉冲激光合成的组合场与氢原子相互作用获得高强度孤立阿秒脉冲产生的研究. 三色合成电场呈现出高功率及少周期的中红外飞秒脉冲激光特性, 可以有效控制原子电离以及复合发生在中红外飞秒脉冲的一个有效光学周期内, 克服了当前中红外飞秒脉冲激光技术中不能获得兼具载波包络相位稳定和高功率输出的少周期中红外飞秒脉冲激光光源的问题, 从而得到了效率较高且在整个平台区及截止位置都呈现出超连续特性的谐波谱. 本论文选择 16 fs/1600 nm, 15 fs/1100 nm 和 5.3 fs/800 nm 3 束脉冲激光的相干组合作为驱动脉冲光源, 其峰值强度 0.1 a.u., 0.06 a.u. 和 0.07 a.u. 的选取考虑了实验可操作前提下的最优组合. 若保持 3 束不同波长脉冲激光的强度比不变, 激光的总强度增加 (或减少) 将导致高次谐波谱的截止位置进一步延展 (或缩短), 超连续谱带宽也随之加宽 (或变窄), 进而将

压缩 (或增加) 阿秒脉冲的宽度. 但高次谐波谱的强度变化不会很明显, 因为当前组合脉冲参数下原子的电离概率已经达到 20%, 在这个电离概率附近小幅增大或减小电离概率对谐波谱的影响较小.

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] Drescher M, Hentschel M, Kienberger R, Tempea G, Spielmann C, Reider G A, Corkum P B, Krausz F 2001 *Science* **291** 1923
- [4] Krause J L, Schafer K J, Kulander K C 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 3535
- [5] Schafer K J, Yang B, DiMauro L F, Kulander K C 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 1599
- [6] Ferrari F, Calegari F, Lucchini M, Vozzi C, Stagira S, Sansone G, Nisoli M 2010 *Nat. Photon.* **4** 875
- [7] 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
- [8] Lan P, Lu P, Cao W, Li Y H, Wang X L 2007 *Phys. Rev. A* **76** 21801
- [9] Corkum P B, Burnett N H, Ivanov M Y 1994 *Opt. Lett.* **19** 1870
- [10] Li J, Ren X, Yin Y, Zhao K, Chew A, Cheng Y, Cunningham E, Wang Y, Hu S, Wu Y, Chini M, Chang Z 2017 *Nat. Commun.* **8** 794
- [11] Wang X W, Wang L, Xiao F, Zhang D W, Lü Z H, Yuan J M, Zhao Z X 2020 *Chin. Phys. Lett.* **37** 023201
- [12] Vincenti H, Quéré F 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 113904
- [13] Thomas P, Lukas G, Mark J, Daniel M, Stephen R 2006 *Opt. Lett.* **31** 975
- [14] Hiroki M, Steve G, Li C Q, Sabih D K, Mahendra M S, Eric M, Chang Z H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 103906
- [15] Li J, Ren X M, Yin Y C, Zhao K, Chew A, Cheng Y, Cunningham E, Wang Y, Hu S Y, Wu Y, Chini M, Chang Z H 2017 *Nat. Commun.* **8** 1
- [16] Gaumnitz T, Jain A, Pertot Y, Huppert M, Jordan I, Ardana-Lamas F, Wörner H J 2017 *Opt. Express* **25** 27506
- [17] Shiner A D, Trallero-Herrero C, Kajumba N, Bandulet H C, Comtois D, Legare F, Giguere M, Kieffer J C, Corkum P B, Villeneuve D M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 073902
- [18] Li M, Zhang G Z, Ding X, Yao J Q 2019 *Chin. Phys. Lett.* **36** 063201
- [19] Shao J, Zhang C P, Jia J C, Ma J L, Miao X Y 2019 *Chin. Phys. Lett.* **36** 054203
- [20] Zeng Z Z, Cheng Y, Song X H 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 203901
- [21] Lan P F, Lu P X, Gao W, Li Y, Wang X 2007 *Phys. Rev. A* **76** 051801
- [22] Qin Y F, Guo F M, Li S Y, Yang Y J, Chen G 2014 *Chin. Phys. B* **23** 093205
- [23] Li P C, Liu I L, Chu S I 2011 *Opt. Express* **19** 23857
- [24] Keldysh L V 1964 *Zh. Eksp. Teor. Fiz* **47** 1945
- [25] Faisal F H M 1973 *J. Phys. B* **6** L89
- [26] Reiss H R 1980 *Phys. Rev. A* **22** 1786
- [27] Lewenstein M, Salieres P, L'Huillier A 1995 *Phys. Rev. A* **52** 4747
- [28] Ammosov M V, Delone N B, Krainov V 1986 *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **91** 2008

Isolated attosecond pulse generation from helium atom irradiated by a three-color laser pulse

Chen Gao[†]

(*School of Physics, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China*)

(Received 15 August 2021; revised manuscript received 25 November 2021)

Abstract

Isolated attosecond pulses enables the studying and controlling of ultrafast electron processes in atoms and molecules. High-order harmonic generation (HHG) is the most promising way to generate such pulses, benefiting from the broad plateau structure of the typical HHG spectrum. We theoretically investigate high-order harmonic and attosecond pulse generation from helium atom in a three-color laser field, which is synthesized by 16 fs/1600 nm, 15 fs/1100 nm and 5 fs/800 nm pulse laser. Compared with harmonic spectrum generated by a two-color laser field synthesized by 16 fs/1600 nm and 15 fs/1100 nm, the harmonic spectrum generated from the synthesized three-color field exhibits high conversion efficiency and broadband supercontinuum characteristics. The continuous spectrum range covers from 230th to 690th harmonics, and the generation of 128 attosecond isolated short pulses with higher intensity is realized after Fourier transform. This result is attributable to the fact that the synthesized three-color electric field exhibits high-intensity and few-cycle mid-infrared femtosecond pulse laser characteristics, which can effectively control atomic ionization and recombination occurring within an effective optical period of the mid-infrared femtosecond pulse. This scheme solves the problems faced by the current femtosecond pulse laser technology, i.e. the few-cycle mid-infrared femtosecond pulse laser cannot have both carrier envelope phase stability and high power output.

Keywords: high order harmonic generation, attosecond pulse, three-color laser field

PACS: 42.65.Ky, 31.15.V-, 03.65.Sq, 34.50.Fa

DOI: 10.7498/aps.71.20211502

[†] Corresponding author. E-mail: chengao@cust.edu.cn