

利用多个带孔镜高效产生和分离高重频高次谐波*

李呈志¹⁾²⁾ 李聘滨¹⁾³⁾ 杜超¹⁾²⁾ 郭建浩⁴⁾⁵⁾ 谢百川¹⁾²⁾ 邵晓东¹⁾
运晨霞¹⁾ 滕浩^{1)5)†} 韩海年^{1)5)‡} 魏志义^{1)2)5)††}

1) (中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院大学物理科学学院, 北京 100049)

3) (西安电子科技大学光电工程学院, 西安 710071)

4) (华南师范大学生物光子学研究院, 广州 510631)

5) (松山湖材料实验室, 东莞 523808)

(2026年1月26日收到; 2026年2月13日收到修改稿)

飞秒激光与惰性气体相互作用产生高次谐波是目前获得阿秒激光的重要手段, 同时高次谐波波段覆盖极紫外到 X 射线, 具有相干时间分辨特性, 是时间分辨角分辨光电子能谱、瞬态吸收光谱、相干衍射成像等研究的重要光源. 本文基于中心波长 1030 nm、重复频率 500 kHz、平均功率 208 W、脉冲宽度 170 fs 的 Yb 光纤飞秒激光器, 驱动氩气产生光子能量覆盖 27—47 eV 的高次谐波. 实验中利用多个带孔镜将高斯型驱动光束转换为环形贝塞尔光束, 产生高次谐波并将其与驱动激光有效分离. 测量结果显示, 该方法对驱动激光的衰减比达到 10^{-3} 量级, 而对高次谐波无损传输. 同时理论上模拟了驱动激光经过多个带孔镜后的光斑演化及功率变化, 证明这是实现高重频高平均功率飞秒激光驱动高次谐波产生并高效分离的有效手段, 对于时间分辨泵浦-探测实验尤其适用.

关键词: 高次谐波, 极紫外光, 高重频, 带孔镜

DOI: 10.7498/aps.75.20260141

CSTR: 32037.14.aps.75.20260141

1 引言

利用飞秒激光驱动气体高次谐波产生 (high-order harmonic generation, HHG) 可以获得极紫外到 X 射线波段的相干光源, 此相干光源同时具有飞秒到阿秒量级的时间分辨特性, 因此是研究凝聚态物质、材料科学和原子分子超快电子动力学过程的良好光源, 已经在时间分辨角分辨光电子能谱仪 (time- and angle-resolved photoemission spectroscopy, Tr-ARPES)^[1-4]、阿秒瞬态吸收光

谱 (attosecond transient absorption spectroscopy, ATAS)^[5-7]、X 射线相干衍射成像 (coherent diffraction imaging, CDI)^[8-10] 等研究中得到越来越多关注. 但由于高次谐波产生属于高阶非线性过程, 需要高单脉冲能量的飞秒激光来激发, 而且转换效率通常只有 10^{-7} — 10^{-8} , 导致谐波的重频和功率都比较低, 其重频一般在 100 Hz—10 kHz 量级, 功率一般只有 μW 量级^[11-13]. 而高重频和高功率高次谐波对于提高泵浦-探测实验效率有极大优势, 例如, 高重频可减少 ARPES 探测中的空间电荷效应, 提高探测信噪比, 节省采集积分时间.

* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1604200) 和国家自然科学基金 (批准号: 12034020, 62435013) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hteng@iphy.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: hnhan@iphy.ac.cn

†† 通信作者. E-mail: zywei@iphy.ac.cn

要获得更高重频和功率的高次谐波, 可以从采用高功率飞秒驱动激光和提高高次谐波的转换效率两方面入手. 例如 2021 年 Klas 等^[14] 使用 1 MHz, 1030 nm 掺 Yb 光纤飞秒激光器, 经过倍频获得功率 51 W, 脉宽 18 fs 的 515 nm 超短脉冲绿光. 采用该光源将高次谐波的整体转换效率提升到 4×10^{-4} , 得到 10 mW 量级的高次谐波输出, 这也是目前高次谐波输出平均功率的世界纪录. 但一旦要提高飞秒驱动激光的功率到 100 W 以上以期得到更高通量的高次谐波输出, 则可能引起热效应损伤光学元件, 而且还会发生残余驱动激光与高次谐波难以有效分离等技术问题, 给高重频高功率高次谐波产生带来极大挑战.

在气体高次谐波实验中, 通常高次谐波在产生后与红外或可见驱动激光共线传播, 使用合适厚度的金属膜可以基本滤除掉驱动激光^[15]. 但当使用数十瓦以上的高功率驱动激光时, 金属膜则会被熔化损坏. 解决的方法包括在金属膜前使用掠入射板 (grazing incidence plate, GIP)^[16-18]、衍射光栅^[19] 或者微通道板 (microchannel plate, MCP)^[20] 等元件衰减驱动激光, 不过这些方法也会较大程度损失高次谐波的功率. 一种替代方法是使用一个带孔镜 (drilled mirror, DM) 对高功率驱动激光进行整形, 得到环形光用于驱动高次谐波产生, 并利用成像原理, 在像面位置放另一个合适孔径的光阑^[21-25] 或带孔镜^[26-28], 用于阻挡或反射共线的环形驱动激光, 只让高次谐波从中心孔完全通过. 该方法对残余驱动激光的衰减比通常能达到 10^{-2} , 但因为孔径衍射效应, 使得第二个带孔镜后仍有少量驱动激光. 当入射激光功率只有几十瓦时, 残余驱动激光功率通常在百毫瓦以下, 可以被金属膜轻松过滤; 然而一旦激光功率超过百瓦甚至达到 kW 量级, 残

余功率仍有几瓦, 长期实验仍会将金属膜损坏.

针对上述问题, 本文提出一种利用多个带孔镜组合高效产生并分离高次谐波的方法, 使用中心波长 1030 nm、重复频率 500 kHz、平均功率 208 W、脉冲宽度 170 fs 的 Yb 光纤飞秒激光器进行了高重频高功率高次谐波产生实验, 获得了光子能量覆盖 27—47 eV 的高次谐波输出, 并在理论上模拟分析驱动激光经过多个带孔镜后的光斑演化和功率变化过程. 理论和实验结果均显示多个带孔镜组合对百瓦量级的驱动激光的功率衰减比可以达到 10^{-3} 量级, 同时能够保证高次谐波无损传输. 这有效地解决了高重频高功率飞秒激光驱动产生高次谐波技术中热效应对光学元件损伤影响, 对于高功率激光驱动的高次谐波泵浦-探测实验具有非凡意义.

2 方法

一般使用两个带孔镜产生与分离高次谐波的方法如图 1(a) 所示, 将两个带孔镜 DM1 与 DM2 分别置于聚焦镜 (focusing mirror, FM) 的物面和像面, DM1 将驱动激光分为两束, 反射的一路形成环形光用于驱动 HHG, 得到探测光 (probe); 从 DM1 中心孔透过的一路则作为泵浦光 (pump), 或者用光束收集器 (beam dump) 阻挡. 根据物像关系选择合适的孔直径, 可以让 DM2 几乎完全反射驱动激光而只让高次谐波通过, 在 DM2 后再加一片金属膜 (metal filter, MF) 就能将残余驱动激光滤除, 得到纯净的高次谐波.

然而, 该方法存在一定的局限性. 一是高功率驱动激光对应的残余驱动激光功率仍然很高. 由于 DM1 中心钻孔带来的衍射使得其后出现很强的泊松亮斑, 当使用几百瓦量级的驱动激光时, 该衍射

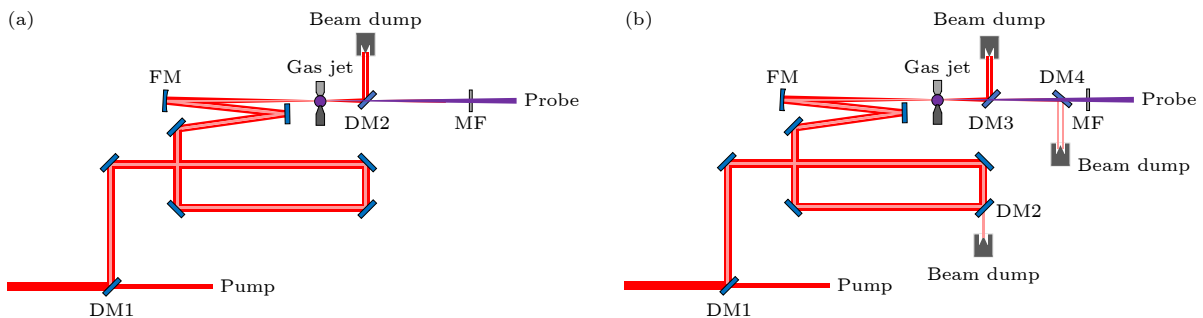


图 1 利用带孔镜产生及分离高次谐波的两种方法 (a) 一般方法; (b) 本文改进方法

Fig. 1. Two methods for generating and separating high-order harmonics using drilled mirrors: (a) General method; (b) the improved method in this work.

光容易损坏金属膜; 并且如果 HHG 处于高度电离时, 气体靶 (gas jet) 处产生的等离子体会改变驱动激光的光斑形状^[29], 使得在 DM2 处的驱动激光偏离理想环形光, 会进一步降低 DM2 的分束效果. 二是光路调整的灵活性不高. 当需要根据实际情况调整聚焦镜参数来优化高次谐波时, 聚焦镜焦距一旦改变, 两个带孔镜的位置就要做出调整, 而 XUV 传输在真空腔中, 真空腔体尺寸、法兰口及连接管道往往会限制 DM2 摆放位置, 可能会出现 DM2 无法放置在像面处的情况; 如果进行泵浦-探测实验, 尤其是泵浦路需要进行脉冲压缩^[30]或者添加光参量放大器 (optical parametric amplifier, OPA)^[31]的实验装置, 还需要考虑泵浦光和探测光两路光程的一致性, 调整光路就更加困难.

针对以上方法在高功率激光驱动的高次谐波泵浦-探测实验中存在的问题, 我们提出一种利用多个带孔镜组合产生及分离高次谐波的改进方法. 光路如图 1(b) 所示, 驱动激光经过 4 个带孔镜, 分别记为 DM1, DM2, DM3 和 DM4, 它们的中心孔直径分别为 d_1 , d_2 , d_3 和 d_4 ; 1 个聚焦镜 FM, 焦距为 f , 及 1 片金属膜 MF. DM1 用于将入射的高功率驱动激光进行分束, DM2 用于产生环形驱动激光并调节物像关系, DM3 用于初步分离环形驱动激光, DM4 用于进一步分离残余驱动激光. DM1 到 DM2 距离为 z_1 , DM2 到 FM 距离为 z_2 , FM 到 DM3 距离为 z_3 , DM3 到 DM4 距离为 z_4 , DM4 到 MF 距离为 z_5 . 在光路布局中, 需要将 DM2 和 DM3 分别置于 FM 的物面和像面, 使得

$\frac{1}{z_2} + \frac{1}{z_3} = \frac{1}{f}$, 孔直径应尽量接近 $\frac{d_3}{d_2} = \frac{z_3}{z_2} = M$, M 为 FM 的放大系数, 且直径 d_3 应足够高次谐波通过; 根据泵浦光的光程, 调节 z_1 长度, 根据泵浦-探测的功率需求, 调节 d_1 大小; z_4 和 z_5 的距离根据真空腔体的尺寸、法兰口及连接管道等实际位置灵活调整, 直径 d_4 同样应足够高次谐波通过.

本文改进的方法通过在聚焦镜前使用 2 个带孔镜, 将原来由单个带孔镜产生环形光并且实现泵浦-探测分束的功能进行分割, 为泵浦-探测实验提供更灵活的光路设计方案; 同时在聚焦镜后使用另外 2 个带孔镜, 可以进一步增强驱动激光分离效果. 下面在高重频高功率驱动激光产生高次谐波实验中对这种利用多个带孔镜产生及分离高次谐波的方法进行验证, 并在理论上对驱动激光经过多个带孔镜的光斑形状演化及功率变化进行模拟仿真.

3 实验系统及结果

图 2 为高重频高功率高次谐波产生实验的装置图, 为了后面时间分辨泵浦-探测应用的需求, 将驱动光分为两路, 一路用于产生高次谐波作为探测光, 另一路留作泵浦光使用. 这里使用的驱动激光中心波长为 1030 nm, 重复频率为 500 kHz, 平均功率为 208 W, 脉宽为 170 fs, 光斑直径为 10 mm ($1/e^2$ 强度). 由于高功率下驱动激光指向抖动较大, 因此在驱动激光输出后, 首先使用一套光束指向锁定系统 (德国 MRC) 来稳定激光的指向, 其包含两个压电调节镜 EM1, EM2, 两个探测器 Det1, Det2, 然后采用多个带孔镜产生及分离高次谐波

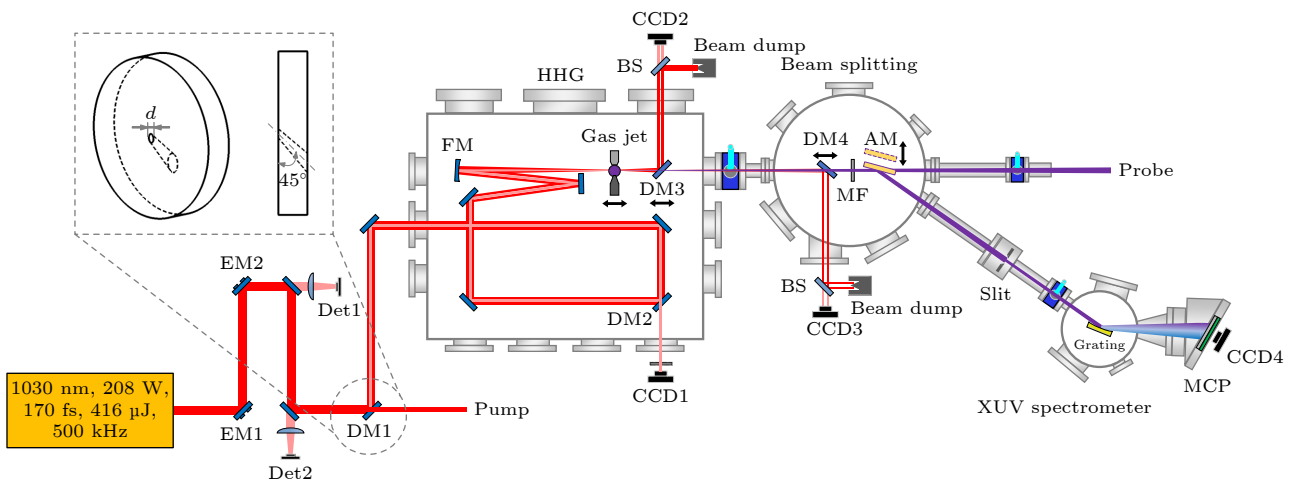


图 2 实验装置示意图

Fig. 2. Schematic layout of the experimental setup.

的方法. 在高次谐波产生与诊断部分使用了三个真空腔, 分别为高次谐波产生腔 (HHG)、光束分离腔 (beam splitting) 与 XUV 光谱仪腔 (XUV spectrometer), 每个腔体各由一台分子泵抽真空, 并通过差分管道连接, 逐级提高真空度. 驱动激光在腔外被 DM1 分束, 透过部分作为泵浦光继续传播, 此处未展示其后续的光路; 反射的环形光透过窗口片入射到 HHG 腔内, 经过多个反射镜折叠光路, 延长光程以匹配泵浦光光程, 并由焦距为 400 mm 的凹面镜聚焦到气体靶处, 焦点处的峰值功率密度约 2×10^{14} W/cm², 气体靶为喷嘴加抽气口的结构. 随后大部分驱动激光被 DM3 反射到腔外, 少部分衍射光随产生的高次谐波从 DM3 中心孔径透过, 传播到光束分离腔. 在第二个腔中, 经过 DM4 与金属膜 (200 nm 厚铝膜) 的进一步过滤, 高次谐波与驱动激光完全分离, 得到纯净的高次谐波; 在金属膜后使用一块安装在真空电动位移台上的镀金平面镜 (Au mirror, AM), 通过移动位移台来选择将高次谐波反射进入 XUV 光谱仪中分析光谱, 或者直接进入后续单色仪腔体选取某一阶谐波作为探测光使用. 自制的 XUV 光谱仪采用平场反射光栅, 刻线密度为 1500 gr/mm, 可以测量 27—135 eV 的光谱, 探测器为 MCP 加荧光屏的结构, 通过可见光波段的 CCD4 成像.

选择 4 个合适孔径的带孔镜, 其结构如图 2 中左上角插图所示, 为中心斜 45°且具有一定锥度的通孔, 该通孔由机械钻孔方式加工, 镀膜面的钻孔直径为 d . 其中 DM2 的透过光导入腔外, 经过衰减后由成像 CCD1 监测光斑指向; DM3 和 DM4 安装在三轴位移台上, 可以精细调节位置, 并在腔外用分束片 (beam splitter, BS) 将反射光分出少部分, 导入成像 CCD2 和 CCD3 中监测光斑形状; 各带孔镜的孔径大小、间距设置如表 1 所列, 钻孔直

径为了便于加工均取整数. 其中 DM1 孔径 $d_1 = 2$ mm, 反射光与透过的分束比约为 12:1, 大部分功率用于驱动 HHG, 少部分作为泵浦光; DM2 和 DM3 的孔径之比为 $d_2:d_3 = 2:1$, FM 焦距 $f = 400$ mm, 理论上应该取 $z_2:z_3 = 1200$ mm:600 mm, 但由于 HHG 腔内面包板尺寸的限制, z_3 只能取 580 mm 附近, 对应的 $z_2 = 1289$ mm, 实验中沿光传播方向 (z 轴) 移动 DM3, 当 $z_3 = 585$ mm 时, 在其后测量的透过功率最小, 此时 DM3 孔径限制的 HHG 发散半角最大为 2.7 mrad; DM4 孔径 $d_4 = 4$ mm, 而 $z_4 = 600$ mm, 其孔径限制的 HHG 发散半角最大为 2.5 mrad, 与 DM3 基本一致.

表 1 带孔镜参数设置

Table 1. Parameter settings for drilled mirrors.

钻孔直径/mm	d_1	d_2	d_3	d_4	
	2	2	1	4	
镜面间距/mm	z_1	z_2	z_3	z_4	z_5
	2030	1289	585	600	70

为了直观地理解驱动激光在产生高次谐波的整个传播路径中的光斑演化过程, 必须使用物理光学的方法进行模拟, 因为几何光学追迹没有考虑孔径引起的衍射效应. 如图 3 所示, 按照表 1 中的参数, 计算了驱动激光从 DM1 反射到被金属膜过滤前的完整演化过程, 同时在图 4 中展示了各个带孔镜前后光斑的二维光强分布及一维光斑剖面曲线.

光斑传播主要分为 5 个阶段: 在 DM1 前, 初始入射光斑为高斯型 (图 4(a)), 经过 DM1 反射形成标准的环形光 (图 4(e)), 由于孔径衍射, 仅传播几厘米的距离, 光斑中心就开始出现泊松亮斑, 并且该亮斑随传播距离不断增强, 在 DM2 前达到最强 (图 4(b)). 该处中心亮斑直径约 2 mm, 因此使用 2 mm 的孔径滤波, 得到如图 4(f) 的环形贝塞尔光斑, 同样由于衍射传播很短距离后, 光斑中心再

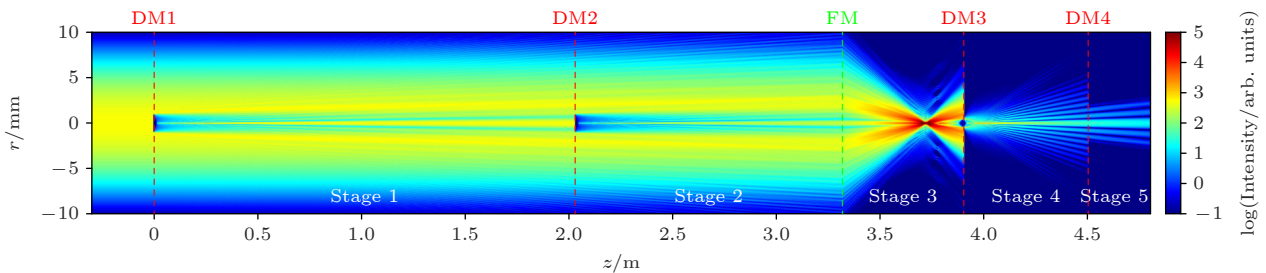


图 3 各阶段的光斑演化模拟结果

Fig. 3. Simulation results of beam spot evolution at each stage.

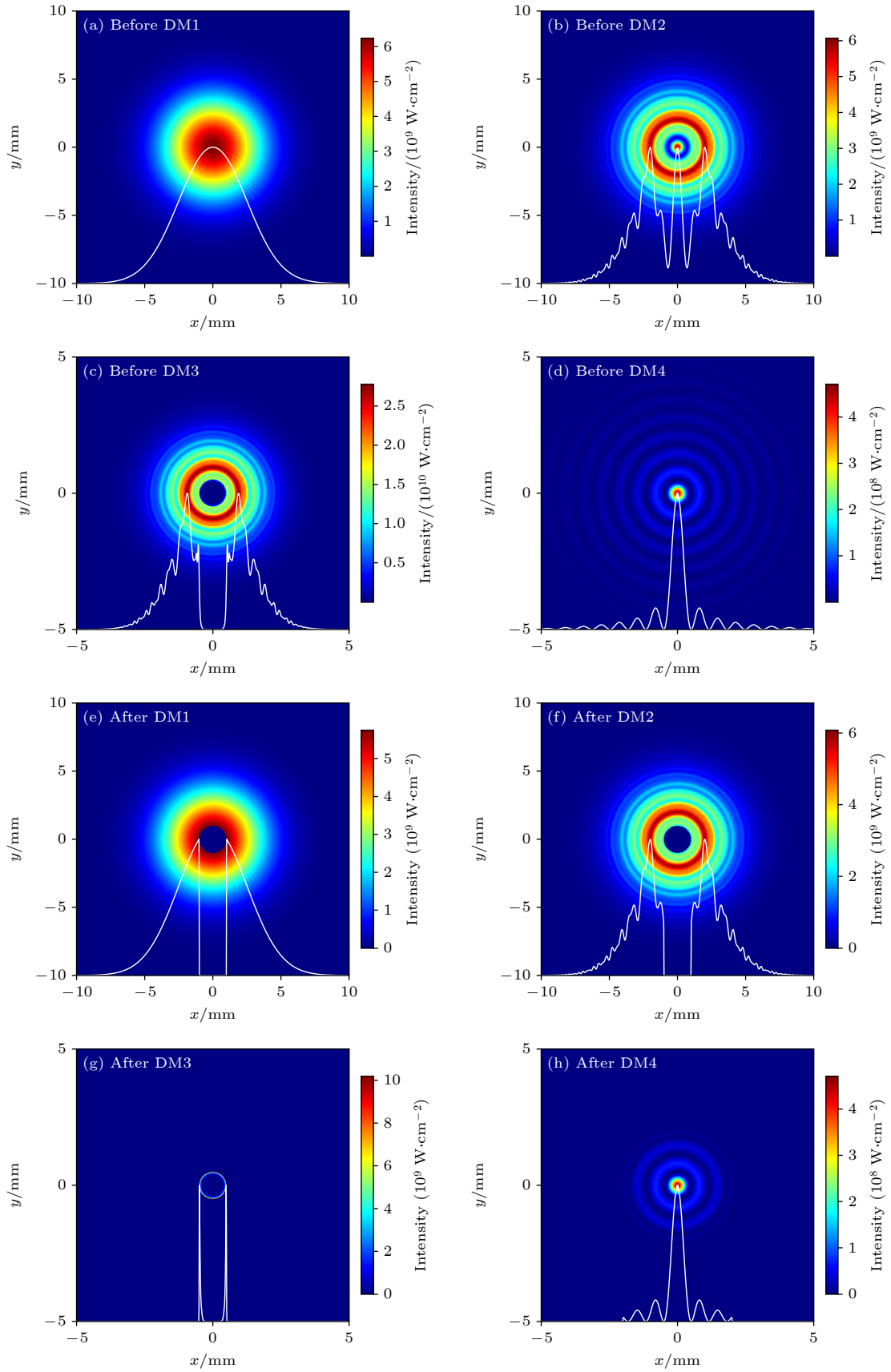


图 4 各带孔镜前后光斑模拟结果

Fig. 4. Simulation results of beam spot before and after each drilled mirror.

次出现亮斑. 但这并不影响后续带孔镜的分光效果, 因为通过 FM 的成像, 在 DM3 前光斑又变回环形贝塞尔光 (图 4(c)), 经过 1 mm 的孔径过滤, 仅有一圈微弱的光斑透过孔径继续传播 (图 4(g)). 该光斑逐渐演变为贝塞尔光, 并且光斑直径不断变大, 能量分散开来 (图 4(d)), 被 DM4 孔径进一步过滤后, 功率足够小 (图 4(h)), 可以被金属膜轻松阻挡. 此外在低功率下, 用 CCD 相机实际测量了各带孔镜前后的光斑, 与模拟结果也基本一致.

根据理论模拟的结果, 表 2 中计算了各处的平均功率, 其中, 初始入射功率记为 P_0 , DM1 后各阶段的功率依次记为 P_1 — P_5 . P_2 与 P_1 接近, 说明 DM2 中心挖孔不会损失太多功率; DM3 后功率 P_4 仅为 0.8 W, 减少了 3 个数量级, 可见 DM3 分光效果显著; 而经过 DM4 进一步分光, 到达金属膜处的平均功率 P_5 仅为 0.3 W, 不会损坏金属膜; 同时也可以看出, 虽然 DM2 与 DM3 并非严格按照物像关系放置, 也能有效衰减驱动激光, 这一点在 Ye 等^[27]的工作中也得到了论证. 可以预见的是, 如果严格按照物像关系设置 DM2 和 DM3 的孔径及位置, 最终的残余驱动激光功率将会更小.

表 2 各阶段的功率变化
Table 2. Power variation in each stage.

功率	P_0	P_1	P_2	P_3	P_4	P_5
理论值/W	208	192	187	187	0.8	0.3
测量值/W	10	9.39	8.76	8.76	0.035	0.015
换算值/W	208	195.3	182.2	182.2	0.73	0.31

为了与理论计算作对比, 先将 DM1 前入射激光功率 P_0 降低到 10 W, 在大气环境中实际测量了各位置处的功率, 并将测量结果按比例换算 ($\times 20.8$) 成 208 W 入射激光的状态, 如表 2 所列, 考虑到实际光斑形状并非完美高斯型及测量误差, 可以认为低功率下测量值与理论结果基本一致. 然而, 当将入射功率提高到 208 W 时, 测量的 P_5 接近 1 W, 是理论值的 3 倍多. 这是因为满功率下聚焦焦点处的峰值功率密度足够高, 将气体介质电离成丝, 使得其后光斑传播形状发生改变, 从而影响了带孔镜的分束效果^[22,27]. 但即使如此, 本实验中使用多个带孔镜组合将驱动激光功率从 208 W 衰减到 1 W, 衰减比仍然达到 4.8×10^{-3} 量级, 该功率的驱动激光并不会损伤金属膜.

最后, 利用该方法在驱动激光输出功率 208 W

时进行了 HHG 实验. 实验中的气体靶采用氩气, 背景气压为 500 mbar (1 mbar = 100 Pa), 将高次谐波导入 XUV 平场光谱仪测量光谱信号. 如图 5 所示, 产生了 23—39 阶的奇次谐波, 覆盖 27—47 eV 的极紫外波段, 其中 29—37 这 5 阶谐波信号明显强于其他阶次. 根据气体靶到 MCP 距离估算谐波的发散半角约为 1 mrad, 可见在使用带孔镜分离驱动激光时, 高次谐波并没有被 DM3 和 DM4 孔径所阻挡, 同时小的发散角也有利于进行时间分辨泵浦-探测实验. 并且在长时间的高功率实验下, 使用的 200 nm 铝膜未被损坏, 证明多个带孔镜是比较有效的高重频高功率高次谐波产生及分离方法. 后续实验需要进一步测量高次谐波的光通量, 并从理论上分析该方法对高次谐波相位匹配等方面的影响.

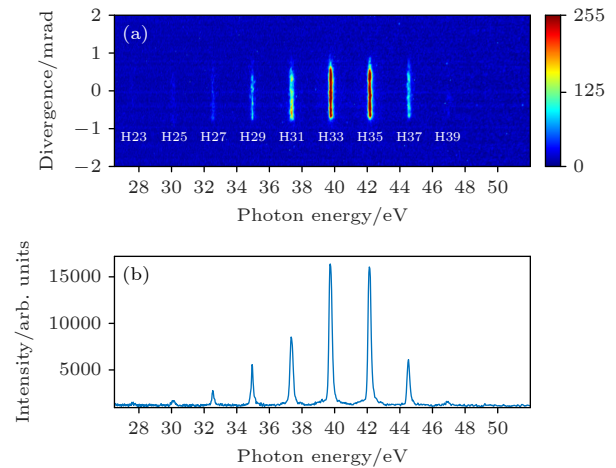


图 5 实验测得的 HHG 光谱 (a) 平场光谱图; (b) 空间积分谱线图
Fig. 5. Experimental measurement of HHG spectrum: (a) Flat-field spectrum; (b) spatially integrated spectral line-out.

需要指出, 以往利用带孔镜产生并分离高次谐波的实验或理论报道, 大多数使用的驱动激光功率和重频并不高. 例如, Klas 等^[22]使用 50 kHz, 5.4 W, 238 fs, 515 nm 的驱动激光, 通过带孔镜产生环形光驱动 HHG, 并利用光阑分离高次谐波与驱动激光, 测量结果显示对驱动激光的衰减比为 5×10^{-3} ; Gaumnitz 等^[23]与 Ansari 等^[25]使用的则是 1 kHz 且功率更低的钛宝石驱动激光, 同样通过带孔镜+光阑的方式产生及分离高次谐波. 由于驱动激光只有瓦量级, 且不需要考虑泵浦-探测实验, 使得他们可以通过简单切换光路元件, 来研究环形光与高斯光驱动 HHG 的区别. 根据他们的研究结论,

环形光与高斯光在产生高次谐波的转换效率上比较接近, 并且环形光产生的高次谐波中短轨道电子贡献往往占比更大, 有利于得到更小发散角的谐波, 这在我们的实验结果中也得到了验证.

少数实验报道了百瓦量级的激光直接驱动 HHG, 如 Ye 等 [26,27] 与 Csizmadia 等 [28] 的工作使用了 100 kHz, 100 W 的高重频高功率驱动激光, 利用类似图 1(a) 的两个带孔镜组合的方法产生并分离高次谐波, 同时还进行了泵浦-探测实验, 展示了带孔镜组合在大型高次谐波束线中的应用价值. 本文则是进一步改进了他们的方法, 在光路中使用了更多的带孔镜, 并且利用更高重频和更高功率的驱动激光进行了 HHG 实验, 该方法正在用于后续的 Tr-ARPES 束线建设.

4 结论与展望

本文发展了一种利用多个带孔镜产生及分离高次谐波的方法, 通过物理光学仿真模拟了驱动激光经过带孔镜前后的光斑演化过程及功率变化, 并在实验上利用平均功率高达 208 W 的高重频 1030 nm 驱动激光进行了 HHG 实验. 在不同位置处对功率进行了实际测量, 结果显示带孔镜组合对驱动激光的衰减比达到 10^{-3} 量级, 同时能够保证高次谐波完全通过, 并且产生的谐波光谱覆盖 27—47 eV, 发散角较小, 适合用于时间分辨泵浦-探测应用.

随着高重频高通量极紫外高次谐波以及时间分辨泵浦-探测科学实验越来越多, 飞秒驱动激光平均功率将会逐渐提升到 kW 量级, 重复频率达到 500 kHz—MHz 量级 [32,33], 因此本文提出的利用多个带孔镜产生及分离高次谐波的方法具有巨大潜力, 有望在未来阿秒设施等大科学装置建设中发挥重大作用.

感谢综合极端条件实验装置对本文的支持.

参考文献

- [1] Liu Y Y, Beetar J E, Hosen M M, Dhakal G, Sims C, Kabir F, Etienne M B, Dimitri K, Regmi S, Liu Y, Pathak A K, Kaczorowski D, Neupane M, Chini M 2020 *Rev. Sci. Instrum.* **91** 013102
- [2] Wang J, Chen F M, Pan M J, Xu S Y, Lv R C, Liu J D, Li Y F, Fang S B, Chen Y L, Zhu J F, Zhang D C, Qian T, Yun C X, Zhao K, Ding H, Wei Z Y 2023 *Opt. Express* **31** 9854
- [3] Zhong H Y, Cai X X, Bao C H, Wang F, Lin T Y, Chen Y D, Peng S N, Tang L, Gu C, Tao Z S, Zhang H Y, Zhou S Y 2024 *Ultrafast Sci.* **4** 0063
- [4] Du L L, Meng L M, Li J, Zhu L G 2024 *Chin. Phys. B* **33** 114203
- [5] Borrego-Varillas R, Lucchini M, Nisoli M 2022 *Rep. Prog. Phys.* **85** 066401
- [6] Di Palo N, Inzani G, Dolso G L, Talarico M, Bonetti S, Lucchini M 2024 *APL Photonics* **9** 020901
- [7] Zhang Y C, Ding N N, Li J L, Fu Y X 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 153302 (in Chinese) [张一晨, 丁南南, 李加林, 付玉喜 2025 *物理学报* **74** 153302]
- [8] Miao J, Ishikawa T, Robinson I K, Murnane M M 2015 *Science* **348** 530
- [9] Rothhardt J, Tadesse G K, Eschen W, Limpert J 2018 *J. Opt.* **20** 113001
- [10] Ma Y J, Li R X, Li K, Zhang G Y, Niu J, Ma Y F, Ke C J, Bao J, Chen Y S, Lü C, Li J, Fan Z W, Zhang X S 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 164205 (in Chinese) [麻永俊, 李睿晖, 李逵, 张光银, 钮津, 麻云凤, 柯长军, 鲍捷, 陈英爽, 吕春, 李捷, 樊仲维, 张晓世 2022 *物理学报* **71** 164205]
- [11] Hädrich S, Krebs M, Rothhardt J, Carstens H, Demmler S, Limpert J, Tünnermann A 2011 *Opt. Express* **19** 19374
- [12] Lorek E, Larsen E W, Heyl C M, Carlström S, Paleček D, Zigmantas D, Mauritsson J 2014 *Rev. Sci. Instrum.* **85** 123106
- [13] Rothhardt J, Hädrich S, Shamir Y, Tschernajew M, Klas R, Hoffmann A, Tadesse G K, Klenke A, Gottschall T, Eidam T, Limpert J, Tünnermann A, Boll R, Bomme C, Dachraoui H, Erk B, Di Fraia M, Horke D A, Kierspel T, Mullins T, Przystawik A, Savelyev E, Wiese J, Laarmann T, Küpper J, Rolles D 2016 *Opt. Express* **24** 18133
- [14] Klas R, Kirsche A, Gebhardt M, Buldt J, Stark H, Hädrich S, Rothhardt J, Limpert J 2021 *Photonix* **2** 4
- [15] Schins J M, Breger P, Agostini P, Constantinescu R C, Muller H G, Bouhal A, Grillon G, Antonetti A, Mysyrowicz A 1996 *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 197
- [16] Pronin O, Pervak V, Fill E, Rauschenberger J, Krausz F, Apolonski A 2011 *Opt. Express* **19** 10232
- [17] Hädrich S, Klenke A, Rothhardt J, Krebs M, Hoffmann A, Pronin O, Pervak V, Limpert J, Tünnermann A 2014 *Nat. Photonics* **8** 779
- [18] Klas R, Demmler S, Tschernajew M, Hädrich S, Shamir Y, Tünnermann A, Rothhardt J, Limpert J 2016 *Optica* **3** 1167
- [19] Poletto L, Villoresi P, Benedetti E, Ferrari F, Stagira S, Sansone G, Nisoli M 2007 *Opt. Lett.* **32** 2897
- [20] Zhang Q, Zhao K, Li J, Chini M, Cheng Y, Wu Y, Cunningham E, Chang Z H 2014 *Opt. Lett.* **39** 3670
- [21] Peatross J, Chaloupka J L, Meyerhofer D D 1994 *Opt. Lett.* **19** 942
- [22] Klas R, Kirsche A, Tschernajew M, Rothhardt J, Limpert J 2018 *Opt. Express* **26** 19318
- [23] Gaumnitz T, Jain A, Wörner H J 2018 *Opt. Lett.* **43** 4506
- [24] Jin C, Tang X Y, Li B C, Wang K, Lin C D 2020 *Phys. Rev. Applied* **14** 014057
- [25] Ansari A, Kumar M, Singhal H, Chakera J A 2022 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **55** 165602
- [26] Ye P, Csizmadia T, Oldal L G, Gopalakrishna H N, Füle M, Filus Z, Nagyillés B, Divéki Z, Grósz T, Dumergue M, Jójárt P, Seres I, Bengery Z, Zuba V, Várallyay Z, Major B, Frassetto F, Devetta M, Lucarelli G D, Lucchini M, Moio B, Stagira S, Vozzi C, Poletto L, Nisoli M, Charalambidis D, Kahaly S, Zaïr A, Varjú K 2020 *J. Phys. B: At. Mol. Opt.*

Phys. **53** 154004

- [27] Ye P, Oldal L G, Csizmadia T, Filus Z, Grósz T, Jójárt P, Seres I, Bengery Z, Gilicze B, Kahaly S, Varjú K, Major B **2022 *Ultrafast Sci.* **2022** 9823783**
- [28] Csizmadia T, Filus Z, Grósz T, Ye P, Oldal L G, De Marco M, Jójárt P, Seres I, Bengery Z, Gilicze B, Lucchini M, Nisoli M, Frassetto F, Samparisi F, Poletto L, Varjú K, Kahaly S, Major B **2023 *APL Photonics* **8** 056105**
- [29] Rivas D E, Major B, Weidman M, Helml W, Marcus G, Kienberger R, Charalambidis D, Tzallas P, Balogh E, Kovács K, Tosa V, Bergues B, Varjú K, Veisz L **2018 *Optica* **5** 1283**
- [30] Rohde G, Hendel A, Stange A, Hanff K, Oloff L P, Yang L X, Rossnagel K, Bauer M **2016 *Rev. Sci. Instrum.* **87** 103102**
- [31] Jia H H, Yeh T T, Cheng C M, Luo C W, Chen M C, Lin P H **2023 *Rev. Sci. Instrum.* **94** 055106**
- [32] Shi Z, Chang H X, Wang D L, Guo H Y, Dong Z K, Du Z H, Liang C B, Li C, Zhou P, Wei Z Y, Chang G Q **2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 014205** (in Chinese) [史卓, 常洪祥, 王栋梁, 郭鸿宇, 董自凯, 杜志航, 梁成斌, 李灿, 周朴, 魏志义, 常国庆 **2025 物理学报** **74** 014205]
- [33] Shi Z, Du Z H, Liang C B, Chang H X, Dong Z K, Guo H Y, Li C, Zhou P, Wei Z Y, Chang G Q **2026 *Chin. Phys. B* **35** 024210**

Efficient generation and separation of high-repetition-rate high-order harmonics by multiple drilled mirrors*

LI Chengzhi¹⁾²⁾ LI Pinbin¹⁾³⁾ DU Chao¹⁾²⁾ GUO Jianhao⁴⁾⁵⁾
 XIE Baichuan¹⁾²⁾ SHAO Xiaodong¹⁾ YUN Chenxia¹⁾ TENG Hao^{1)5)†}
 HAN Hainian^{1)5)‡} WEI Zhiyi^{1)2)5)††}

1) (*Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

3) (*School of Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an 710071, China*)

4) (*Institute of Biophotonics, South China Normal University, Guangzhou 510631, China*)

5) (*Songshan Lake Materials Laboratory, Dongguan 523808, China*)

(Received 26 January 2026; revised manuscript received 13 February 2026)

Abstract

Based on high-order harmonic generation (HHG), coherent light sources spanning from the extreme ultraviolet to X-ray regions can be produced and applied in techniques such as time- and angle-resolved photoemission spectroscopy (Tr-ARPES), attosecond transient absorption spectroscopy (ATAS), and coherent diffraction imaging (CDI). As the repetition rate and power of HHG driving lasers continue to increase, effectively separating the generated high-order harmonics from the high-power driving laser has become a critical challenge. Typically, components such as grazing incidence plates (GIP), diffraction gratings, microchannel plates (MCP), and drilled mirrors (DM) are employed to attenuate the high-power driving laser. However, some of these components cause substantial loss of high-order harmonic power or lack sufficient flexibility in optical path design.

This paper proposes a method for the efficient generation and the separation of high-order harmonics using multiple drilled mirrors. The setup includes four drilled mirrors (DM1–DM4), one focusing mirror, one gas jet, and one metal filter. DM1 splits the incident high-power driving laser; DM2 shapes it into an annular beam; and DM3 and DM4 are used to separate the residual driving laser. Notably, DM2 and DM3 are positioned at the object plane and the image plane of the focusing mirror, respectively.

To validate the proposed method, a Yb fiber femtosecond laser (central wavelength: 1030 nm, repetition rate: 500 kHz, average power: 208 W, pulse duration: 170 fs) is used to drive argon gas, generating high-order harmonics with photon energies spanning 27–47 eV. The experimental results demonstrate that the method achieves an attenuation ratio of the driving laser on the order of 10^{-3} , while maintaining nearly lossless

利用多个带孔镜高效产生和分离高重频高次谐波

李呈志 李聘滨 杜超 郭建浩 谢百川 邵晓东 运晨霞 滕浩 韩海年 魏志义

Efficient generation and separation of high-repetition-rate high-order harmonics by multiple drilled mirrors

LI Chengzhi LI Pinbin DU Chao GUO Jianhao XIE Baichuan SHAO Xiaodong YUN Chenxia
TENG Hao HAN Hainian WEI Zhiyi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 090402 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260141

CSTR: 32037.14.aps.75.20260141

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260141>

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

非对称波形激光驱动的氢原子高次谐波频移及控制

Frequency shift and control of high-order harmonics of H atom driven by an asymmetric laser pulse

物理学报. 2022, 71(7): 073201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212146>

极性分子CO高次谐波产生过程中的不对称性

Asymmetry in high-order harmonic generation of polar molecule CO

物理学报. 2022, 71(23): 234204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221714>

H离子团簇高次谐波平台展宽与团簇膨胀

High-order harmonic platform extension and cluster expansion of H ion cluster

物理学报. 2023, 72(21): 214203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230534>

基于水窗高次谐波阿秒光源的瞬态吸收光谱装置

Apparatus for transient absorption spectroscopy based on water-window high-order harmonic attosecond light sources

物理学报. 2025, 74(15): 153201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250550>

优化组合激光场驱动原子产生高次谐波及单个超短阿秒脉冲理论研究

Theoretical study of high-order harmonics and single ultrashort attosecond pulse generated by optimized combination of laser field

物理学报. 2022, 71(23): 233204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221298>

基于高次谐波X射线光源的三维纳米相干衍射成像技术

Three-dimensional nano-coherent diffraction imaging technology based on high order harmonic X-ray sources

物理学报. 2022, 71(16): 164205 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220976>