

极紫外阿秒脉冲的色散控制及束线设计

许思源^{1,2}, 李远锋^{1,2}, 朱孝先^{2,3}, 高亦谈^{2,3}, 赵昆^{2,4*}, 朱江峰¹, 张大成¹, 贺新奎^{2,3,4},
滕浩^{2,4}, 魏志义^{2,3,4**}

¹西安电子科技大学物理与光电工程学院, 陕西 西安 710071;

²中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家研究中心, 北京 100190;

³中国科学院大学, 北京 100049;

⁴松山湖材料实验室, 广东 东莞 523808

摘要 基于极紫外波段高次谐波产生 (high-order harmonic generation, HHG) 的光学选通技术已成为目前人们获得孤立阿秒脉冲 (isolated attosecond pulse, IAP) 的重要手段。由于 IAP 继承了驱动激光脉冲的光学属性和重复频率, 因此具有良好的时空相干性和方向性。近转换极限极短脉宽 IAP 的产生不仅需要极紫外区域有较宽的连续光谱支持, 还需要对其所携带的本征色散进行补偿。据此, 本文从理论上模拟计算了多组阿秒脉冲光谱、本征色散和金属膜材料色散的参数组合, 在中心光谱 98, 120, 170 eV 附近的结果表明, 选用不同厚度的铯膜、钼膜和锡膜对应中心能量的高次谐波可以实现色散补偿。最终确定 120 eV 中心光子能量加钼膜的组合有可能在较高的产生效率下产生近 40 as 的 IAP。基于上述参数选择, 设计了一套由非共线阿秒条纹相机和平场光谱仪组成的极紫外阿秒束线及相应的真空系统, 该系统可用于高次谐波及阿秒脉冲的测量。

关键词 激光光学; 高次谐波; 孤立阿秒脉冲; 阿秒脉冲本征色散; 阿秒条纹相机

中图分类号 O434.11

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202148.0501009

1 引言

电子的运动和关联是所有基于电磁相互作用体系中最基础而核心的物理过程, 其特征时间在阿秒 (as, 10^{-18} s) 量级。要研究或控制电子的超快动力学过程, 就需要以同样甚至更短时间尺度变化的物理量为参考。超短脉冲激光的出现为研究超快现象提供了理想的工具, 变化的光场是人们能够测量并控制的最快物理量。目前人们在从红外到紫外的光谱范围内已经获得了短于 5 fs, 甚至接近单个光学周期 (波长为 800 nm 的光场振荡周期为 2.67 fs) 的飞秒脉冲^[1-6]。但要进一步获得与电子运动特征时间相当的阿秒脉冲, 就必须将载波光谱转移到振荡周期在阿秒量级的极紫外 (extreme ultraviolet, XUV) 乃至软 X 射线波段。20 世纪 80 年代, 人们

在激光电离气体原子的实验中观察到高次谐波的产生 (high-order harmonic generation, HHG)^[7-8]。作为原子在强激光场电离过程中由电子再碰撞产生的相干辐射, HHG 在频域上表现为等间距光梳, 而在时域上则是单个脉宽为几十至几百阿秒的序列相干光脉冲。利用红外或可见激光作为驱动光, 目前 HHG 的光谱已能够覆盖从真空紫外^[9]至 XUV 甚至软 X 射线波段^[10-11]。1993 年, Corkum^[12] 提出了强场电离的三步模型, 该模型成为后来 HHG 和阿秒光学的原始理论基础。基于此模型, 1994 年 Corkum 与其他学者合作^[13-14], 利用量子理论对 HHG 进行了细致的描述, 并预言了单个或“孤立”阿秒脉冲 (isolated attosecond pulse, IAP; 区别于 HHG 的阿秒脉冲序列) 产生的理论和方法。在瞬态测量中, 高次谐波难以提供阿秒精度的时间零点

收稿日期: 2020-12-17; 修回日期: 2021-01-13; 录用日期: 2021-02-05

基金项目: 国家重点研发计划 (2017YFB0405202, 2018YFB1107200)、国家自然科学基金 (61690221, 91850209, 11774277)、中国科学院仪器研制项目 (YZ201658)、前沿科学重点研究计划 (QYZDJ-SSW-JSC006)

*E-mail: zhaokun@iphy.ac.cn; **E-mail: zywei@iphy.ac.cn

和测量误差,因此需要 IAP。但由于测量诊断技术的限制,直到 2001 年人们才第一次真正在实验上观测到 IAP^[15],这标志着阿秒时代的来临和阿秒光学的出现。孤立阿秒脉冲继承了驱动激光脉冲的光学属性和重复频率,具有良好的时空相干性和方向性。经过近 20 年的发展,目前人们在实验室中得到的最短相干光脉冲的脉宽已经达到 50 as 左右^[16-18]。这些工作不仅对阿秒激光技术的飞速发展具有深远的意义,也是超快激光与原子分子相互作用研究的重要成果^[19-21],并为物质电子动力学的研究提供了阿秒时间分辨测量的工具^[22-26]。

单个或亚周期脉冲是在任何波段(如可见、红外或者 XUV)人们追求的超短相干脉冲极限。近单周期脉冲的产生需要满足两个条件:一是光谱范围足够宽;二是要在如此宽的光谱范围内对色散进行精确控制,使各频率成分相位同步,从而合成出接近傅里叶变换极限的脉冲^[18]。2012 年 Zhao 等^[27]获得了中心波长约 13.8 nm(光子能量为 90 eV,光场频率为 2.2×10^{16} Hz,周期为 46 as)的 IAP;光谱的半峰全宽达到 35 eV,大约为 0.85×10^{16} Hz,接近中心频率的一半;全光谱覆盖范围为 55~130 eV(波长为 22~9.5 nm),超过一个倍频程,傅里叶变换极限脉宽为 62 as。实验中利用相位匹配对光谱进行调控并使用金属锆(Zr)薄膜对阿秒脉冲产生时所携带的本征色散进行补偿^[28-29],取得了较好效果,测得脉宽仅为 67 as,大约是 1.5 个光周期的脉冲;这也是目前以钛宝石激光器为驱动光源产生的最短阿秒脉冲。

高次谐波的截止能量,也是有可能得到的最大光谱宽度,与驱动激光强度(功率密度)成正比,与波长的平方成正比^[12-13]。但是过高的激光强度会造成气体靶过度电离,破坏相位匹配条件,并减少可以产生高次谐波的中性原子密度,从而降低 HHG 的效率。长波长激光可以提高所产生高次谐波的截止能量^[30],这是因为较长的波长使电子电离后在光场中有较长的飞行时间,获得更高的动能,从而回来与离子复合时将释放出更高能量的光子。近年来,针对长波长的中红外飞秒激光的研究发展迅速,已在 2 μm 波段获得了单脉冲能量在 mJ 量级的近单周期脉冲^[31-33]。利用中红外飞秒激光驱动 HHG 的光子能量已经接近或达到水窗波段(波长为 2.3~4.4 nm,光子能量为 284~530 eV)^[34-35],相较于钛宝石激光器有较大优势。近期实验中得到的 50 as 左右的 IAP 结果使用的也都是中心波长在 1.8 μm

附近的参量激光器作为驱动光源,43 as 实验中 XUV 光谱在 95 eV 附近^[17],而 53 as 实验中光谱则覆盖了 100~330 eV 的范围^[16]。但是,随着驱动激光波长的增加,由于电子波包的量子弥散效应,高次谐波和 IAP 的产生效率会大幅度下降,这就对所使用的长波长激光的技术参数和稳定性提出更加苛刻的要求,并且增加了实验的难度。就目前的技术条件而言,钛宝石激光器仍然有不可替代的优势。相比于参量激光,钛宝石激光系统较为简单,技术更成熟可靠^[36],其利用非线性展宽再压缩技术^[37-39]可获得少周期飞秒脉冲,并且其驱动产生高次谐波和 IAP 的理论和技术的成熟。

本文将介绍一套以钛宝石激光器为驱动源的阿秒激光束线的设计和相关计算方法。束线利用源自钛宝石激光器的载波包络相位(carrier-envelope phase, CEP)锁定的少周期飞秒脉冲,经偏振选通^[14,18,28,40-42]得到 XUV 波段的超连续谱,使用金属膜进行色散补偿^[29],并利用阿秒条纹相机测量脉宽,使用 XUV 光栅系统观测光谱;从技术和理论上挖掘钛宝石激光器的最大潜力,以获得脉宽小于 50 as 的 IAP。

2 阿秒脉冲的色散

目前以钛宝石激光器为驱动光源产生的最短阿秒脉冲是 2012 年的 67 as^[27],其中心光子能量为 90 eV,光谱半峰全宽为 35 eV,全光谱覆盖范围为 55~130 eV,傅里叶变换极限脉宽为 62 as。要在驱动光源波长不变的条件下获得更短的阿秒脉冲,需要适当增大驱动光强度,以提高高次谐波的截止能量,从而提高阿秒脉冲的中心光子能量和光谱宽度。本实验设计的驱动激光参数如下:钛宝石激光器输出的 25~30 fs 脉冲经过非线性光谱展宽再压缩后,获得 CEP 锁定的少周期飞秒脉冲,中心波长在 750 nm 附近,脉宽为 5 fs、脉冲能量为 5 mJ。

由三步模型^[12]可知,光场中每半个周期产生一个极紫外高次谐波脉冲。理论上使用半周期的飞秒脉冲就能够直接产生 IAP,但是实验中往往只能得到 1~2 个周期的飞秒脉冲^[1,4,37]。当脉冲 CEP 锁定在 0 或 π 时,其包络与电场的峰值重合,电离电子获得的动能最大,辐射出的光子能量最高;而脉冲内其他半周期因电场较弱,辐射出的光子能量也较低。因此,在高次谐波光谱的截止区出现一段只包含一个阿秒脉冲的连续谱^[18]。利用振幅选通(amplitude gating)^[18,43-44],即通过带通滤波器分离出这段连续

谱,就能得到 IAP,但这仍然要求驱动脉冲短于 2 个光周期。

在 HHG 过程中,电子在圆或椭圆偏振的电场下很难飞回到初始位置与离子复合。偏振选通^[14,16,40-42]及其衍生的双光选通^[10,27,45-47]等技术利用非线性偏振光很难产生高次谐波这一特性,放宽了对驱动光脉宽的要求,已经成为实验中较常用的选通方式^[16]。偏振选通利用激光通过石英片时产生两个相互垂直且带有一定延迟的线偏振脉冲,再通过 1/4 波片将这两束相互垂直的线偏振光转换成两束圆偏振光;在特定延迟下,这两个圆偏振脉冲重合的区域中会形成不到一个周期的线偏振电场;此线偏振电场产生一个阿秒脉冲,而其前后的圆偏振电场则无法产生辐射,从而达到选通的目的。使用 2 个周期的脉冲(对钛宝石激光器而言脉宽为 5~6 fs)就能够实现偏振选通,其门宽 τ_G 的计算公式为^[42,48]

$$\tau_G \approx \frac{0.3\tau^2}{\Delta t}, \quad (1)$$

式中: τ 为驱动光的脉宽; Δt 为延迟时间。

需要计算并综合考虑 XUV 光谱、产生过程中的本征正色散和金属膜所能提供的负色散等因素选择合适的阿秒光谱波段。首先计算产生的 XUV 光谱及本征色散,高次谐波截止区的光子能量计算公式为

$$h\omega_x = I_p + 3.17U_p, \quad (2)$$

$$U_p = \frac{e^2 I_0}{2m_e c \epsilon_0 \omega_1^2}, \quad (3)$$

$$I_0 = \frac{1.88}{\pi} \times \frac{\epsilon}{\omega^2 \tau}, \quad (4)$$

式中: $h\omega_x$ 为高次谐波的截止光子能量, h 为约化普朗克常数, ω_x 为高次谐波光子圆频率; I_p 为稀有气

体原子的电离能; U_p 为电子电离后在电场中加速获得的有质动能; e 为电子电量的绝对值; m_e 为电子质量; c 为真空光速; ϵ_0 为真空介电常数; ω_1 为飞秒激光的中心圆频率; I_0 为高斯光斑的峰值功率密度; ϵ 为驱动激光脉冲能量; ω 为光斑强度在 $1/e^2$ 处的半径。利用上述几个公式的简单计算就能大致确定中心光谱位置。但是,由于 XUV 光子在气体靶中的相位匹配效果随能量升高逐渐变差,实验中能够看到的高次谐波光谱中心往往在 $2U_p$ 附近的平台区,因此本研究在计算光谱中心位置时使用 $I_p + 2U_p$ ^[27]。

根据三步模型,电子电离后在驱动光的半个周期内获得动能,返回并与离子复合辐射出 XUV 光子。在电场中不同时刻电离的电子最终所获得的动能以及回到离子并复合的时间都不相同,直接导致辐射出的 XUV 光子具有不同的能量和波长,且这些不同波长的光子对应于不同的电子电离与复合时间,以及不同的辐射时间。每半个驱动光周期内辐射出的 XUV 光子形成一个阿秒脉冲,但由于不同波长光的辐射时间不同,具有相对延迟,因此该脉冲为啁啾脉冲,产生时就具有固有色散,或称为阿秒本征色散(atto-chirp)^[49]。产生的 XUV 光子能量随电子电离时间的变化曲线如图 1 所示,其中图 1(a) 峰值左侧为长轨道辐射产生的光子能量,右侧为短轨道辐射产生的光子能量。由于长轨道中电子在电场中飞行距离较远,回到离子处复合的概率较低,其本征色散为负值,难以补偿,且辐射的发散角较大。在 XUV 光子的产生过程中通常利用相位匹配和在远场设置光阑的方式去除长轨道辐射,只利用短轨道辐射开展实验,因此,本研究重点关注短轨道的高次谐波辐射。

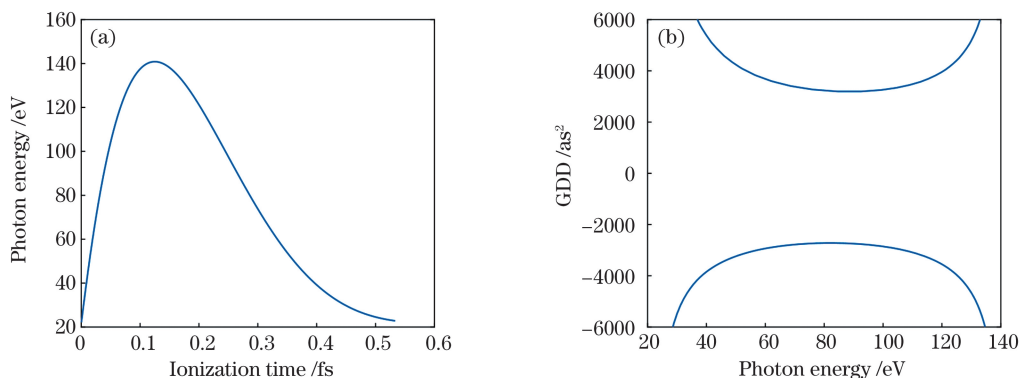


图 1 高次谐波辐射在 98 eV 附近的光子能量与色散。(a) XUV 光子能量随电子电离时间的变化;
(b) XUV 光子产生时的二阶色散

Fig. 1 Photon energy and dispersion of high-order harmonic radiation near 98 eV. (a) XUV photon energy changed with the electron ionization time; (b) XUV intrinsic group delay dispersion (GDD)

三步模型中,以简单的牛顿力学公式计算单个电子的运动,进而计算 XUV 的辐射光谱和色散^[48-49]。随时间变化的驱动光电场 E_1 可以表示为

$$E_1 = E_{10} \cos(\omega_1 t), \quad (5)$$

式中: E_{10} 为电场峰值, $E_{10} = \sqrt{2I_0/(c\epsilon_0)}$ 。电子在电场内的加速度可表示为

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{e}{m_e} \times E_1(t) = -\frac{e}{m_e} \times E_{10} \cos(\omega_1 t). \quad (6)$$

忽略库仑场的影响,考虑到电子在电离时刻 t' 的位置和速度均为 0,可算出电子在电场内的速度和位置分别为

$$v(t) = -\frac{eE_{10}}{m_e\omega_1} \times [\sin(\omega_1 t) - \sin(\omega_1 t')], \quad (7)$$

$$x(t) = \frac{eE_{10}}{m_e\omega_1^2} \times [\cos(\omega_1 t) - \cos(\omega_1 t') + \omega_1(t - t') \sin(\omega_1 t')]. \quad (8)$$

电子与离子复合时刻 t_e 可以从 $x(t_e) = 0$ 解出,但是 t_e 与 t' 的关系为超越方程,只能用数值计算方法求解^[48]。复合后辐射出的光子能量包括原子的电离能和电子在电场中获得的动能,即

$$\hbar\omega_X(t_e) = I_p + \frac{m_e v^2(t_e)}{2} = I_p + 2U_p [\sin(\omega_1 t_e) - \sin(\omega_1 t')]^2. \quad (9)$$

电子与离子复合时刻 t_e 即为 XUV 光子辐射或产生的时刻,可视为在不同 t_e 产生的光子组成脉冲的群延迟(group delay, GD)。脉冲啁啾的计算公式为

$$C = \frac{dt_e}{d(\hbar\omega_X)}, \quad (10)$$

其中的能量微分可从(9)式推出得到,即

$$d(\hbar\omega_X) = 4U_p\omega_1 [\sin(\omega_1 t_e) - \sin(\omega_1 t')] \left[\cos(\omega_1 t_e) - \cos(\omega_1 t') \times \frac{dt'}{dt_e} \right] dt_e, \quad (11)$$

其中的导数项可通过对(8)式计算全微分并令其等于 0 得到,推导如下:

$$dx = \frac{eE_{10}}{m_e\omega_1^2} \times \{ [\sin(\omega_1 t') - \sin(\omega_1 t_e)] dt_e + \omega_1(t_e - t') \cos(\omega_1 t') dt' \} = 0, \quad (12)$$

可得

$$\frac{dt'}{dt_e} = \frac{\sin(\omega_1 t_e) - \sin(\omega_1 t')}{\omega_1(t_e - t') \cos(\omega_1 t')}. \quad (13)$$

结合(11)式和(13)式就可以得到阿秒脉冲的色散关系:

$$\frac{1}{C} = \frac{\hbar d\omega_X}{dt_e} = 4U_p\omega_1 [\sin(\omega_1 t_e) - \sin(\omega_1 t')] \left[\cos(\omega_1 t_e) - \frac{\sin(\omega_1 t_e) - \sin(\omega_1 t')}{\omega_1(t_e - t')} \right]. \quad (14)$$

(14)式的倒数再乘以 \hbar 即为二阶色散。

3 阿秒脉冲色散的补偿

如图 1(a)所示,当驱动激光的峰值功率密度为 $6 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时,可计算得到 $2U_p$ 位置在 98 eV 处。辐射出的 XUV 光子能量随着电子电离时间的增长而逐渐增强,到达截止区后再逐渐减小。XUV 光子能量的峰值左侧是先电离出的电子,会在光电场内运动更远的距离,因此其代表了长轨道的光子能量;峰值右侧为在电场内较晚电离的电子,由于距离电场变成反向的时间较短,因此在激光电场内的运动的路程较短,因此其代表了短轨道产生的光子能

量。由于长轨道中先电离的电子后复合,且辐射出的光子能量较低、波长较长;后电离的电子先复合,能量较高、波长较短。因此,长轨道产生的阿秒脉冲具有负啁啾,反之,短轨道产生的阿秒脉冲具有正啁啾。图 1(b)所示为计算得到的阿秒脉冲啁啾量,上半部分为短轨道的正啁啾量,下半部分为长轨道的负啁啾量。

短轨道阿秒脉冲产生时的正色散需要有足够的负色散来补偿。传统飞秒脉冲补偿色散使用的器件是啁啾镜、光栅对、棱镜对等。镜片镀膜对于 XUV 波段的反射效率极低,光栅效率低且价格昂贵,传统玻璃在 XUV 波段具有很高的吸收率,均不适合

XUV 波段。目前补偿阿秒脉冲的本征正色散通常使用能够提供负色散的金属薄膜以及部分气体^[18,29,50-51],其中特定的金属薄膜有较好的透过率并且能在特定带宽内提供足够的负色散,在实验中使用也较为方便。为了得到 50 as 的脉冲结果,在计算了多种产生短阿秒脉冲组合的基础上,将中心光子能量提高,一方面更容易产生足够支持 50 as 的光谱带宽,另一方面需要选择带宽更宽、色散补偿效果更好的材料。

光场在材料中传播时相位变化的计算公式为^[52-53]

$$\varphi = -Nr_e f_1 L \lambda, \quad (15)$$

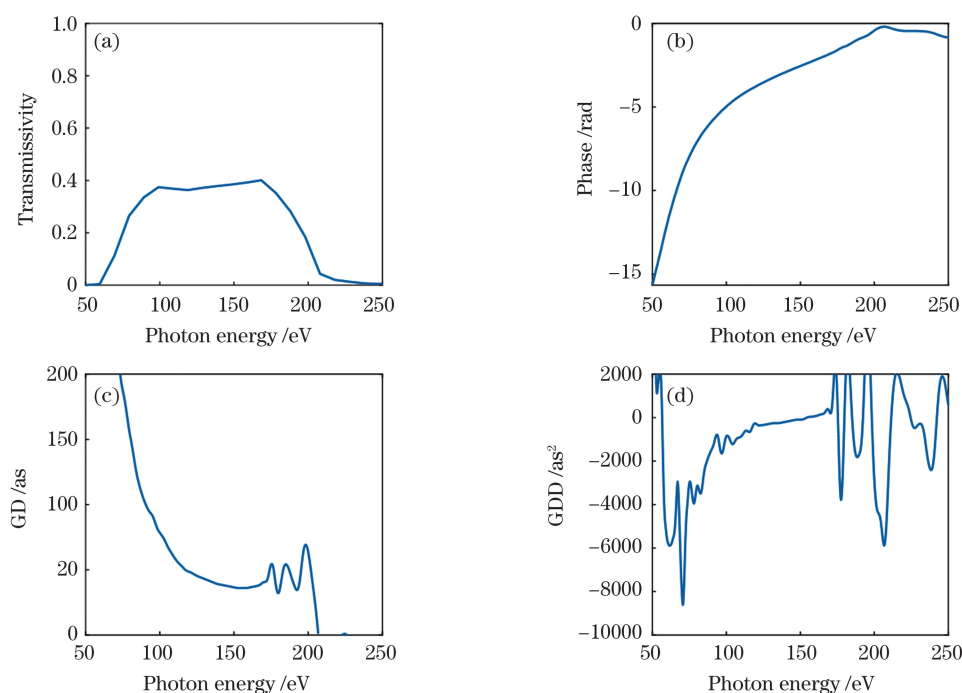


图 2 300 nm 锆膜的性质。(a)透过率;(b)相位;(c) GD;(d) GDD

Fig. 2 Properties of 300 nm Zr foil. (a) Transmissivity; (b) phase; (c) GD; (d) GDD

当氙气产生的高次谐波光谱中心 $2U_p$ 在 98 eV 附近时,短轨道辐射具有 3500 as^2 的正啁啾(图 1),而 300 nm 锆膜能在 100 eV 附近提供接近 3000 as^2 的负色散,能够补偿正色散,压缩阿秒脉冲。2012 年 $67 \text{ as}^{[27]}$ 的实验结果中光谱覆盖的就是 55 ~ 130 eV 这一波段,并使用 300 nm 厚度的锆膜进行色散补偿,最终得到了较好的压缩结果。

同样在这个光子能量附近也可以使用钼(Mo)膜进行色散补偿,以提供更高的负色散量,或者选用更薄的膜来提高 XUV 的透射效率。由计算可知,光子能量越高,阿秒脉冲的色散越小,越容易补偿。通过提高驱动光强将中心光子能量提高到 120 eV

式中: N 为材料的原子数密度; r_e 为经典电子半径; f_1 为原子散射因子的实部; λ 为 XUV 光的波长; L 为材料厚度。经过计算可以得到 GD 和 GDD。图 2 所示为常用的锆膜的透过率、计算得到的相位、GD 和 GDD。其中:GD 和 GDD 曲线的抖动是因为原子散射因子本身为非连续的离散数据点,计算相位并求微分后得到的曲线出现抖动,而计算 GDD 曲线需要进行两次微分,曲线抖动更为明显;图 2 的曲线已使用插值和平滑函数进行处理,以降低抖动的影响;计算脉宽时直接使用相位曲线,因此,GDD 曲线的抖动对脉宽计算结果没有影响;散射因子和金属膜的透过率可以从 CXRO 网站中查到^[53]。

附近,可以计算得到此处具有近 2300 as^2 的正色散,150 nm 钼膜就能提供接近 2500 as^2 的负色散[图 3(b)],并且此时驱动激光的峰值功率密度为 $8 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$,气体靶中的原子尚不会被严重电离,XUV 的产生效率也能够满足要求,是一个很好的孤立阿秒脉冲产生波段。

为了获得更短的阿秒脉冲,在驱动光波长不变的情况下,提高中心光子能量是唯一的办法。当光子能量提高到 170 eV 时,阿秒脉冲的正色散已经接近 1500 as^2 。而锡(Sn)膜在中心波长 170 eV 处有一个很强的负色散区域,200 nm 厚度就能够补偿接近 1500 as^2 的色散,透过率也接近 50%,2017 年 53 as

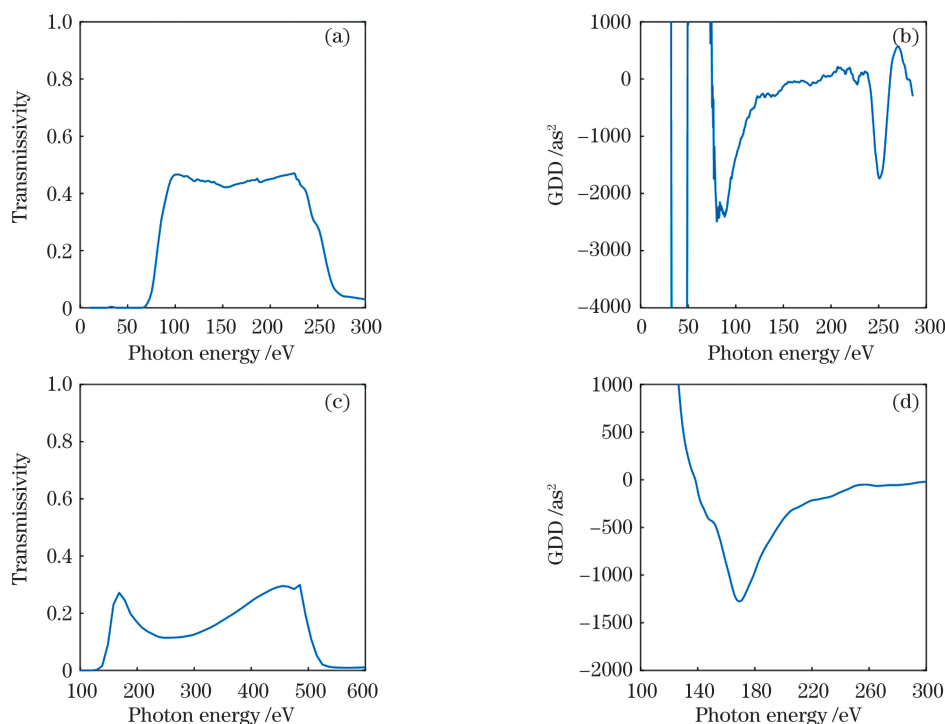


图 3 钼和锡膜的性质。(a)150 nm 钼膜的透过率;(b)150 nm 钼膜的二阶色散曲线;(c)400 nm 锡膜的透过率;(d)400 nm 锡膜的二阶色散曲线

Fig. 3 Properties of Mo and Sn foil. (a) 150 nm Mo transmissivity; (b) 150 nm Mo GDD curve; (c) 400 nm Sn transmissivity; (d) 400 nm Sn GDD curve

的脉冲结果^[16]就是选用此区域作为中心波长,并用 400 nm 锡膜补偿色散进行脉冲压缩;但是受限于光谱太宽(100~330 eV),锡膜只能补偿主峰附近的色散,并没有将脉冲压缩至傅里叶转换极限的脉宽。

在 750 nm 中心波长下产生 170 eV 的谐波辐射,此时气体靶焦点处的峰值功率密度需要达到 $1.24 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$,原子有很大的概率被电离,将导致高次谐波产生效率降低。使用 750 nm 中心波长的驱动光在这个峰值功率密度下产生高次谐波已经接近极限。从计算结果来看,120 eV 的中心光子能量与钼膜的组合更容易兼顾色散补偿和产生效率。

在强场近似 (strong field approximation, SFA)^[13,48]条件下通过求解一维含时薛定谔方程来模拟产生的高次谐波光谱,并在计算过程中只考虑单原子响应。同时,为了减少发散角较大的长轨道高次谐波,选取沿光轴传播的高次谐波作为输出光谱,其主要贡献来自短轨道高次谐波。最后,将计算得到的光谱通过本征色散与金属膜色散的匹配验证获得 50 as 以下阿秒脉冲的可行性。模拟计算中入射光为偏振选通中两个圆偏振电场叠加得到的仅半个周期的线偏振光,其宽度约为 1.33 fs,焦点处的功率密度接近 $9 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$,气体靶处氙气的压强为 $1.2 \times 10^3 \text{ Pa}$,气体靶长度为 1 mm 且位于焦点

后近 1 mm 处,此位置和气体靶长度也是典型的短轨道相位匹配最佳条件,能获得强度较高的短轨道高次谐波光谱。通过调节激光脉冲的 CEP,在 CEP 为 0.5π 时计算获得高次谐波连续谱,使用 150 nm 厚度的钼膜对光谱进行滤波,得到图 4(a)所示的连续光谱,并将其本征相位与钼膜的相位叠加后计算得到相位曲线,如图 4(a)虚线所示。通过傅里叶变换后计算得到 38 as 的 IAP,如图 4(b)所示。

4 非共线阿秒脉冲光路设计

本研究设计了一套光路和真空系统,用于高次谐波的产生、光谱测量以及阿秒脉冲的脉宽测量(图 5)。此束线系统的主体部分为阿秒条纹相机 (attosecond streak camera)^[54],是利用阿秒脉冲与飞秒脉冲共同对气体原子进行电离的互相关测量,利用电子飞行时间 (time-of-flight, TOF) 能谱仪获得随阿秒和飞秒脉冲延时变化的由光电子能谱构成的二维能谱图,通常称为阿秒条纹图;通过对条纹图的反演计算可以得到阿秒脉冲(和飞秒脉冲)的光谱和相位信息,从而得到其脉宽。阿秒条纹相机包括高次谐波和阿秒脉冲产生光路、与产生光路共同构成马赫-曾德尔干涉仪 (Mach-Zehnder interferometer) 的飞秒脉冲探测光路和测量光电子

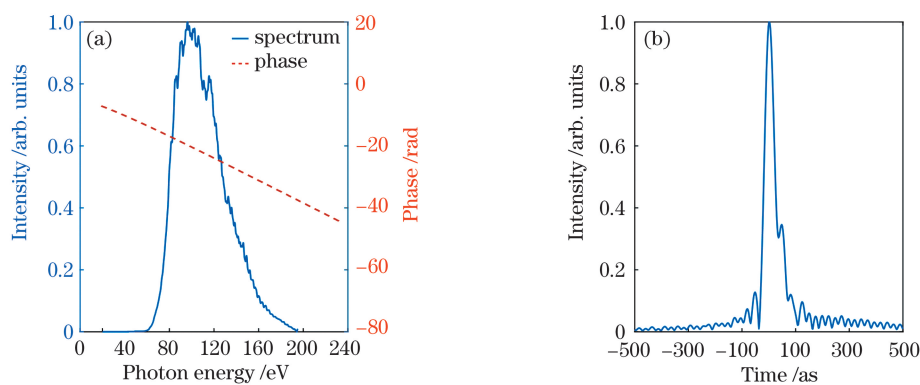


图 4 氖气靶中产生的高次谐波连续谱和使用 150 nm 钼膜补偿本征色散得到的 38 as 孤立阿秒脉冲的模拟计算结果。

(a) 高次谐波光谱和相位; (b) 傅里叶变换得到的时域脉冲形状

Fig. 4 High-order harmonic continuous spectrum generated in a neon target and isolated attosecond pulse of 38 as obtained by numerical simulation using 150 nm Mo foil to compensate the intrinsic chirp. (a) HHG spectrum and phase; (b) time domain pulse shape calculated by Fourier transform

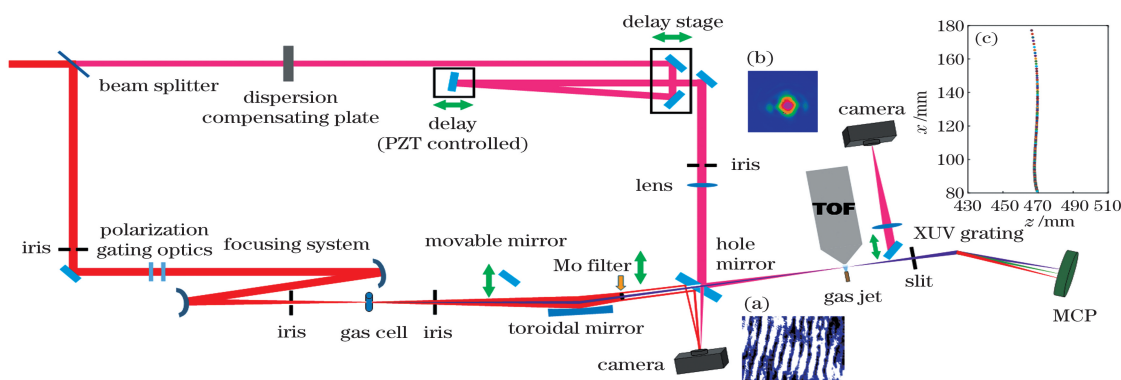


图 5 非共线阿秒条纹相机, 包括阿秒脉冲产生及探测光路。小插图: (a) 驱动和探测光在带孔镜附近形成的干涉条纹;

(b) TOF 处两路光脉冲时空重合时的光斑; (c) 模拟计算的平场光栅成像位置

Fig. 5 Non-collinear attosecond streak camera, including the optics for generation and detection of the attosecond pulses. Insets: (a) Interference fringes formed by the driving and detecting beams near the hole mirror; (b) beam spot at TOF when the driving and detecting pulses overlap in time and space; (c) calculated imaging positions of the flat field grating

的 TOF 能谱仪。束线系统除阿秒条纹相机外, 还包括一个 XUV 光谱仪, 便于对产生的高次谐波和阿秒脉冲的光谱进行直接测量。

光路设计要点如下: 使用分束片将飞秒激光分为用于高次谐波产生的驱动光路与互相关探测光路, 同时需要保证两路光从分束片到阿秒条纹相机^[54]中 TOF 气体靶处的光程相同。经分束片分光后, 将反射光作为驱动光, 目的是避免经分束片透射带来的额外色散。驱动光进入石英片与 1/4 波片组成的偏振选通系统, 当石英片为某一特定厚度时, 经过偏振选通的驱动光产生接近半个周期的线偏振光, 通过光阑的校准进入高次谐波产生腔内。聚焦系统由凹面和凸面反射镜组成, 与透镜聚焦系统相比, 该聚焦系统能够避免不必要的色散和器件损伤。当使用 1.5 mJ 的脉冲能量, 且聚焦后焦点处光斑半

径(强度为峰值的 $1/e^2$ 处)为 $128 \mu\text{m}$ 时, 焦点处峰值功率密度为 $9 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 与前述模拟计算的要求吻合。当入射光为准直光束且半径为 8 mm 时, 可以使用焦距 $f = 4000 \text{ mm}$ 的凹面反射镜进行聚焦, 得到上述大小的光斑, 但是光路较长。经 ABCD 矩阵计算, 使用凹面镜和凸面镜的组合, 当凹面反射镜的焦距 $f = 2000 \text{ mm}$ 、凸面镜焦距 $f = -2000 \text{ mm}$ 、间距为 1000 mm 时, 可以在焦点处获得半径为 $127 \mu\text{m}$ 的光斑。此时光路长度约为 3000 mm, 比直接聚焦方式缩短了 1000 mm。同时, 凸面反射镜上光斑半径约为 4 mm, 不会造成反射镜的损伤。

气体靶处产生的 XUV 被轮胎镜聚焦到 TOF 入口处的的气体靶。轮胎镜后为金属膜, 用于补偿色散和滤掉驱动光。使用电动平移台可以安装一系列

不同材料、直径及厚度的金属膜,可根据需要进行选择。使用平场光栅观察光谱时使用大直径金属膜可以完全滤掉驱动光,避免 X 射线相机或微通道板(microchannel plate, MCP)探测器被驱动光损坏。

另一路透过分束片的探测光首先通过一块用于补偿色散的材料。驱动光路共经过石英片、1/4 波片以及真空腔的窗口;探测光路经过空气、分束片、透镜和窗口片,通过调整窗口片的厚度,使得两路光的总色散相同。经过色散补偿的探测光会经过延时调节系统,该系统包括一个电动平移台的粗调控制和压电陶瓷(piezoelectric ceramics transducer, PZT)平移台的精细控制,用于阿秒脉冲测量时延迟调节和锁定。最后,探测光经过带孔镜的反射后与 XUV 光一起聚焦在 TOF 探测器入口处的气体靶。

两路光在开两孔的带孔镜处相遇,两孔互相垂直,并与镜面成 45° 角。其中一个孔供 XUV 光通过,另一个孔供一部分探测光通过,带孔镜前后表面都可以反射激光。需要锁定两路光的延迟时,将连续绿激光与飞秒激光共同射入系统,两路绿光在带孔镜后的相机上重合并形成干涉条纹[图 5(a)]。利用计算机可以从干涉条纹中获得两路光的延迟信息并反馈到探测光路中的 PZT 平移台进行锁定。从带孔镜透过的 XUV 光与前表面反射的探测光共轴传播并共同聚焦在 TOF 入口的气体靶处产生光电子,从而进行阿秒脉冲的测量。TOF 入口的气体靶之后有一个可以插入光路的反射镜,用于调节驱动光和探测光,使其重合。当两路光在时空上完全重合时,调节延时可以看到牛顿环的吞吐干涉变化[图 5(b)]。

在真空腔内外设置多个光阑,用于准直真空腔内的光路。腔入口处的光阑和气体靶前的电动光阑用于调节准直聚焦系统和气体靶。带孔镜的后表面反射光可以作为测量光路的调节标准,外环的驱动光经过后表面反射在相机上应该是一个均匀的空心圆环;当关闭前面的光阑时,空心圆环均匀变小,这时通过观察空心圆环变化就能准直测量部分光路,也可在带孔镜后设置光阑,结合后面的相机进行光路调节。

本实验使用平场光栅观察高次谐波的光谱,平场光栅既能聚焦光斑,又能够根据波长将光谱在像平面内分开,减少不同波长的光聚焦时的像差。可以通过计算得到平场光栅的成像位置^[55-57][图 5(c)],确认不同波长的光所成的像近似在一个平面内。

5 结 论

介绍以产生接近 50 as 的孤立阿秒脉冲为目标,结合阿秒脉冲产生时的本征色散、金属膜补偿色散和透过率,模拟计算可以实现短阿秒脉冲的参数范围,最终列出 3 个能够产生孤立阿秒脉冲,并较好补偿色散的组合。当产生的 XUV 中心光子能量在 98, 120, 170 eV 处,分别使用铅、铜、锡膜能够合理地补偿色散,同时具有较高的透过率。已有实验证实在 98 eV 附近可以得到 67 as 的单个阿秒脉冲。本实验选择中心光子能量在 120 eV 处产生超连续谱,并使用铜膜进行色散补偿。此方案不仅能够很好地补偿阿秒脉冲产生时携带的正色散,还能够保持较高的透过率;光谱展宽后再压缩的钛宝石激光脉冲也能够在此波段以合理的效率产生高次谐波。最后,针对此方案设计了一套阿秒脉冲产生与测量束线系统,选用偏振选通技术产生孤立阿秒脉冲,通过凹、凸反射镜组合将激光聚焦产生高次谐波连续谱。使用轮胎镜的聚焦系统将阿秒脉冲聚焦在阿秒条纹相机 TOF 入口气体靶处,通过非共线光路测量阿秒脉冲的脉宽,并经过平场光栅成像在真空紫外光谱仪上测量 XUV 光谱。同时光路中设置多处光阑与观察光路,便于系统的光路调节。此束线系统的阿秒条纹相机既是对阿秒脉冲进行表征的工具,同时也是一台瞬态光电子能谱仪;将其中 TOF 气体靶换成气体室,还可与平场光谱仪共同构成 XUV 波段的瞬态吸收光谱仪;可利用瞬态光电子谱^[58-59]和吸收光谱^[60-61]研究原子、分子中的超快电子动力学过程。从阿秒脉冲产生方面看,近期有学者指出使用双光选通^[10,27,45]产生孤立阿秒脉冲^[62],相比于(单色驱动的)偏振选通^[14,16,40-42],有可能获得更高的脉冲能量;本课题组也将使用所设计的束线系统开展相关的研究工作。

参 考 文 献

- [1] Zhang W, Teng H, Yun C X, et al. Generation of sub-2 cycle optical pulses with a differentially pumped hollow fiber[J]. Chinese Physics Letters, 2010, 27 (5): 054211.
- [2] Hassan M Th, Luu T T, Moulet A, et al. Optical attosecond pulses and tracking the nonlinear response of bound electrons[J]. Nature, 2016, 530: 66-70.
- [3] Silva F, Alonso B, Holgado W, et al. Strategies for achieving intense single-cycle pulses with in-line post-compression setups[J]. Optics Letters, 2018, 43

- (2): 337-340.
- [4] Huang P, Fang S B, Gao Y T, et al. Simple method for simultaneous long-term stabilization of relative timing and carrier-envelope phase in waveform synthesis[J]. *Applied Physics Letters*, 2019, 115(3): 031102.
- [5] Hwang S I, Park S B, Mun J, et al. Generation of a single-cycle pulse using a two-stage compressor and its temporal characterization using a tunnelling ionization method[J]. *Scientific Reports*, 2019, 9(1): 1613.
- [6] Seo M, Tsendsuren K, Mitra S, et al. High-contrast, intense single-cycle pulses from an all thin-solid-plate setup[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(2): 367-370.
- [7] McPherson A, Gibson G, Jara H, et al. Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1987, 4(4): 595-601.
- [8] Ferray M, L'Huillier A, Li X F, et al. Multiple-harmonic conversion of 1064 nm radiation in rare gases[J]. *Journal of Physics B*, 1988, 21(3): L31-L35.
- [9] Chini M, Wang X W, Cheng Y, et al. Coherent phase-matched VUV generation by field-controlled bound states[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(6): 437-441.
- [10] Mashiko H, Gilbertson S, Chini M, et al. Extreme ultraviolet supercontinua supporting pulse durations of less than one atomic unit of time[J]. *Optics Letters*, 2009, 34(21): 3337-3339.
- [11] Popmintchev T, Chen M C, Popmintchev D, et al. Bright coherent ultrahigh harmonics in the keV X-ray regime from mid-infrared femtosecond lasers[J]. *Science*, 2012, 336(6086): 1287-1291.
- [12] Corkum P B. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization[J]. *Physical Review Letters*, 1993, 71(13): 1994.
- [13] Lewenstein M, Balcou P, Ivanov M Y, et al. Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields[J]. *Physical Review A*, 1994, 49(3): 2117.
- [14] Corkum P B, Burnett N H, Ivanov M Y. Subfemtosecond pulses[J]. *Optics Letters*, 1994, 19(22): 1870-1872.
- [15] Hentschel M, Kienberger R, Spielmann C, et al. Attosecond metrology[J]. *Nature*, 2001, 414(6863): 509-513.
- [16] Li J, Ren X, Yin Y, et al. 53-attosecond X-ray pulses reach the carbon K-edge[J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 186.
- [17] Gaumnitz T, Jain A, Pertot Y, et al. Streaking of 43-attosecond soft-X-ray pulses generated by a passively CEP-stable mid-infrared driver[J]. *Optics Express*, 2017, 25(22): 27506-27518.
- [18] Chini M, Zhao K, Chang Z H. The generation, characterization and applications of broadband isolated attosecond pulses[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(3): 178-186.
- [19] Chang Z H, Corkum P. Attosecond photon sources: the first decade and beyond[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2010, 27(11): B9-B17.
- [20] Peng L Y, Jiang W C, Geng J W, et al. Tracing and controlling electronic dynamics in atoms and molecules by attosecond pulses[J]. *Physics Reports*, 2015, 575: 1-71.
- [21] Calegari F, Sansone G, Stagira S, et al. Advances in attosecond science[J]. *Journal of Physics B*, 2016, 49(6): 062001.
- [22] Goulielmakis E, Loh Z H, Wirth A, et al. Real-time observation of valence electron motion[J]. *Nature*, 2010, 466(7307): 739-743.
- [23] Schultze M, Ramasesha K, Pemmaraju C D, et al. Attosecond band-gap dynamics in silicon[J]. *Science*, 2014, 346: 1348-1352.
- [24] Calegari F, Ayuso D, Trabattoni A, et al. Ultrafast electron dynamics in phenylalanine initiated by attosecond pulses[J]. *Science*, 2014, 346(6207): 336-339.
- [25] Ott C, Kaldun A, Argenti L, et al. Reconstruction and control of a time-dependent two-electron wave packet[J]. *Nature*, 2014, 516(7531): 374-378.
- [26] Ghimire S, Ndabashimiye G, DiChiara A D, et al. Strong-field and attosecond physics in solids[J]. *Journal of Physics B*, 2014, 47(20): 204030.
- [27] Zhao K, Zhang Q, Chini M, et al. Tailoring a 67 attosecond pulse through advantageous phase-mismatch[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(18): 3891-3893.
- [28] Chang Z H. Chirp of the single attosecond pulse generated by a polarization gating[J]. *Physical Review A*, 2005, 71(2): 023813.
- [29] Ko D H, Kim K T, Nam C H. Attosecond-chirp compensation with material dispersion to produce near transform-limited attosecond pulses[J]. *Journal of Physics B*, 2012, 45(7): 074015.
- [30] Shan B, Chang Z H. Dramatic extension of the high-order harmonic cutoff by using a long-wavelength driving field[J]. *Physical Review A*, 2001, 65: 011804.
- [31] Yin Y C, Li J, Ren X M, et al. High-efficiency optical parametric chirped-pulse amplifier in BiB₃O₆ for generation of 3 mJ, two-cycle, carrier-envelope-

- phase-stable pulses at $1.7 \mu\text{m}$ [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(6): 1142-1145.
- [32] Deng Y P, Schwarz A, Fattahi H, et al. Carrier-envelope-phase-stable, 1.2 mJ, 1.5 cycle laser pulses at $2.1 \mu\text{m}$ [J]. *Optics Letters*, 2012, 37(23): 4973-4975.
- [33] Ishii N, Kaneshima K, Kanai T, et al. Generation of sub-two-cycle millijoule infrared pulses in an optical parametric chirped-pulse amplifier and their application to soft X-ray absorption spectroscopy with high-flux high harmonics [J]. *Journal of Optics*, 2018, 20(1): 014003.
- [34] Ishii N, Kaneshima K, Kitano K, et al. Carrier-envelope phase-dependent high harmonic generation in the water window by few-cycle IR pulses [J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 3331.
- [35] Stein G J, Keathley P D, Krogen P, et al. Water-window soft X-ray high-harmonic generation up to the nitrogen K-edge driven by a kHz, $2.1 \mu\text{m}$ OPCPA source [J]. *Journal of Physics B*, 2016, 49: 155601.
- [36] Musheghyan M, Lücking F, Cheng Z, et al. 0.24 TW ultrabroadband, CEP-stable multipass Ti: Sa amplifier [J]. *Optics Letters*, 2019, 44(6): 1464-1467.
- [37] He P, Liu Y Y, Zhao K, et al. High-efficiency supercontinuum generation in solid thin plates at 0.1 TW level [J]. *Optics Letters*, 2017, 42(3): 474-477.
- [38] Lu C H, Tsou Y J, Chen H Y, et al. Generation of intense supercontinuum in condensed media [J]. *Optica*, 2014, 1(6): 400-406.
- [39] Nisoli M, de Silvestri S, Svelto O. Generation of high-energy 10-fs pulses by a new pulse compression technique [J]. *Applied Physics Letters*, 1996, 68: 2793-2795.
- [40] Sansone G, Benedetti E, Calegari F, et al. Isolated single-cycle attosecond pulses [J]. *Science*, 2006, 314(5798): 443-446.
- [41] Chang Z H. Single attosecond pulse and xuv supercontinuum in the high-order harmonic plateau [J]. *Physical Review A*, 2004, 70(4): 043802.
- [42] Shan B, Ghimire S, Chang Z H. Generation of the attosecond extreme ultraviolet supercontinuum by a polarization gating [J]. *Journal of Modern Optics*, 2005, 52(2/3): 277-283.
- [43] Goulielmakis E, Schultze M, Hofstetter M, et al. Single-cycle nonlinear optics [J]. *Science*, 2008, 320(5883): 1614-1617.
- [44] Zhan M J, Ye P, Teng H, et al. Generation and measurement of isolated 160-attosecond XUV laser pulses at 82 eV [J]. *Chinese Physics Letters*, 2013, 30(9): 093201.
- [45] Mashiko H, Gilbertson S, Li C, et al. Double optical gating of high-order harmonic generation with carrier-envelope phase stabilized lasers [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(10): 103906.
- [46] Feng X, Gilbertson S, Mashiko H, et al. Generation of isolated attosecond pulses with 20 to 28 femtosecond lasers [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(18): 183901.
- [47] Gilbertson S, Wu Y, Khan S D, et al. Isolated attosecond pulse generation using multicycle pulses directly from a laser amplifier [J]. *Physical Review A*, 2010, 81(4): 043810.
- [48] Chang Z H. *Fundamentals of attosecond optics* [M]. Boca Raton: CRC Press, 2016.
- [49] Doumy G, Wheeler J, Roedig C, et al. Attosecond synchronization of high-order harmonics from midinfrared drivers [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(9): 093002.
- [50] Chang Z H. Compensating chirp of attosecond X-ray pulses by a neutral hydrogen gas [J]. *OSA Continuum*, 2019, 2(2): 314-319.
- [51] López-Martens R, Varjú K, Johnsson P, et al. Amplitude and phase control of attosecond light pulses [J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(3): 033001.
- [52] Henke B L, Gullikson E M, Davis J C. X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at $E = 50\text{--}30,000 \text{ eV}$, $Z = 1\text{--}92$ [J]. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 1993, 54(2): 181-342.
- [53] CXRO website. The Center for X-Ray Optics is a multi-disciplined research group within Lawrence Berkeley National Laboratory's (LBNL) Materials Sciences Division [EB/OL]. [2020-12-01]. https://henke.lbl.gov/optical_constants/.
- [54] Itatani J, Quéré F, Yudin G L, et al. Attosecond streak camera [J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88(17): 173903.
- [55] Harada T, Kita T. Mechanically ruled aberration-corrected concave gratings [J]. *Applied Optics*, 1980, 19(23): 3987-3993.
- [56] Harada T, Takahashi K, Sakuma H, et al. Optimum design of a grazing-incidence flat-field spectrograph with a spherical varied-line-space grating [J]. *Applied Optics*, 1999, 38(13): 2743-2748.
- [57] Wang X W, Chini M, Cheng Y, et al. *In situ* calibration of an extreme ultraviolet spectrometer for attosecond transient absorption experiments [J]. *Applied Optics*, 2013, 52(3): 323-329.

- [58] Mauritsson J, Remetter T, Swoboda M, et al. Attosecond electron spectroscopy using a novel interferometric pump-probe technique [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(5): 053001.
- [59] Choi N N, Jiang T F, Morishita T, et al. Theory of probing attosecond electron wave packets via two-path interference of angle-resolved photoelectrons [J]. *Physical Review A*, 2010, 82: 013409.
- [60] Goulielmakis E, Loh Z H, Wirth A, et al. Real-time observation of valence electron motion [J]. *Nature*, 2010, 466(7307): 739-743.
- [61] Wang H, Chini M, Chen S, et al. Attosecond time-resolved autoionization of argon [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(14): 143002.
- [62] Li J, Chew A, Hu S Y, et al. Double optical gating for generating high flux isolated attosecond pulses in the soft X-ray regime [J]. *Optics Express*, 2019, 27(21): 30280-30286.

Dispersion Control and Beamline Design of Extreme Ultraviolet Attosecond Pulses

Xu Siyuan^{1,2}, Li Yuanfeng^{1,2}, Zhu Xiaoxian^{2,3}, Gao Yitan^{2,3}, Zhao Kun^{2,4*},
Zhu Jiangfeng¹, Zhang Dacheng¹, He Xinkui^{2,3,4}, Teng Hao^{2,4}, Wei Zhiyi^{2,3,4**}

¹ School of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an, Shaanxi 710071, China;

² Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

³ University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

⁴ Songshan Lake Material Laboratory, Dongguan, Guangdong 523808, China

Abstract

Objective The motion and correlation of electrons are the most fundamental physical processes in all systems based on electromagnetic interaction, and their characteristic time is of the order of attoseconds (i. e., 10^{-18} s). To investigate or control the ultrafast dynamics of electrons, it is necessary to use a tool with the same or even shorter time scale as a reference. The emergence of ultrashort laser pulses provides an ideal means for studying ultrafast phenomena. The changing light field is the fastest physical quantity which can be measured and controlled. Currently, femtosecond pulses shorter than 5 fs or even close to a single optical cycle (the oscillation cycle of an optical field with a wavelength of 800 nm is 2.67 fs) have been obtained, covering the spectrum from infrared to ultraviolet. To obtain attosecond pulses equivalent to the characteristic time of electron motion, the carrier wave spectrum must be shifted to the extreme ultraviolet (XUV) or even soft X-ray whose oscillation cycle is of the order of attoseconds. It requires the interaction of femtosecond laser pulses and gas atoms at a peak intensity that is close to 10^{13} W/cm² or higher to generate high-order harmonics and attosecond pulses in the XUV band. Optical gating techniques based on high-order harmonic generation (HHG) in the XUV band have become crucial to obtain isolated attosecond pulses (IAP). An ultrashort IAP requires an ultrabroad continuous spectrum and its intrinsic chirp (atto-chirp) must be compensated.

Methods In the HHG process, after being ionized, the electrons obtain kinetic energy within half a cycle of the driving laser, and they then return and recombine with the ions to radiate XUV photons. The electrons ionized at different times gain different kinetic energies in the electric field, and they return and recombine at different times, causing the XUV photons radiated to have different energies and wavelengths. This process leads to a relative delay between photons with different energies. Thus, the XUV pulses produced via HHG are chirped, with inherent dispersion called atto-chirp. Based on the three-step model, we calculate the central photon energies and atto-chirps of attosecond pulses produced via the HHG process at specific driving laser intensities (Fig. 1). The atto-chirp of the calculated attosecond pulses are compensated by specific metal foils to obtain an IAP close to 50 as.

Results and Discussions The calculations showed that the material dispersions of zirconium (Zr), molybdenum (Mo), and tin (Sn) foil with specific thicknesses (Figs. 2 and 3) may compensate the atto-chirp of continuous XUV spectra centered at 98, 120, and 170 eV produced by laser-atom interaction, respectively. In the numerical simulation based on the strong-field approximation, we use polarization gating to generate a half-cycle linear polarized

electric field by 750 nm, 5 fs laser pulses, and produce a continuous XUV spectrum centered near 120 eV in neon gas at an intensity of 9×10^{14} W/cm². Simulation results showed that the chirp of the continuous XUV spectrum may be compensated by 150 nm of Mo foil to produce an attosecond pulse of 38 as (Fig. 4). Based on such a set of laser and material parameters, a beamline for attosecond pulse generation and measurement is designed (Fig. 5). Furthermore, polarization gating is selected to generate IAP, and the laser is focused through a combination of concave and convex mirrors to produce a high-order harmonic continuum. The attosecond pulse is focused on the gas target at the TOF entrance of attosecond streak camera using a toroidal mirror. The attosecond pulse width is measured through the noncollinear optical path, and the flat-field grating is imaged on the XUV spectrometer to measure the spectrum. In addition, the multiple iris and observation optical paths are set in the optical path to facilitate the adjustment of the optical path of the system.

Conclusions This study determines the parameters to produce IAP close to 50 as. Atto-chirp, the intrinsic dispersion of attosecond pulses produced via HHG processes, is usually compensated by various metal foil. Semiclassical calculation and numerical simulation are employed to determine the parameters to produce short attosecond pulses. Calculations show that the material dispersions of Zr, Mo, and Sn foil with specific thicknesses may compensate the atto-chirp of continuous XUV spectra centered at 98, 120, and 170 eV with acceptable transmittance, respectively. A previous study confirmed that a single pulse of 67 as was obtained around 98 eV. The numerical simulation shows that a supercontinuum with the central photon energy of 120 eV is produced and its atto-chirp is compensated by 150-nm Mo foil. This scheme can not only compensate well for the positive dispersion carried by the attosecond pulse as it is generated but also maintain a high transmission. Moreover, the Ti:sapphire laser pulse after spectral broadening and compression can generate high-order harmonics in this photon energy range with reasonable efficiency. Finally, for this scheme, we design the optical and vacuum systems of an XUV beamline, including a noncollinear attosecond streak camera and a flat-field XUV spectrometer, which can perform spectral measurement of high-order harmonics, generation, compression, and characterization of attosecond pulses.

Key words laser optics; high-order harmonic; isolated attosecond pulse; atto-chirp; attosecond streak camera

OCIS codes 190.4160; 020.2649; 320.7100; 320.5520