

# 利用调制的偏振态门控制阿秒脉冲的产生<sup>\*</sup>

张庆斌 洪伟毅 兰鹏飞 杨振宇 陆培祥<sup>†</sup>

(华中科技大学激光技术国家重点实验室, 武汉 430074)

(2008 年 4 月 28 日收到, 2008 年 8 月 28 日收到修改稿)

提出一种利用多光周期驱动脉冲获得极紫外宽带超连续谱的新方法. 利用波长为 1600 nm 的基频场组成的偏振态门增强高次谐波产生效率对椭圆率的依赖, 并叠加上波长为 800 nm 的倍频场来调制电离比率. 计算结果表明, 采用脉冲宽度为 6 个光周期 (32.4 fs) 的基频脉冲就能够将高次谐波辐射限制在 0.5 个光周期内, 获得了带宽为 280 eV 的超连续谱. 这个谱宽支持傅里叶极限为 10 as 的单个脉冲输出. 直接选取超连续谱上的一段, 可以获得 100 as 的脉冲输出. 此外, 在调制的偏振态门中可以使用相对延迟较小的两束基频光组成偏振态门, 提高了脉冲的强度利用率.

关键词: 阿秒脉冲, 超连续谱, 偏振态门

PACC: 7220H, 4265K

## 1. 引 言

阿秒科学的发展使得人们对超快物理过程的研究进入了一个全新的阶段<sup>[1,2]</sup>. 一些基本的原子物理过程如内壳层电子弛豫和光隧道电离, 都是在几分之一甚至几十分之一的可见光或近红外光振荡周期内发生的, 这就需要脉冲宽度极短的光探针. 产生脉冲宽度极短的阿秒脉冲已经成为度量这些超快过程需要解决的首要问题. 由于高次谐波谱的平台区覆盖了从红外到极紫外甚至软 X 射线波段, 于是很快便成为了突破飞秒极限, 实现阿秒脉冲输出的首选方案<sup>[3-7]</sup>. 在多光周期的飞秒激光脉冲驱动下, 直接选取高次谐波谱上的一段将会得到每 0.5 个光周期重复 1 次的阿秒脉冲链<sup>[8-10]</sup>, 这是由于在激光场的作用下谐波产生过程每 0.5 个光周期都会重复 1 次. 然而将阿秒脉冲链直接应用于超快测量是十分困难的, 人们更希望使用单个的阿秒脉冲作为测量工具.

由脉冲宽度只有若干个周期的激光驱动原子产生高次谐波, 使整个谐波辐射谱通过一个只允许截止区附近某些最高频率的光子通过的滤波器, 就可以滤出只在激光脉冲峰值附近几分之一的光周期内

产生的高能光子, 从而获得单个阿秒脉冲<sup>[11-13]</sup>. 这种方法受限于可以选出的谱宽, 难以获得小于 100 as 的脉冲输出. 研究人员从理论上提出并用实验验证了利用相对强的多光周期脉冲和相对弱的若干个光周期的脉冲组成组合脉冲, 能够有效提高超连续谱的强度, 但是谱宽仍然小于 20 eV<sup>[14,15]</sup>. 为了获得谱宽更宽的单阿秒脉冲, 研究人员提出利用若干个光周期的双色场来控制电子的电离或者运动过程, 获得了更宽的超连续谱<sup>[16-19]</sup>. 另外, Sansone 等<sup>[20]</sup>将 Corkum 提出的偏振态门技术用于 5 fs 超短脉冲, 经过啁啾补偿得到了 130 as 的单个脉冲输出. 然而获得只有若干个光周期的超短脉冲在实验上是一个相当苛刻的条件, 于是研究人员在利用多光周期驱动脉冲获得单个阿秒脉冲方面做了许多尝试. 在我们以前的工作中, 利用多光周期的双色场作为驱动脉冲, 成功获得了单个阿秒脉冲的输出<sup>[18,21]</sup>. 文献 [18] 理论计算了用脉冲宽度为 10 fs、波长为 800 nm 的基频场与波长为 1600 nm 的二次谐波场组成的双色场作用于氦原子, 获得亚 100 as 的单个脉冲输出.

最近 Chang 等<sup>[22,23]</sup>提出将偏振态门和双色门联合起来, 就能使用比传统偏振态门所需要的驱动脉冲宽度长一倍 (10 fs) 的脉冲获得单个阿秒的输出. 本文提出利用波长为 1600 nm 的基频场组成偏振态

<sup>\*</sup> 国家重点基础研究发展规划 (批准号: 2006CB806006) 和国家自然科学基金 (批准号: 10574050, 10774054, 10734080) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: lupeixiang@mail.hust.edu.cn

门,增强对电子运动过程的控制,使得高次谐波产生效率对激光场椭圆率的变化更加敏感,同时叠加 800 nm 的倍频场来调制驱动脉冲两个相邻的 0.5 个光周期的电离比率的新机制.计算结果表明,用 6 个光周期(32.4 fs)的基频场就可以获得 280 eV 的超连续谱输出,对应的傅里叶极限脉冲宽度为 10 as.在这种机制下,如果使用脉冲宽度小于 6 个光周期的驱动脉冲,组成偏振态门的两束基频光间的时间延迟比传统偏振态门技术小,能提高激光脉冲的强度利用率.

## 2. 计算结果及讨论

我们在计算中所采用调制的偏振态门是通过在基频的偏振态门上叠加倍频场实现的.偏振态门在实验上可以通过两束存在一定相对延迟且分别为左旋和右旋的圆偏振高斯脉冲叠加产生<sup>[24-26]</sup>.这两束脉冲叠加后产生的组合脉冲沿  $x$  方向和  $y$  方向偏振的分量可以表示为

$$E_{x,\omega} = E_0 \left( \exp[-2\ln(2)\chi(t - T_d/2)\tau_p] + \exp[-2\ln(2)\chi(t + T_d/2)\tau_p] \right) \times \cos(\omega t + \phi_{CE}), \quad (1)$$

$$E_{y,\omega} = E_0 \left( \exp[-2\ln(2)\chi(t - T_d/2)\tau_p] - \exp[-2\ln(2)\chi(t + T_d/2)\tau_p] \right) \times \sin(\omega t + \phi_{CE}), \quad (2)$$

式中  $E_0$ ,  $\omega$ ,  $\tau_p$  和  $\phi_{CE}$  分别为电场幅值、频率、脉冲宽度和载波包络相位,  $T_d$  为两束光之间的时间延迟.由于高次谐波产生效率随着驱动脉冲椭圆率  $\epsilon$  的增加而降低,可以定义一个阈值  $\xi$ ,当椭圆率  $\epsilon$  小于这个值时认为谐波可以有效产生.定义激光脉冲椭圆率  $\epsilon$  小于阈值  $\xi$  的时间范围为偏振态门宽度  $\delta t$ ,经过推导可以得到

$$\delta t = \frac{1}{\ln(2)} \xi \frac{\tau_p^2}{T_d}. \quad (3)$$

用来调制偏振态门的  $x$  方向偏振的倍频场可以表示为

$$E_{x,2\omega} = a_{2\omega} E_0 \exp[-2\ln(2)\chi(T_d/2)\tau_p] \times \exp[-2\ln(2)\chi(t^2/\tau_{2\omega}^2)] \times \cos(2\omega t + 2\phi_{CE} + \varphi_{2\omega}), \quad (4)$$

式中  $a_{2\omega}$  为倍频场幅值与基频脉冲幅值的比率,  $\tau_{2\omega}$  为倍频场的脉冲宽度,  $\varphi_{2\omega}$  为倍频场与基频场间的相对相位.加倍频场后  $x$  方向的合电场

$$E_x = E_{x,\omega} + E_{x,2\omega}.$$

图 1 为调制的偏振态门的电场特性和偏振特性.基频圆偏振光的中心波长  $\lambda = 1600$  nm,电场幅值  $E_0 = 0.075$  a. u. (本文的电场幅值均采用原子单位(a. u.)表示),对应的激光场强度为  $2 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>.脉冲宽度  $\tau_p = 6T_0$  (32.4 fs),  $T_0$  为基频场的光周期,在本文中基频场波长分别为 1600 和 800 nm 时,  $T_0$  分别取 5.4 和 2.7 fs.相对时间延迟  $T_d = \tau_d$ ,载波包络相位  $\phi_{CE} = -0.35\pi$ .在上述选定参数下偏振态门  $x$  方向的中心强度  $I_g = 4 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>.加入的倍频场幅值比率  $a_{2\omega} = 45\%$ ,对应的强度  $I_1 = 2 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup>,相对相位  $\varphi_{2\omega} = -\pi$ .倍频场与基频场强度在  $x$  方向的比值  $I_1/I_g = 5\%$ .需要注意的是,实验上基频光和倍频光的载波包络相位必须保持稳定.由于基频光和倍频光在稀有气体中的相速度不同,这将导致它们之间相位关系的变化.我们利用 Cauchy 公式<sup>[27]</sup>对作用气体是气压为 4000 Pa 的氖气、光传播距离为 1 mm 的典型情况进行了计算.计算结果表明,基频光和倍频光的相位关系只产生极微小的变化,可以忽略.图 1(a)所示为调制后的偏振态门在  $x$  方向的电场.从图 1(a)可以看出,倍频场的加入破坏了电场在  $x$  轴正、负方向的对称性,倍频场使得  $x$  轴负方向的电场强度大于  $x$  轴正方向的电场强度.图 1(b)为调制后的偏振态门在  $y$  方向的电场.图 1(c)为电场的偏振态随时间变化情况.从图 1(c)可以看出,偏振态的变化过程是从圆偏振变成线偏振再变回圆偏振,只在中心的一小段时间内呈现沿  $x$  方向线偏振.

我们用 Lewenstein 量子模型<sup>[28]</sup>对调制偏振态门与氖原子相互作用进行了计算.利用 Ammesov, Delone 和 Krainov 提出的 ADK 模型<sup>[29]</sup>对原子基态消耗情况进行计算,结果显示在本文选定的参数下,整个脉冲作用过后原子处于基态的概率仍然大于 60%.图 2(a)是在图 1 中所使用的激光脉冲参数下计算得到的高次谐波辐射谱,  $I_r$  为辐射信号强度.从图 2(a)可以看出,谐波谱上呈现两个平台的结构.第一个平台中的 50—420 次谐波和第二个平台中的 420—460 次谐波都是超连续的,第一个平台在强度上比第二个平台高 2 个数量级,第一个平台中超连续谱的带宽达到了 280 eV.图 2(b)是图 2(a)中谐波辐射信号的时频分析图,灰度图上颜色的深浅表示了辐射信号的强弱,图中呈现出多个弓型结构,只有一个弓形结构是颜色最深,其余弓形结构的颜

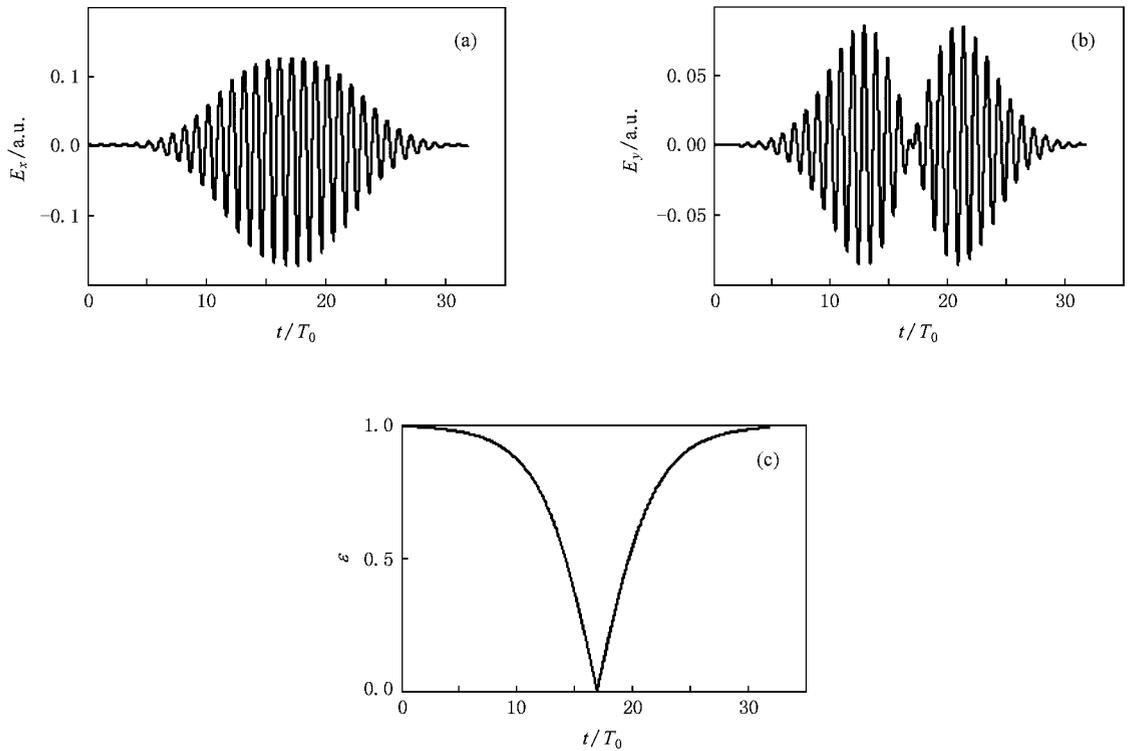


图 1 调制的偏振态在  $x$  方向、 $y$  方向电场以及椭圆率  $\epsilon$  随时间  $t$  的变化 (a)  $x$  方向电场 (b)  $y$  方向电场 (c) 电场的椭圆率  $\epsilon$

色都非常浅. 因此, 可以认为图 2(a) 中的第一个平台是对应于强度最大但截止的谐波次数相对较低的弓形结构, 而第二个平台对应于强度相对较低但截止阶次相对较高的弓形结构. 我们知道, 谐波谱上的分立结构是由于相同频率的谐波在多个不同时刻的辐射信号干涉造成的. 从图 2(b) 中可以看出, 在只考虑较强信号的情况下, 即只考虑颜色最深的一个弓形结构时, 相同频率的谐波在整个激光与原子相互作用过程中只辐射两次, 因此图 2(a) 中存在很宽

的超连续谱. 然而超连续谱上仍然存在着一一定的调制. 这是由于相同频率的谐波仍然存在两个不同的辐射时刻, 也就是所谓的“长短轨道”, 它们分别对应于时频图上弓形的两臂. 幸运的是, 由于长轨道和短轨道有着完全不同的相位匹配条件<sup>[8]</sup>, 理论和实验上都已经证明通过聚焦激光脉冲在作用气体之前可以消去长轨道<sup>[5,9]</sup>.

图 3 为选择图 2(a) 中 350—400 次超连续谱叠加后得到的辐射图. 从图 3 可以看到, 两个子脉冲分

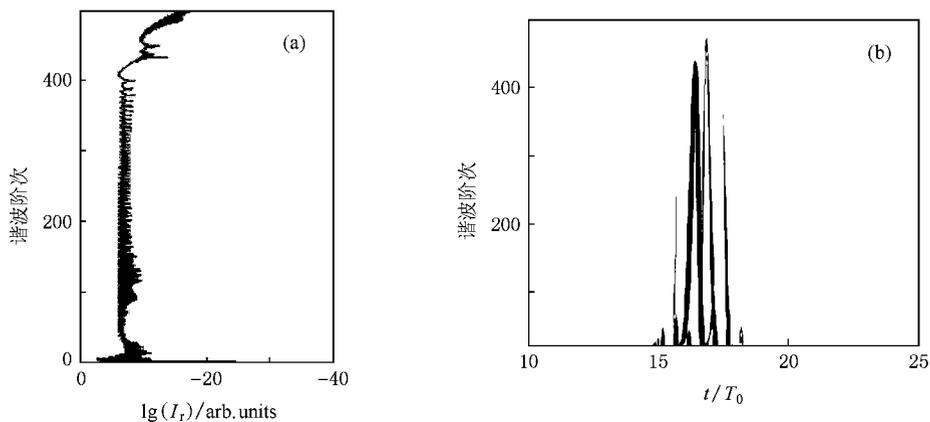


图 2 调制的偏振态门与氦原子相互作用得到的谐波辐射图以及与谐波辐射对应的时间频率分析图 (a) 谐波辐射图 (b) 时频分析图

别对应于谐波产生过程中的短轨道和长轨道.在实验中通过选择激光焦点位置的方法消去长轨道,就可以获得单个阿秒脉冲的输出.图3中短轨道所对应脉冲的脉冲宽度为100 as.由于高次谐波的产生过程决定了辐射信号必定存在啁啾,因此直接选择更宽的带宽并不能得到更窄的脉冲,必须通过选择适当的色散材料来补偿啁啾才能选择更宽的带宽,如 Sansone 等<sup>[20]</sup>成功地利用薄铝片的负色散性质补偿了短轨道产生所伴随的正啁啾,获得了130 as的单个脉冲输出.通过轨道选择和啁啾补偿后选择全部280 eV的超连续谱,可以获得傅里叶变换极限为10 as的单脉冲.已经有理论和实验上的研究表明,驱动场波长越长,高次谐波产生效率就越低,但是在我们提出的这种机制中,由于选择的是图1(a)中第一个平台的高次谐波合成阿秒脉冲,有利于提高阿秒脉冲的强度.由于双色场增强电离的效果,我们获得的阿秒脉冲强度比采用1600 nm纯偏振态门高2个数量级,这几乎与800 nm纯偏振态门获得的阿秒脉冲强度相当.

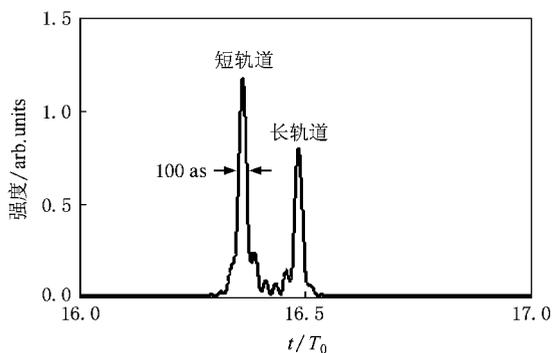


图3 超连续谱上350—400次谐波叠加后得到的辐射图

为了更好地理解调制的偏振态门是如何控制阿秒脉冲的产生,我们从 Corkum<sup>[30]</sup>提出的“三步模型”开始分析.基态的电子通过多光子电离或者隧道电离进入到连续态,连续态的电子在激光场的作用下运动并获得能量,其中的一部分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.在我们提出的机制中,通过调制的偏振态门分别控制了“三步模型”中电子的电离和在激光场中运动这两个过程,将高次谐波的有效辐射控制在0.5个光周期的范围内,实现了宽带超连续谱的输出.

图4为用图1(a)所示的 $x$ 方向偏振激光脉冲与氦原子相互作用后得到谐波信号的时频分析图.

时频图上呈现强弱相间的弓形结构图案,即高次谐波的辐射从1个光周期2次变成了1个光周期1次.这种现象可以解释为经倍频场调制后 $x$ 轴负方向电场强度大于 $x$ 轴正方向电场强度,从而在每个光周期内电场达到 $x$ 轴负方向峰值时的电离率远大于电场达到 $x$ 轴正方向峰值时的电离率,在不考虑电子回复效率影响的情况下高电离率将导致强的谐波辐射信号.

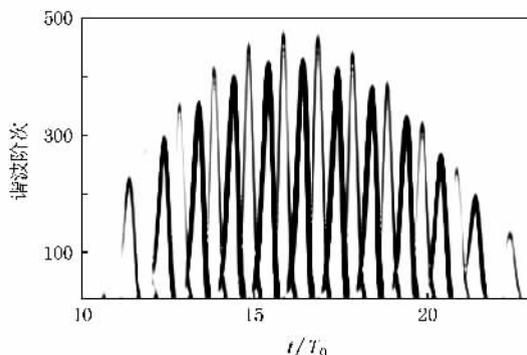


图4 用图1(a)所示 $x$ 方向线偏振光与氦原子相互作用得到的谐波辐射信号的时频分析图

图5(a)为4个光周期的800 nm激光脉冲组成的偏振态门作为驱动脉冲产生谐波辐射的时频分析图.从图5(a)可以看出,在时间轴中心约为1个光周期范围内有明显的谐波辐射信号产生.图5(b)中的驱动脉冲由4个光周期的1600 nm激光脉冲组成,图中谐波辐射的光周期范围明显小于图5(a)中的范围,约为0.5个光周期.He等<sup>[31]</sup>研究发现,高次谐波产生过程中采用波长较长的驱动脉冲会增强谐波产生效率对椭圆率的依赖,对波长为800和1600 nm的驱动脉冲阈值 $\xi$ 分别为0.2和0.1.由(4)式计算得出,上述不同波长驱动脉冲所组成的偏振态门的宽度 $\delta t$ 分别为1.15个光周期和0.57个光周期,这与图5(a)(b)中的谐波信号的辐射时间范围相符.

在我们提出的调制的偏振态门机制中,倍频场通过调制电离率使得谐波有效辐射次数从1个光周期2次变为1个光周期1次,因此我们所能采用的偏振态门宽度从0.5个光周期变为1个光周期.我们利用电子在较长波长的驱动脉冲中的运动半径更大从而使得谐波产生效率对激光场椭圆率的依赖增强这一性质,采用6个光周期1600 nm的基频场组成偏振态门,对应门的宽度为0.9个光周期.综合上述两种特性,通过对电子电离和运动的有效控制,高次谐波在整个脉冲作用时间范围内只辐射1次,从

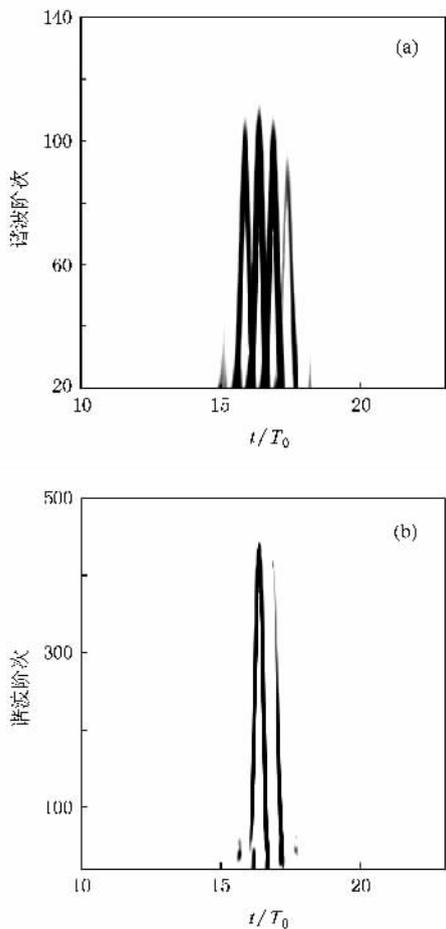


图5 不同驱动脉冲组成未经调制的偏振态门与氦原子作用得到的谐波辐射的时频分析图 (a) 4个光周期(10.8 fs),  $T_0 = 2.7$  fs,  $I_g = 6 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> (b) 4个光周期(21.6 fs),  $T_0 = 5.4$  fs,  $I_g = 4 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>

而产生了宽带超连续谱.

传统偏振态门和调制的偏振态门能够有效工作时, 门的宽度分别为 0.5 个光周期和 1 个光周期. 图 6 为传统偏振态门和调制的偏振态门有效工作时, 驱动脉冲的宽度  $\tau_p$  与相对时间延迟  $T_d$  间的关系. 从图 6 可以看出, 在相同的脉冲宽度情况下, 传统偏振态门方法所需要的相对时间延迟更长. 如图 6 所示, 只要相对时间延迟足够长, 无论驱动脉冲的脉冲宽度取多长, 偏振态门的宽度都能分别满足两种机制的要求. 然而对于  $x$  方向驱动场的中心强度  $I_g$  而言, 却是随着相对时间延迟的增加而呈指数衰减的形式, 即

$$I_g = \exp\left[-\ln(2)\left(\frac{T_d}{\tau_p}\right)^2\right] I_{in}. \quad (5)$$

因此,  $T_d$  不能选取太大. 而在选取相同  $T_d$  的情况

下, 调制的偏振态门可以选用的驱动脉冲宽度更宽. 图 7 为驱动场脉冲宽度分别为 2 个光周期和 4 个光周期时,  $x$  方向脉冲强度利用率  $I_g/I_{in}$  随  $T_d$  的变化关系. 下面以脉冲宽度为 4 个光周期的情况为例进行分析. 如图 6 所示, 传统偏振态门和调制的偏振态门能有效工作所需要的相对时间延迟分别为 9.2 个光周期和 2.3 个光周期, 对应于图 7 中的强度利用率分别为 2.6% 和 80%. 由此可见, 在相同的脉冲宽度情况下, 调制的偏振态门对  $x$  方向激光脉冲强度有着更高的利用率.

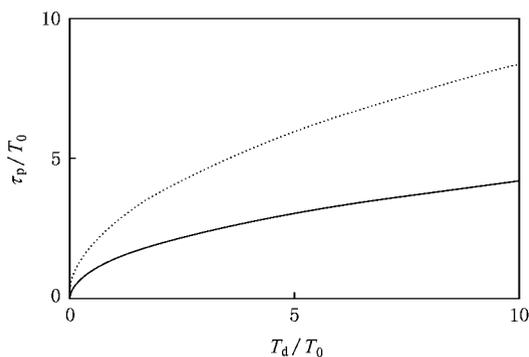


图6 脉冲宽度  $\tau_p$  与相对时间延迟  $T_d$  的关系. 虚线对应于波长为 800 nm 的驱动脉冲组成的调制的偏振态门, 实线对应于波长为 1600 nm 的驱动脉冲和其倍频场组成的传统偏振态门

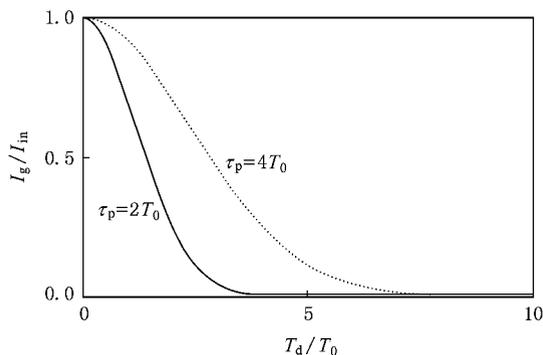


图7 驱动光分别为 2 个光周期和 4 个光周期时, 激光脉冲  $x$  偏振方向的强度利用率  $I_g/I_{in}$  与相对时间延迟  $T_d$  的关系

### 3. 结 论

本文利用倍频场对电场对称性的破坏及在使用较长波长驱动光时高次谐波产生效率对激光场椭圆率的依赖增强这两个性质, 通过控制电子电离及其在激光场中运动, 用多光周期 (6 个光周期, 32.4 fs) 的驱动脉冲就成功地将高次谐波的有效产生限制在 0.5 个光周期内, 获得了 280 eV 的宽带超连续谱, 对

应的傅里叶极限脉冲宽度为  $10 \text{ as}$ . 此外,我们提出的这种新机制与传统偏振态门相比,用来组成偏振

态门的两束基频驱动光之间的相对时间延迟可以适当减小,从而提高了驱动脉冲的强度利用率.

- [ 1 ] Bucksbaum P H 2007 *Science* **317** 766
- [ 2 ] Goulielmakis E ,Yakovlev V S ,Cavaliere A L ,Uiberacker M ,Pervak V ,Apolonski A ,Kienberger R ,Kleineberg U ,Krausz F 2007 *Science* **317** 769
- [ 3 ] Kapteyn H ,Cohen O ,Chrisov I ,Mumane M 2007 *Science* **317** 775
- [ 4 ] Drescher M ,Hentschel M ,Kienberger R ,Tempea G ,Spielmann C ,Reider G A ,Corkum P B ,Krausz F 2001 *Science* **291** 1923
- [ 5 ] Paul P M ,Toma E S ,Bregier P ,Mullot G ,Auge F ,Balcou P ,Muller H G ,Agostini P 2001 *Science* **292** 1689
- [ 6 ] Zeng Z N ,Li R X ,Xie X H ,Xu Z Z 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2316 ( in Chinese ) [ 曾志男、李儒新、谢新华、徐至展 2004 物理学报 **53** 2316 ]
- [ 7 ] Cao W ,Lan P F ,Lu P X 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1608 ( in Chinese ) [ 曹伟、兰鹏飞、陆培祥 2007 物理学报 **56** 1608 ]
- [ 8 ] Antoine P ,L' uillier A ,Lewenstein M 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 1234
- [ 9 ] Mairesse Y ,de Bohan A ,Frasinski L J ,Merdji H ,Dinu L C ,Monchicourt P ,Bregier P ,Kovacev M ,Taieb R ,Carrec B ,Muller H G ,Agostini P ,Saliere P 2003 *Science* **302** 1540
- [ 10 ] Uiberacker M ,Uphues T ,Schultze M ,Verhoef A J ,Yakovlev V ,Kling M F ,Rauschenberger J ,Kabachnik N M ,Schroder H ,Lezius M ,Kampa K L ,Muller H G ,Vrakking M J J ,Hendel S ,Kleineberg U ,Heinzmann U ,Drescher M ,Krausz F 2003 *Nature* **426** 627
- [ 11 ] Hentschel M ,Kienberger R ,Spielmann C ,Reider G A ,Milosevic N ,Brabec T ,Corkum P B ,Heinzmann U ,Drescher M ,Krausz F 2001 *Nature* **414** 509
- [ 12 ] Baltuska A ,Udem T ,Uiberacker M ,Hentschel M ,Goulielmakis E ,Gohle C ,Holzwarth R ,Yakovlev V S ,Scrinzi A ,Hansch T W ,Krausz F 2003 *Nature* **421** 611
- [ 13 ] Kienberger R ,Goulielmakis E ,Uiberacker M ,Baltuska A ,Yakovlev V ,Bammer F ,Scrinzi A ,Westerwalbesloh T ,Kleineberg U ,Heinzmann U ,Drescher M ,Krausz F 2004 *Nature* **427** 817
- [ 14 ] Zeng Z N ,Li R X ,Xie X H ,Xu Z Z 2004 *Phys. Rev. A* **70** 053809
- [ 15 ] Xiong H ,Li R X ,Zeng Z N ,Zheng Y H ,Peng Y ,Yang X ,Chen X W ,Zeng H P ,Xu Z Z 2007 *Phys. Rev. A* **75** R051802
- [ 16 ] Zeng Z N ,Cheng Y ,Song X ,Li R X ,Xu Z Z 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 203901
- [ 17 ] Zheng Y H ,Zeng Z N ,Li X F ,Chen X W ,Liu P ,Xiong H ,Lu H ,Zhao S T ,Wei P F ,Zhang L ,Wang Z G ,Liu J ,Cheng Y ,Li R X ,Xu Z Z 2008 *Opt. Lett.* **33** 234
- [ 18 ] Lan P F ,Lu P X ,Cao W ,Li Y H ,Wang X L 2007 *Phys. Rev. A* **76** R011402
- [ 19 ] Lan P F ,Lu P X ,Cao W ,Wang X L 2007 *Phys. Rev. A* **76** 051801
- [ 20 ] Sansone G ,Benedetti E ,Calegari F ,Vozzi C ,Avaldi L ,Flammini R ,Poletto L ,Villorosi P ,Altucci C ,Velotta R ,Stagira S ,De Silvestri S ,Nisoli M 2006 *Science* **314** 433
- [ 21 ] Cao W ,Lu P X ,Lan P F ,Wang X L ,Yang G 2007 *Opt. Express* **15** 530
- [ 22 ] Chang Z H 2007 *Phys. Rev. A* **76** 051403
- [ 23 ] Mashiko H ,Gilbertson S ,Li C ,Khan S D ,Shakya M M ,Moon E ,Chang Z H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 103906
- [ 24 ] Platonenko V ,Strelkov V 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 030435
- [ 25 ] Tcherbakoff O ,Mevel E ,Descamps D ,Plumridge J ,Constant E 2003 *Phys. Rev. A* **68** 043804
- [ 26 ] Shan B ,Ghimire S ,Chang Z 2005 *J. Mod. Opt.* **52** 277
- [ 27 ] Born M ,Wolf E 1999 *Principles of Optics* ( 7th ed ) ( Cambridge : Cambridge University Press ) p101
- [ 28 ] Lewenstein M ,Balcou P ,Ivanov M Y ,Lhuillier A ,Corkum P B 1994 *Phys. Rev. A* **49** 2117
- [ 29 ] Ammesov M V ,Delone N B ,Krainov V P 1986 *Sov. Phys. JETP* **64** 1191
- [ 30 ] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [ 31 ] He F ,Ruiz C ,Becker A 2007 *Opt. Lett.* **32** 3224

# Control of attosecond pulse generation with modulated polarization gating<sup>\*</sup>

Zhang Qing-Bin   Hong Wei-Yi   Lan Peng-Fei   Yang Zhen-Yu   Lu Pei-Xiang<sup>†</sup>  
( *State Key Laboratory of Laser Technology, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China* )  
( Received 28 April 2008 ; revised manuscript received 28 August 2008 )

## Abstract

A new method is proposed to generate extreme ultraviolet supercontinuum. The polarization gating at 1600 nm is employed to intensify the ellipticity dependence of high harmonic signal, and the addition of a second harmonic field is used for modulating the ionization ratio. Calculations show that a fundamental pulse up to 6 optical cycles ( 32.4 fs ) in duration can be applied to confine the efficient high harmonic generation to half an optical cycle. This feature allows us to produce an extreme ultraviolet supercontinuum with the bandwidth of about 280 eV which supports generating a Fourier-transform-limited pulse of 10 as. By selecting one part of the supercontinuum, a 100 as pulse is obtained directly. In addition, the intensity utilizing efficiency of fundamental pulses can be increased by making the delay between the two pulses which compose the polarization gating smaller, when the modulated polarization gating is employed.

**Keywords** : attosecond pulse, supercontinuum, polarization gating

**PACC** : 7220H, 4265K

---

<sup>\*</sup> Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China( Grant No. 2006CB806006 )and the National Natural Science Foundation of China( Grant Nos. 10574050, 10774054, 10734080 ).

<sup>†</sup> E-mail :lupeixiang@mail.hust.edu.cn