

文章编号:1004-4213(2011)03-0379-4

传播效应对宽带极紫外连续谱的影响

王向欣, 李琳, 李澜

(上海应用技术学院, 上海 200235)

摘 要: 宽带极紫外连续谱是获得阿秒脉冲的重要途径, 在此过程中传播效应是影响宽带极紫外连续谱产生的重要因素, 本文针对传播效应对宽带极紫外连续谱的影响, 采用慢变波近似的一阶传播方程, 研究了传播过程对双色场周期量级激光脉冲产生宽带连续谱及其对应的单个阿秒脉冲的影响. 通过分析不同聚焦位置和介质长度的传播过程, 发现介质位于焦点之后有利于产生连续谱, 同时随着介质长度的变长, 虽然单个阿秒脉冲峰值强度有所提高, 但是产生的阿秒脉冲宽度也会增加. 进一步的分析表明, 在特定的双色场延迟优化下, 传播效应不仅使得阿秒脉冲强度增强, 还可以获得与单原子模型下具有同样脉宽的单个阿秒脉冲, 而不会因为传播效应导致阿秒脉冲宽度变宽.

关键词: 阿秒脉冲; 宽带连续谱; 传播效应

中图分类号: O437

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20114003.0379

0 引言

利用高次谐波产生阿秒脉冲尤其是单个阿秒脉冲, 是目前强场物理研究领域的一个重要课题^[1-3]. 单个阿秒脉冲作为研究物质中电子超快运动过程的重要手段^[4], 其脉冲宽度的压缩一直是该领域的重要内容. 从最早奥地利小组产生的 650 as (1 as = 10⁻¹⁸ s) 脉冲开始, 科研工作者一直在不断地尝试各种技术手段来进一步压缩其脉冲宽度^[5-6]. 最近, 马普的一个研究组采用脉冲宽度只有 1.5 个光周期的驱动脉冲产生了脉冲宽度只有 80 as 的单个脉冲^[7].

高次谐波的产生是利用高强度的激光脉冲 (10¹³ 到 10¹⁵ W/cm²) 作用到原子或者分子介质上产生高阶的非线性效应, 在极紫外到软 X 射线波段产生高频的辐射. 当驱动激光脉冲的有效作用时间足够短时, 产生的极紫外辐射将是连续谱, 其对应的时域也就是一个单独的脉冲. 目前的驱动激光脉冲波长一般为 800 nm (对应的光周期为 2.67 fs), 当其脉冲宽度比较宽时, 每隔半个光周期会产生一次极紫外辐射, 因此产生的一般是多个阿秒脉冲, 即阿秒脉冲链. 只有当驱动激光脉冲宽度短到两个光周期 (约 5 fs) 以下时, 才可能只产生一次极紫外辐射. 显然, 要产生如此短的驱动脉冲是非常困难的, 而且即使能够产生, 其脉冲能量也是很低的. 对此, 许多

小组提出了各种方法来压缩驱动脉冲的有效作用时间, 即驱动激光脉冲宽度虽然还比较宽, 但其产生极紫外辐射的有效时间很短, 仍然是有可能产生单个极紫外阿秒脉冲的, 如偏振时间门^[8]、双色场^[9]等.

双色场方案是目前理论上可以获得最短的单个阿秒脉冲的方法^[10-11], 在文献^[7]的双色场理论工作中, 阿秒脉冲的产生只局限于单原子模型, 尚未考虑到传播效应的影响, 本文进一步研究了不同条件下的传播过程对产生阿秒脉冲的影响.

1 理论模型

针对双色场产生单个阿秒脉冲的方案, 采用三维传播模型研究了不同聚焦条件和介质长度对产生的单个阿秒脉冲的影响. 由于驱动脉冲包含了一个脉冲宽度只有 6 fs 的超短脉冲以及光谱范围一直从 400 nm 到 800 nm 以上的超宽带光谱, 因此本文采用慢变波近似下的一阶传播方程, 该方程可以精确地描述超宽带光谱和超短脉冲的传播过程. 高次谐波的产生则采用简化的 Lewenstein 模型, 它可以在保持很高的计算准确度的同时大大减少计算时间.

本文采用的传播方程^[12]见式(1)

$$\partial_{\xi} E_l(\xi, \tau) - \hat{D} E_l(\xi, \tau') = -\frac{1}{2c} \int_{-\infty}^{\tau} [\omega_p^2(\xi, \tau') \cdot E_l(\xi, \tau')] d\tau' - \frac{W_b}{2\epsilon_0 c} \frac{\partial_{\xi} n_e(\xi, \tau)}{E_l(\xi, \tau)} \quad (1)$$

第一作者: 王向欣 (1979-), 女, 讲师, 硕士, 主要研究方向为激光与物质的相互作用. Email: wangxiangxin@mail.siom.ac.cn

收稿日期: 2010-08-10; 修回日期: 2010-11-17

式中 E_l 为驱动激光场, c 为真空光速, 坐标系则采用沿脉冲传播方向的以光速移动的参考坐标系, 即 $\tau = t - z/c$ 和 $\xi = z$. 方程中脉冲沿 z 方向传播, 电场偏振方向则选在 x 轴方向. 式中 $\hat{D} = \frac{c}{2} \nabla_{\perp}^2 \int_{-\infty}^t dt'$, 描述电场的衍射效应, $n_c = n_a \{1 - \exp[-\int_{-\infty}^t \omega(E_l(\xi, \tau')) d\tau']\}$, 用于计算电子密度分布, 其中 n_a 是介质的原子密度, $\omega(E_l)$ 是光场作用下的原子电离率, 由 ADK 公式计算获得. ω_p , ϵ_0 和 W_b 则分别为等离子体频率、真空电导率和原子的电离能. 在双色场情况下其初始脉冲可以写成 $E_{l0} = E_1(r, \tau, \omega_1) + E_2(r, \tau, \omega_2)$ 的形式, 其中的每一项 $E_i (i = 1, 2)$ 又可以表达成高斯脉冲的形式

$$E_i(r, \tau, \omega_i) = \frac{E_{i0}}{\sqrt{1 + \frac{z_0^2}{z_{i0}^2}}} \exp \left\{ -\frac{r^2}{a_i^2} \left[\frac{1}{1 + \frac{z_0^2}{z_{i0}^2}} + \frac{i}{z_0 + \frac{z_{i0}}{z_0}} \right] - \text{iarctan} \left(\frac{z_0}{z_{i0}} \right) \right\} \exp \left(-\frac{(2 \ln 2) \tau^2}{\tau_i^2} \right) \cos(\omega_i \tau) \quad (2)$$

式中 E_{i0} , $2z_{i0}$, $2a_i$, τ_i 和 $\omega_i (i = 1, 2)$ 分别表示脉冲的最大电场、共焦参量、光束束腰直径、脉冲宽度和驱动激光频率. z_0 则表示介质的起始位置.

考虑到计算量的问题, 方程(1)采用柱坐标描述. 对于产生的高次谐波场 E_h 则采用式(3)的传播方程描述

$$(\partial_{\xi} + \alpha_h) E_h(\xi, \tau) - \hat{D} E_h(\xi, \tau') = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \partial_{\tau} P_h[E_l(\xi, \tau)] + c. c. \quad (3)$$

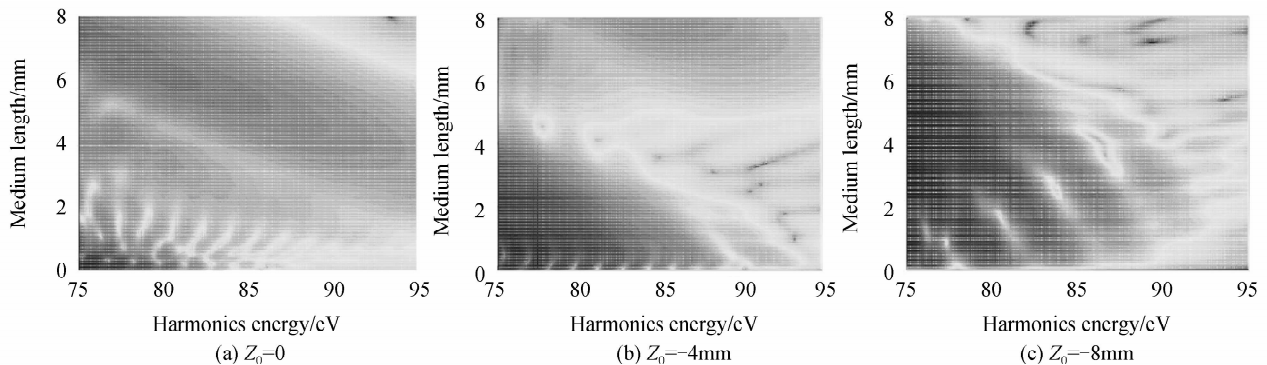


图2 不同聚焦情况下谐波的传播变化

Fig. 2 Harmonics at different propagation distance under three different focal conditions

图2(a)、(b)、(c)分别对应 $Z_0 = 0, -4 \text{ mm}, -8 \text{ mm}$ 三种情况(当介质前端面在焦点左边时, 定义 Z_0 为负值.), 介质长度则从 0 一直到 8 mm, 图中考察的谐波谱范围为 75~95 eV. 可以看到, 当焦点聚焦到介质前端面(图2(a))时, 比较容易产生连续谱. 但是随着介质长度的继续变长, 连续谱的中心频率逐渐往低能端移动. 当焦点位置位于介质前端面之后 4 mm 时(图2(b)), 一开始也能产生连续谱,

式中 α_h 为极紫外波段的吸收系数, 其数据来自 http://henke.lbl.gov/optical_constants/, P_h 则由 Lewenstein 模型^[13] 计算获得.

2 计算结果和讨论

如图1, Z_0 表示介质起始位置相对于高斯光束束腰的位置, L 表示计算的介质长度.

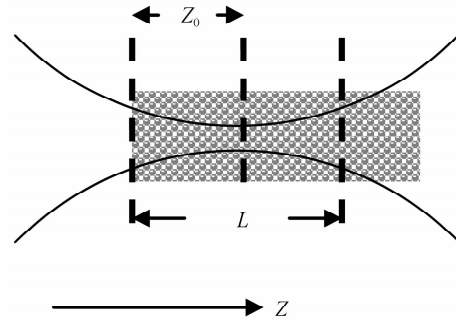


图1 传播计算的模型

Fig. 1 Propagation model in the simulation

模拟计算时介质前端面位于焦点之前即 Z_0 为负值, 介质长度变化范围为 0~8 mm. 双色场参量分别为 800 nm/6 fs/ $4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 和 400 nm/27 fs/ $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, 焦点处光斑直径均为 100 μm , 采用的气体介质为氖气, 气压为 39 997 Pa. 在这些参量下, 单原子模型可以在 90~120 eV 之间产生连续谱, 对应于时域可以产生一个 120 as 左右的单个阿秒脉冲. 在考虑了传播效应以后, 模拟了 $Z_0 = 0, -4 \text{ mm}, -8 \text{ mm}$ 三种情况下传播不同介质长度后的谐波谱, 如图2.

但是连续谱宽度逐渐缩短. 当介质长度为 4 mm 时, 已经基本上没有连续谱产生. 但是当介质长度继续增加时, 又可以产生比较弱的连续谱. 如果焦点位置位于介质前端面之后 8 mm(图2(c)), 则基本上没有连续谱产生. 因此, 对于这三种情况, 图2(a)显然比较有利于产生宽带连续谱. 进一步研究在图2(a)的聚焦条件下, 不同的介质长度对产生的连续谱和阿秒脉冲的影响. 如图3, $L = 0, 0.8 \text{ mm}, 1.6 \text{ mm}$ 和

4 mm 四种情况下的谐波谱,其中 $L=0$ 对应于驱动激光脉冲在 z 轴只传播了一步(即 $8 \mu\text{m}$),相当于单原子模型的谐波谱,其连续谱在无额外的色散补偿的情况下可以产生一个 120 as 的单个脉冲.当介质长度在 1.6 mm 时,高次谐波的连续谱大致从 80 eV 到 100 eV,在时域可以产生一个脉冲宽度大约为 140 as 的单个脉冲.如果继续增加介质长度到 4 mm,将使高次谐波的连续谱范围降低到 75 eV 到 90 eV,而且其产生的单个阿秒脉冲宽度也增加到 170 as 左右.

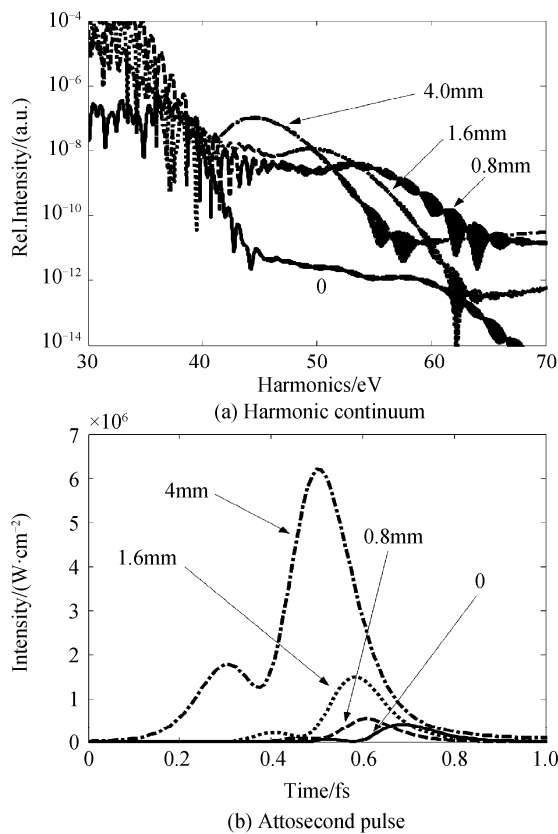


图 3 传播不同介质长度后的连续谱和阿秒脉冲
Fig. 3 Harmonic continuum and attosecond pulse propagating through different media length

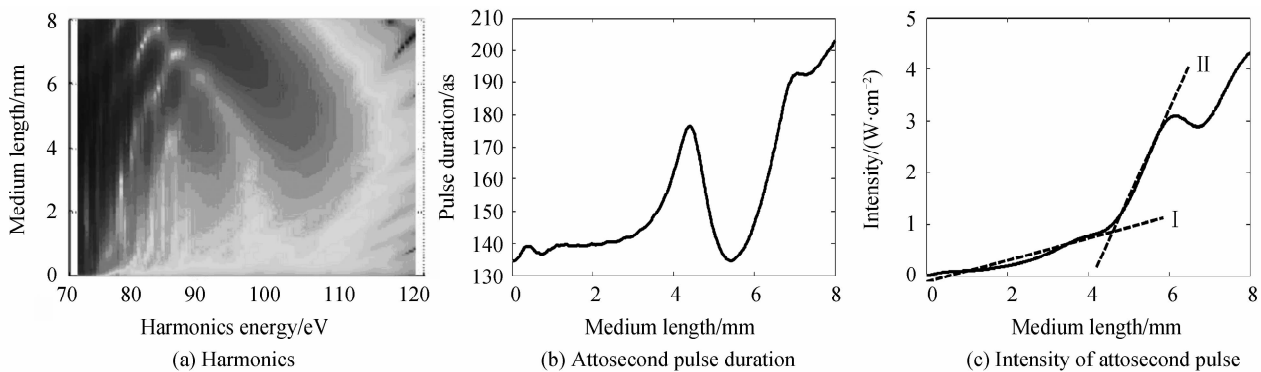


图 4 延迟优化后传播不同介质长度的谐波谱和阿秒脉冲
Fig. 4 Harmonics and attosecond pulse at different propagating distance with optimized delay time

模拟和计算表明,当驱动激光脉冲焦点位于介质前端面时比较有利于产生宽带连续谱和阿秒脉冲.产生的阿秒脉冲峰值强度基本上在 10^6 W/cm^2 的量级,虽然进一步增长介质长度可以使阿秒脉冲强度有所增强,但是同时也会导致其脉冲宽度的增加.

模拟中,采用的激光参量都是在单原子模型中优化的,比如 400 nm 长脉冲和 6 fs/800 nm 之间存在一个 -0.16 fs 的相对延迟^[10],而考虑传播效应的模拟结果则认为此时介质位于激光焦点之后会有利于产生连续谱.但是这种聚焦条件和相位匹配过程存在一些矛盾,在双色场产生单个阿秒脉冲的过程中,连续谱的辐射主要来自高次谐波中长轨道电子的贡献,而相位匹配过程则认为介质位于焦点之后有利于短轨道高次谐波辐射的相位匹配.因此在进一步的模拟中重点关注 $z_0 = -4 \text{ mm}$ 的聚焦条件,希望通过调节双色场之间的相对延迟来改善连续谱的产生.由于巨大的计算量,要想将所有相对延迟都模拟一遍显然不可行,因此重点考察 $z_0 = -4 \text{ mm}$ 情况下在介质的前端面将单原子计算结果中的连续谱进行最优化.计算发现,此时 -0.32 fs 的相对延迟能够在介质前端面获得最好的连续谱,这与不考虑传播效应时的 -0.16 fs 略有不同.

考虑了传播效应的模拟结果如图 4,其中图 4(a)为双色场相对延迟调整为 -0.32 fs 后的不同介质长度的谐波谱;图 4(b)、图 4(c)为传播不同介质长度后的阿秒脉冲脉宽和强度.从图 4(a)可以看出,此时连续谱的产生与图 2(b)完全不同.虽然连续谱的中心频率也一直在减小,但是连续谱的强度一直在增加.将连续谱变换到时域成为单个阿秒脉冲后,我们发现一个很有趣的现象,如图 4(b),一开始阿秒脉冲宽度基本上随着介质长度的增加而增加,但是当介质长度在 4.4 mm 和 5.4 mm 之间时,

阿秒脉冲宽度突然急剧下降回到 130 阿秒左右,然后重新继续增加.图 4(c)是阿秒脉冲强度随介质长度的变化,同样可以看到在 4.4 mm 和 5.4 mm 之间阿秒脉冲强度出现快速增加,这意味着在 4.4 mm 和 5.4 mm 之间因为传播效应使得极紫外光谱相位逐渐变好,使得阿秒脉冲宽度不断被压缩,最终在 5.4 mm 附近产生了一个最短的阿秒脉冲.

3 结论

虽然由于三维传播模拟需要大量的计算时间,要对所有参量进行优化是很困难的.但是我们在考虑传播效应的影响后发现,在合适的参量下,传播不仅使得阿秒脉冲强度增强,同样可以获得与单原子模型下优化产生的阿秒脉冲具有同样脉宽的单个阿秒脉冲,也就是说宽带极紫外光谱在传播过程中是可以保持光谱宽度不变和色散不增加的.

参考文献

- [1] ZENG Zhi-nan, LI Ru-xin, XIE Xin-hua, *et al.* High-order harmonic attosecond pulses driven by a two-pulse laser[J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(7): 2316-2319.
曾志男,李儒新,谢新华,等.采用双脉冲驱动产生高次谐波阿秒脉冲[J].物理学报,2004,**53**(7):2316-2319.
- [2] HONG Wei-yi, CAO Wei, LAN Peng-fei, *et al.* The effects of static electric field on the time-frequency characteristics of high-order harmonic generation [J]. *Acta Physica Sinica*, 2007,**56**(11): 6623-6628.
洪伟毅,曹伟,兰鹏飞,等.静电场对高次谐波时频特性的影响[J].物理学报,2007,**56**(11):6623-6628.
- [3] AGOSTINI P, DIMAURO L F. The physics of attosecond light pulses[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2004, **67**(6): 813-855.
- [4] DRESCHER M, HENTSCHEL M, KIENBERGER R, *et al.* Time-resolved atomic inner-shell spectroscopy [J]. *Nature*, 2002, **419**(6909): 803-807.
- [5] BRABEC T, KRAUSZ F. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2000, **72**(2): 545-591.
- [6] SOLA J, MEVEL E, ELOUGA L, *et al.* Controlling attosecond electron dynamics by phase-stabilized polarization gating[J]. *Nature Physics*, 2006, **2**: 319-322.
- [7] GOULIELMAKIS E, SCHULTZE M, HOFSTETTER M, *et al.* Single-cycle nonlinear optics [J]. *Science*, 2008, **320** (5883): 1614-1617.
- [8] SANSONE G, BENEDETTI E, CALEGARI F, *et al.* Isolated single-cycle attosecond pulses[J]. *Science*, 2006, **314** (5798): 443-446.
- [9] PFEIFER T, GALLMANN L, ABEL M J, *et al.* Single attosecond pulse generation in the multi-cycle driver regime [J]. *Optics Letters*, 2006, **31**(7): 975-977.
- [10] ZENG Zhi-nan, CHENG Ya, SONG Xiao-hong, *et al.* Generation of an extreme ultraviolet supercontinuum in a two-color laser field[J]. *Physical Review Letters*, 2007, **98** (20): 203901.
- [11] LAN Peng-fei, LU Pei-xiang, CAO Wei, *et al.* Isolated sub-100-as pulse generation via controlling electron dynamics[J]. *Physical Review A*, 2007, **76**(1): 011402.
- [12] MILOSEVIC N, SCRINZI A, BRABEC T. Numerical characterization of high harmonic attosecond pulses [J]. *Physical Review Letters*, 2002, **88**(9): 093905.
- [13] LEWENSTEIN M, BALCOU P H, IVANOV M Y, *et al.* Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields[J]. *Physical Review A*, 1994, **49**(7): 2117-2132.

Propagation Effect on the Broad-bandwidth XUV Continuum Spectra

WANG Xiang-xin, LI Lin, LI Lan

(Shanghai Institute of Technology, Shanghai 200235, China)

Abstract: Producing the broad XUV spectra is an important way to generate the isolated attosecond pulse, in which the propagation effect is an important factor. With the first order propagation equation of the slowly-evolving-wave approximation, the propagation effect on the broad XUV continuum spectra and the isolated attosecond pulse generated by two-color few-cycle laser pulse were investigated. By simulating the generation of the broad XUV spectra under different focal positions and different medium lengths, it was found that it is benefit for the generation of the continuum spectra when the medium is after the focal point. But, with the longer medium, the pulse duration of the isolated attosecond pulse will be longer, although its intensity becomes higher. With further analysis, it was found that if the delay between two-color pulses can be optimized, a strong isolated attosecond pulse with the same pulse duration as that of the single-active electron model can still be obtained.

Key words: Attosecond pulse; Broad-bandwidth continuum spectra; Propagation effect