

文章编号: 1001-3806(2012)04-0516-04

两类单阿秒脉冲产生技术的相位依赖性分析

王超¹ 康轶凡² 田进寿¹ 刘虎林¹

(1. 中国科学院 西安光学精密机械研究所 瞬态光学与光子技术国家重点实验室, 西安 710119; 2. 空军工程大学 理学院, 西安 710051)

摘要: 为了分析目前国际上现有的两类高次谐波极紫外单阿秒脉冲产生技术——振幅选通技术和偏振选通技术在驱动脉冲场载波-包络相位设置方面的差异, 基于这两类单脉冲产生技术基本原理并借助于高次谐波产生3步理论分析模型, 半定量分析了这两类技术的驱动光场载波-包络相位依赖性及其差异。结果表明, 两者的最佳驱动脉冲场载波-包络相位设置分别为0与 0.5π , 出现此差异的根本原因是高次谐波现象对驱动光场偏振度的高度依赖性。此分析结果对更短脉宽极紫外阿秒脉冲光源的产生和相关应用具有重要的参考价值。

关键词: 激光技术; 载波-包络相位; 高次谐波产生; 选通技术

中图分类号: O437

文献标识码: A

doi: 10.3969/j.issn.1001-3806.2012.04.021

Analysis of phase dependence of the two single-attosecond-pulse generation techniques

WANG Chao¹, KANG Yi-fan², TIAN Jin-shou¹, LIU Hu-lin¹

(1. State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710119, China; 2. School of Science, Air Force Engineering University, Xi'an 710051, China)

Abstract: For the sake of understanding the carrier-envelope-phase dependence of the two single-attosecond-pulse generation techniques, i. e., amplitude gating and polarization gating, the influence of carrier-envelope phase of the driving field on the generation of extreme ultraviolet single attosecond pulse with either of the basic techniques was analyzed based on its principle and the three-step scenario of high-harmonic generation. It indicates that the optimal carrier-envelope phases for amplitude gating and polarization gating are 0 and 0.5π respectively, whose difference was induced by the close dependence of high-harmonic generation on the polarization feature of driving field. The results are of great significance to the generation and its related applications of extreme ultraviolet attosecond pulses with narrow pulse duration.

Key words: laser technique; carrier-envelope phase; high-harmonic generation; gating technology

引言

20世纪60年代激光的问世使得非线性光学广泛地进入了人们的研究视野。随着各种激光放大及脉宽压缩技术的相继出现及成熟, 目前已经能够产生光强在 $10^{14} \text{ W/cm}^2 \sim 10^{16} \text{ W/cm}^2$ 、脉宽在 3.0 fs 左右的超短超强光脉冲^[1], 这使得光与物质相互作用进入了光场电离强场非线性光学物理机制。载波-包络相位锁定技术的出现使得人们已经能够产生具有良好重复性的光场可控光脉冲。在21世纪初的10

年中, 人们在利用这种可控光脉冲作驱动场以产生高次谐波极紫外(extreme ultraviolet, XUV)单阿秒光脉冲方面取得了卓有成效的进展^[2-12]。目前国际上最基本的两类单阿秒脉冲产生方法为振幅选通技术和偏振选通技术。无疑, 研究驱动场载波-包络相位对单阿秒光脉冲产生技术的影响以及最佳相位设定问题, 无论对这种新型光源的产生还是对与其相关的各种应用都具有一定的研究意义。但遗憾的是, 此方面少有相关文献可供参考。

基于这两类单阿秒脉冲产生技术的基本原理, 作者借助于高次谐波产生3步理论分析模型半定量分析光场载波-包络相位对阿秒脉冲产生过程的影响, 更加直观地说明这两种单阿秒脉冲产生技术在驱动场载波-包络相位最优设置方面所存在的差异及其根本原因, 同时也得出两者的最佳驱动场载波-包络相位设置分别为0与 0.5π 。

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11175198); 国家自然科学基金青年基金资助项目(60901036)

作者简介: 王超(1980-), 男, 助理研究员, 从事高次谐波阿秒脉冲产生和应用方面研究。

E-mail: igodwang@gmail.com

收稿日期: 2011-09-29; 收到修改稿日期: 2011-10-18

1 振幅选通技术与偏振选通技术

自从用高次谐波方法产生阿秒脉冲群以后,关于用高次谐波产生单个阿秒脉冲的方法的探究从来就不曾停止过。迄今为止,有两类技术被提出且已得到了实验上的验证。第1种是振幅选通技术,其基本思路是^[6-8]:由于高次谐波产生极紫外阿秒脉冲本质上属于强场非线性光学范畴,根据图1a中线偏振长脉宽驱动脉冲场产生高次谐波脉冲群的原理,通过缩短线偏振驱动脉冲宽度,以使得只有光场最强时刻具备高次谐波产生的条件,从而达到在整个光场范围内产生单个阿秒脉冲的结果。该技术中驱动场最强光场与其它峰值光场的相对值越大,也即最大峰值光场越强,所产生阿秒脉冲脉宽越小。

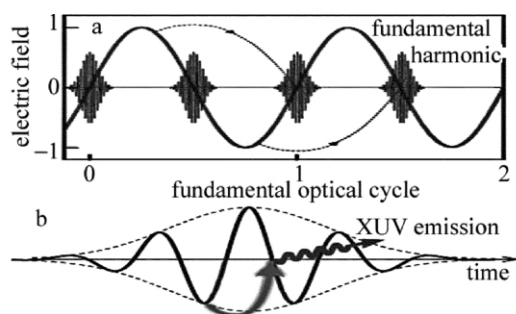


Fig. 1 a—attosecond pulses train b—single attosecond pulse

另一种是偏振选通技术^[9-10],同样采用载波-包络相位锁定的超短飞秒激光脉冲作为驱动光场。其基本思路为:根据高次谐波产生对驱动光场偏振度的高度依赖性^[5],通过产生偏振度随时间变化的驱动光场,以使得仅在偏振度较高的光场时间内产生较明显的高次谐波现象。如果控制此特定光场时间宽度小于高次谐波脉冲的产生周期,那么便可实现在整个光脉冲光场范围内产生单阿秒脉冲的结果。此方法核心是产生偏振特性随时间变化的驱动激光脉冲。这个特定光场时间又称为选通时间。目前国际上常采用具有一定时间延迟 T_d 的一对左旋、右旋圆偏光合成此类驱动光脉冲^[13],如图2所示。

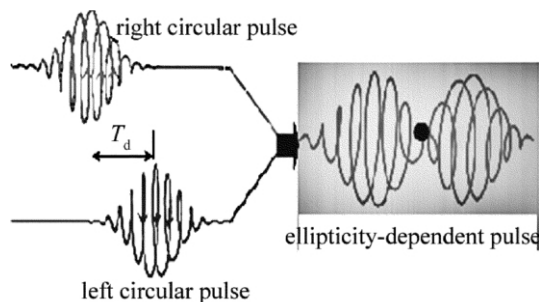


Fig. 2 Ellipticity-dependent pulse generation in polarization gating technique

2 相位依赖性分析

考虑到后面两类技术相位依赖性分析过程中所涉及的内容,这里有必要简要说明高次谐波产生过程。按照目前得到国际上研究同行广泛认可的高次谐波产生3步理论模型^[10],强光电离高次谐波产生整个过程可以分解为如图3所示的3步物理过程,图中虚线表示外光场不存在时原子内部电子感受到的电势分布,而实线则代表强光场影响下有利于电子隧穿电离的电势分布。 W_b 为原子在无场空间的电离能, W_{kin} 为动能。第1步:原子内部电子通过隧穿电离机制而成为自由电子(见图中①);第2步:自由电子在外光场中运动而获得动能(见图中②);第3步:随着光场的变化,一些特定时刻电离产生的自由电子可以与原子核重新结合,两者结合后电子回到基态并以光子形式释放能量产生高次谐波(见图中③)。据此分析模型可知,对高次谐波产生有贡献的电子在外光场中有一定的自由运动时间,且在此时间间隔内,外光场也在随时间变化。

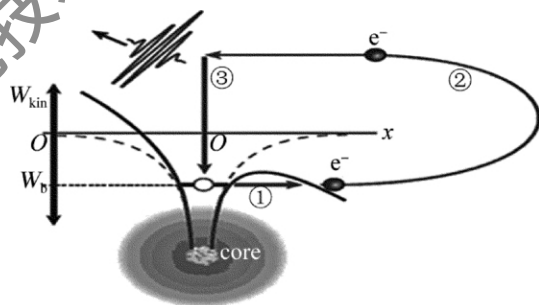


Fig. 3 Three-step scenario of high-harmonic generation

对于振幅选通单阿秒产生技术,驱动脉冲最强光场和其它峰值光场的相对值决定着阿秒脉冲宽度。这里设线偏振驱动脉冲光场为 $\vec{E}_1(t) = E_0 [e^{-2\ln 2(t/\tau_p)^2}] \times \cos(\omega_1 t + \varphi_{ce}) \hat{x}$, E_0 为光场振幅, ω_1 是激光载波频率, τ_p 为光脉冲宽度(光强半峰全宽值), φ_{ce} 为脉冲光场载波-包络相位。在不影响分析结果情况下,本部分讨论中设光载波周期为2.5fs, $\tau_p = 5$ fs, E_0 为1电场单位,强场高次谐波产生的临界光场为0.9电场单位。

对于图4a所示 $\varphi_{ce} = \frac{\pi}{2}$ 的情况,驱动脉冲光场在两个时刻均具有大于临界光场的峰值光场,图中分别标记为a和b。据振幅选通法原理知,此种相位设置的单个驱动脉冲将通过高次谐波过程产生两个阿秒光脉冲,且这两个阿秒光脉冲在产生时间上相差半个驱动场周期。而当载波-包络相位由 $\frac{\pi}{2}$ 向0变化时,由脉冲

光场描述式可知 $\varphi_{ce} = \frac{\pi}{2}$ 时所存在的两个时刻光场都

具有相等最大振幅的情形被改变,光场将仅在某一时刻出现最大振幅,且随着载波-包络相位的减小,此最大光场振幅和与之最邻近光场振幅的差别将越大,如图4b所示, $\varphi_{ce}=0$ 这种光场振幅相对值达到最大,此时将只有光场峰值 a 具备产生高次谐波阿秒脉冲的条件。因此,在用线偏振光产生单阿秒脉冲的振幅选通法中,驱动光场载波-包络相位的最优设置应为 $\varphi_{ce}=0$ 。

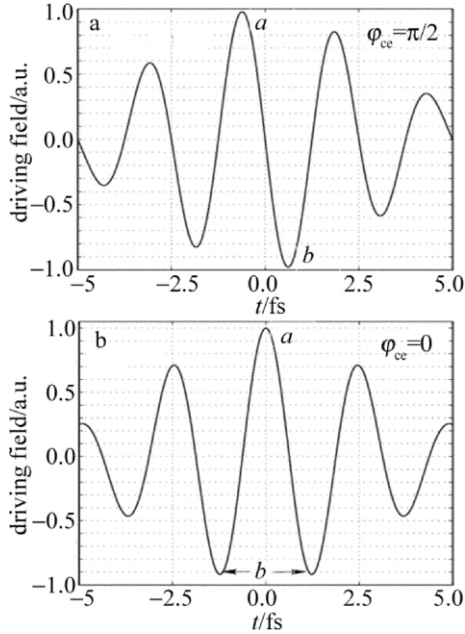


Fig. 4 Carrier-envelope-phase dependence of amplitude gating
a— $\varphi_{ce}=0.5\pi$ b— $\varphi_{ce}=0$

如前所述,偏振选通技术涉及偏振度随时间变化光脉冲场的合成。这里设时间间隔为 T_d 的左旋和右旋圆偏脉冲光场分别为:

$$\vec{E}_{lc}(t) = E_0 \left[e^{-2\ln(2) \frac{(t-T_d/2)^2}{\tau_p^2}} \right] \times [\cos(\omega_1 t + \varphi_{ce}) \hat{x} + \sin(\omega_1 t + \varphi_{ce}) \hat{y}] \quad (1)$$

$$\vec{E}_{rc}(t) = E_0 \left[e^{-2\ln(2) \frac{(t+T_d/2)^2}{\tau_p^2}} \right] \times [\cos(\omega_1 t + \varphi_{ce}) \hat{x} - \sin(\omega_1 t + \varphi_{ce}) \hat{y}] \quad (2)$$

则合成光场及其椭圆率分别如下:

$$\begin{aligned} \vec{E}_c(t) &= \vec{E}_{rc}(t) + \vec{E}_{lc}(t) = \\ E_0 &\left[e^{-2\ln(2) \frac{(t+T_d/2)^2}{\tau_p^2}} + e^{-2\ln(2) \frac{(t-T_d/2)^2}{\tau_p^2}} \right] \cos(\omega_1 t + \varphi_{ce}) \hat{x} + \\ E_0 &\left[e^{-2\ln(2) \frac{(t+T_d/2)^2}{\tau_p^2}} - e^{-2\ln(2) \frac{(t-T_d/2)^2}{\tau_p^2}} \right] \sin(\omega_1 t + \varphi_{ce}) \hat{y} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\xi(t) = \frac{|1 - e^{-4\ln(2) \frac{(T_d/\tau_p^2)t}{2}}|}{|1 + e^{-4\ln(2) \frac{(T_d/\tau_p^2)t}{2}}|} \quad (4)$$

上述各式中相关参量描述同前。参考文献[5]中的理论分析说明,当驱动光的偏振椭圆率从0增加到0.2时,高次谐波产生强度将有一个数量级的减弱,因此,高次谐波产生过程的临界偏振椭圆率常设为0.2。对

于给定的临界偏振椭圆率,通过(4)式即可求得能够产生显著高次谐波现象的准线偏振光场时间区域,这里称为选通时间 T_g 。下面分析中取 $T_d=5\text{fs}$ 。

偏振选通技术 $\varphi_{ce}=0$ 情况下的驱动光场以及准线偏振光时间区域如图5所示。此时在时间上有两次谐波脉冲产生过程,对高次谐波产生过程 a 而言,其电子隧穿电离发生在准线偏振光区域之外,而电子与母核的重新结合发生在准线偏振光区域之中;而过程 b 中则正好相反——电子隧穿电离发生在准线偏振光区域之中,而电子与母核的重新结合发生在准线偏振光区域之外。而当载波-包络相位由0向 0.5π 变化时,如图6a中的 $\frac{3\pi}{8}$ 时,这两次谐波脉冲

产生过程将受到完全不同的影响:对过程 a 而言,虽然此时其电子与母核的重新结合仍然发生在准线偏振光区域之中,但由于其隧穿电离将发生距离准线偏振光区域更远的时间点,这里椭圆率更大的光场将势必减小电子与母核重新结合的可能性,这将直接导致高次谐波强度的减弱。因此这个过程的高次谐波产生将受到抑制;而对过程 b 而言,此时其隧穿电离仍然发生在准线偏振光区域之中,但由于其电子与母核的重新结合将发生距离准线偏振光区域更近的时间点,这里椭圆率更小的光场将势必增大电子与母核重新结合的可能性,这将直接导致高次谐波强度的增强。因此这个过程的高次谐波产生将受到增强。当 $\varphi_{ce}=\frac{\pi}{2}$ 时,过程 b 中的谐波脉冲产生过程(电子隧穿电离、电子在光场中的运动以及电子与母核的重新结合)都近似发生在此准线偏振光区域中,这使得这个过程的增强效果达到最大值;而过程 a 则受到最大程度的抑制。其最终结果是驱动脉冲光场在选通时间内产生单个阿秒光脉冲,如图6b所示。因而对偏振选通技术而言,其最优的驱动光场载波-包络相位是 $\varphi_{ce}=\frac{\pi}{2}$ 。这里特别说明的是,所述两个脉冲产生过程的差异最终决定着谐波脉冲强度,参考文献[2]中的计算结果给出了很好的证明。

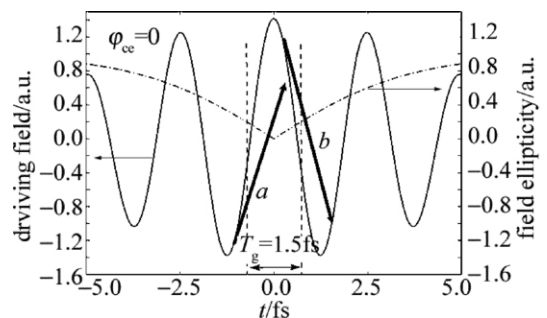


Fig. 5 Carrier-envelope-phase dependence of polarization gating: $\varphi_{ce}=0$

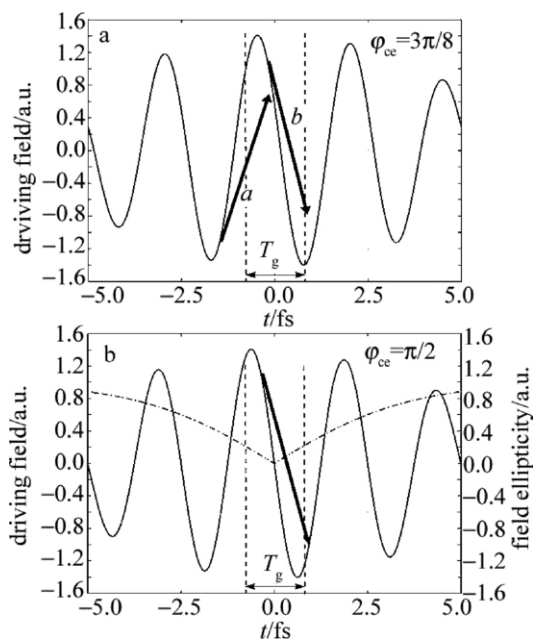


Fig. 6 Carrier-envelope-phase dependence of polarization gating

$$a - \phi_{ce} = \frac{3\pi}{8} \quad b - \phi_{ce} = \frac{\pi}{2}$$

以上分析了振幅选通技术与偏振选通技术在驱动场最佳载波-包络相位设置方面的差异。同时,这个分析过程也说明了这种差异的根本原因:振幅选通技术采用的是线偏振激光场,偏振选通技术则采用偏振度随时间变化的驱动光场,而高次谐波产生过程与驱动光场的偏振特性密切相关,且仅在偏振度较高的光场部分发生较明显的高次谐波产生现象。正是这个原因使得这两类单阿秒脉冲技术在最佳相位设置方面出现了差异。

3 结论

针对两种高次谐波单阿秒脉冲产生技术在驱动场载波-包络相位设定方面的差异,从这两种技术的基本原理出发,分析了光场载波-包络相位对不同方法阿秒脉冲产生过程的影响,直观地说明这两种单阿秒脉冲

产生技术在相位选择方面所存在的区别的原因,得出两者的最佳驱动场载波-包络相位设置分别为0与 0.5π 。

参考文献

- [1] YAMASHITA M, YAMANE K, MORITA R. Quasi-automatic phase-control technique for chirp compensation of pulses with over-one-octave bandwidth-generation of few-femtosecond optical pulses [J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2006, 12 (2): 213-222.
- [2] CHANG Z H. Single attosecond pulse and XUV supercontinuum in the high-order harmonic plateau [J]. Physical Review, 2004, A70 (4): 043802/1-043802/8.
- [3] BRABEC T, KRAUSZ F. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics [J]. Reviews of Modern Physics, 2000, 72 (2): 545-591.
- [4] CORKUM P B. Plasma perspective on strong-field multiphoton ionization [J]. Physical Review Letters, 1993, 71 (13): 1994-1997.
- [5] ANTOINE P, L'HUILIER A, LEWENSTEIN M, et al. Theory of high-order harmonic generation by an elliptically polarized laser field [J]. Physical Review, 1996, A53 (3): 1725-1745.
- [6] HENTSCHEL M, KIENBERGER R, SPIELMANN C, et al. Attosecond metrology [J]. Nature, 2001, 414 (6863): 509-513.
- [7] KIENBERGER R, GOULIELMAKIS E, UIBERACKETER M, et al. Atomic transient recorder [J]. Nature, 2004, 427 (6977): 817-821.
- [8] GOULIELMAKIS E, SCHULTZE M, HOFSTETTER M, et al. Single-cycle nonlinear optics [J]. Science, 2008, 320 (5883): 1614-1617.
- [9] TCHERBAKOFF O, ME'VEL E, DESCAMPS D, et al. Time-gated high-order harmonic generation [J]. Physical Review, 2003, A68 (4): 043804/1-043804/4.
- [10] SANSONE G, BENEDETTI E, CALEARI F, et al. Isolated single-cycle attosecond pulses [J]. Science, 2006, 314 (5786): 443-446.
- [11] CHEN D Y, WANG Y Q, XIA Y Q. Recent progress of attosecond XUV pulses formed by high-harmonic generation [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2008, 20 (9): 1409-1412 (in Chinese).
- [12] WANG Ch, LIU H L, TIAN J S, et al. Analysis on intrinsic atomic phase in process of extreme ultraviolet attosecond pulse generation [J]. Laser Technology, 2012, 36 (3): 342-345 (in Chinese).
- [13] PLATONENKO V T, STRELKOV V V. Single attosecond soft-x-ray pulse generated with a limited laser beam [J]. Journal of the Optical Society of America, 1999, B16 (3): 435-440.