

专题: 阿秒物理

驱动激光波长对超短脉冲与原子相互作用
产生高次谐波发射的影响*张 頔 玉¹⁾²⁾ 蓝 文 迪¹⁾²⁾ 李 雪 峰¹⁾²⁾ 张 稣 稣¹⁾²⁾ 郭 福 明¹⁾²⁾ 杨 玉 军^{1)2)†}

1) (吉林大学原子与分子物理研究所, 长春 130012)

2) (吉林省应用原子与分子光谱重点实验室, 长春 130012)

(2022 年 4 月 19 日收到; 2022 年 5 月 17 日收到修改稿)

通过数值求解含时薛定谔方程方案, 理论研究了在有质动力能不变条件下, 不同波长超短激光辐照原子产生的高次谐波发射. 发现随着驱动激光波长的增加, 谐波发射的强度降低且发射谱中出现新的峰值结构. 通过谐波发射行为的时间频率分析, 电子密度的含时演化以及本征态布居含时分析发现, 谐波新的峰值产生根源是电子从激发态电离后返回母体离子产生的谐波发射与从基态电离产生的谐波发射之间的干涉.

关键词: 高次谐波发射, 中红外激光, 阿秒脉冲

PACS: 32.80.Rm, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.71.20220743

1 引 言

超短强激光与原子、分子和固态物质相互作用可以观察到阈上电离、非序列双电离以及高次谐波发射等非线性物理现象^[1–7]. 高次谐波光谱随着能量的增加呈现出独特的“平台”结构, 能将相干光辐射从红外波段转换为真空紫外乃至软 X 射线波段. 这一特性被应用于产生短波长相干光源^[8,9], 光频率已经达到“水窗 (2.3—4.4 nm)”波段, 这个波段的光源能实现对生物活体过程的分子水平观测^[10–12]. 此外, 谐波光源也可以被应用于纳米尺寸材料的相干成像^[13,14]. 近期, 人们采用双色圆偏振激光方案产生特定阶次的圆偏振谐波, 或是利用椭圆偏振驱动脉冲结合原子共振效应产生近圆偏振谐波^[15,16], 以及利用圆偏振谐波实现磁学和手性分子的研究, 极大地扩展了高次谐波发射的应用范围^[17].

高次谐波更为重要的应用是利用其光谱足够宽的特性来产生桌面型相干阿秒量级的超短光脉

冲^[18–21]. 阿秒尺度的光脉冲可以对电子的超快运动实现调控, 实现高时间分辨的电子动力学过程的探测, 如电子在束缚态运动、电子隧穿电荷转移等^[22–26]. 通常多周期激光脉冲与惰性气体相互作用产生的谐波为多个脉冲组成的阿秒脉冲串, 而对物理过程观测, 通常需要孤立的阿秒脉冲. 为了解决这个问题, 人们提出了利用少周期脉冲与原子相互作用的孤立阿秒脉冲产生方案^[27,28].

为了产生更小时间尺度的阿秒脉冲, 需要更大的谐波频宽. 高次谐波的截止能量可以由公式 $I_p + 3.17U_p$ 给出, 其中 I_p 为原子的电离能, U_p 是激光电场的有质动力能 (正比于激光的光强, 反比于激光频率的平方). 更宽的谐波发射平台可以通过提高驱动光的强度实现. 但是由于原子电子态布居的耗尽效应, 即在较强的光场作用下, 电子的全部束缚态布居都会被电离, 当进一步增加光强时, 不会再产生新的电离电子, 根据三步模型也就没有更高能量电子与离子的复合, 限制了进一步提高谐波的截止能量. 此外, 由于高次谐波发射是多个原子

* 国家重大研究计划 (批准号: 2019YFA0307700) 和国家自然科学基金 (批准号: 12074145, 11627807, 11774129) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yangyj@jlu.edu.cn

产生谐波的相干过程, 光强过大导致更多自由电子的产生, 破坏谐波相干条件. 因此通过增加驱动激光的波长来提高谐波的截止能量成为人们的选择, 目前获得更短阿秒脉冲的主要方案是利用超短持续时间、波长更长的中红外波段光脉冲与惰性气体原子作用^[29,30].

然而, 由于波包弥散效应, 谐波发射效率随着驱动激光波长的增加呈负指数下降. 这一困难可以通过提高气体靶压力, 增大参与谐波发射的原子数目来克服^[19]. 随着中红外波段光源的技术进展^[31–38], 利用中红外激光与原子作用产生高能量谐波的研究不断推进^[39–43]. 目前, 人们可用 4 μm 的驱动激光与原子相互作用, 观察到的谐波光能量达到 1.6 keV, 极大扩展了高次谐波发射的应用范围^[19]. 目前实验产生的单个阿秒脉冲的强度还无法达到泵浦探测所需的强度, 还需要进一步深入研究波长效应对超短脉冲产生的谐波和阿秒脉冲的影响, 提升谐波的发射效率. 为此, 本文通过数值求解含时薛定谔方程, 研究了超短强激光与原子相互作用的谐波发射, 发现随着驱动激光波长的增加, 激发态对谐波的影响变大, 进而影响阿秒脉冲产生过程 (如无特殊说明, 本文均采用原子单位).

2 理论方法

为了计算激光辐照下原子的高次谐波发射, 需要数值求解体系中电子满足的含时薛定谔方程:

$$i\frac{\partial}{\partial t}\psi(x,t) = \left[-\frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial x^2} + E_x(t)x + V(x)\right]\psi(x,t), \quad (1)$$

其中势函数为

$$V(x) = -q/\sqrt{x^2 + a}, \quad (2)$$

这里选择的软核参数是 $q = 0.561$ 和 $a = 0.367$, 基态能量为 -0.5 a.u. (对应氢原子第一电离能). 驱动激光电场矢势为 \sin^2 包络形式, 脉冲持续时间为一个光学周期, 改变激光的驱动光强和波长, 保持驱动激光的有质动力能对应的 Keldysh 参数 $\gamma = 0.3$. 体系波函数利用有限元离散变量表象 (FEDVR) 方案离散, 该方案将计算的空间分成 N 个元, 第 i 个元内的函数利用 Lagrange 多项式展开, 元内的空间点的分布满足 Gauss-Lobatto 积分规则. 第 i 个元内的基函数可以表示为

$$f_m^i(x) = \begin{cases} \prod_{j \neq m} \frac{(x - r_j^i)}{(r_m^i - r_j^i)}, & r_i \leq x \leq r_{i+1}, \\ 0, & x < r_i \text{ or } x > r_{i+1}, \end{cases} \quad (3)$$

其中第 i 个元 $[r_i, r_{i+1}]$ 内的第 m 个点 r_m^i 和对应的权重 w_m^i 表示如下:

$$r_m^i = \frac{(r_{i+1} + r_i)x_m + (r_{i+1} - r_i)x_1}{2}, \quad (4)$$

$$w_m^i = \frac{(r_{i+1} - r_i)}{2}w_m. \quad (5)$$

体系的含时波函数演化表示为

$$\psi(t + \Delta t) = e^{-iH(t)\Delta t}\psi(t). \quad (6)$$

利用 Lanczos 方案^[44], 可以实现 (6) 式的准确快速求解. 该方案算法中, 波函数的传播是在 Krylov 子空间中进行的, 这个子空间可以通过在波函数上重复乘以哈密顿量得到. 最终通过含时波函数得到对应偶极矩^[39,40]:

$$a(t) = \langle \psi(x,t) | -\frac{dV(x)}{dx} - E_x(t) | \psi(x,t) \rangle. \quad (7)$$

对偶极矩进行傅里叶变换得到对应谐波:

$$P(\omega) = \left| \frac{1}{\omega^2(t_m - t_0)} \int_{t_0}^{t_m} a(t)e^{-i\omega t} dt \right|^2, \quad (8)$$

其中 t_0 和 t_m 分别为激光脉冲的起始时刻和终止时刻. 为了理解谐波产生的机理, 利用小波变换对谐波发射的时间频率行为进行了分析, 同时研究了束缚态和连续态的布居随着时间的改变^[45–49].

3 结果与讨论

首先计算了驱动激光波长为 1000 和 5000 nm 的高次谐波发射谱, 如图 1 所示. 可以看出, 在相同的有质动力能条件下, 谐波发射谱都呈现出平台结构且截止能量都在 3.3 a.u. 附近. 但二者的发射强度相差超过 5 个数量级, 产生这一差别的原因是在有质动力能不变的情况下, 5000 nm 激光光强弱得多, 使得电离电子概率低得多, 且长波长引起的电离波包弥散效应更大, 进而引起谐波强度低很多. 需要注意的是, 除了效率的差别外, 谐波谱还呈现出了诸多此前未被人们注意到的新的细致差别: 由于驱动激光为超短脉冲, 因而不能观察到清晰的奇次谐波发射, 对于 1000 nm 的驱动光场, 可以观察到两条长短发射轨迹的相干谐波发射特征, 而对于 5000 nm 驱动光作用的原子谐波发射

谱, 谐波谱整个平台上均可以观察到更小能量间距的谐波峰. 此外, 在谐波发射谱的低能附近可以观察到一个发射强度很高的峰值, 通过分析发现, 这一峰值的能量为 0.375 a.u., 等于原子第一激发态与基态之间的能差, 这一光发射峰来源于第一激发态向基态的跃迁. 1000 nm 情况下电离率很高, 第一激发态布居与连续态布居相比弱很多, 第一激发态与基态间跃迁产生光发射的强度, 并不会显著强于连续态与束缚态间跃迁发射的光, 所以在谐波谱上并没有表现出显著强于其他频率的光发射峰.

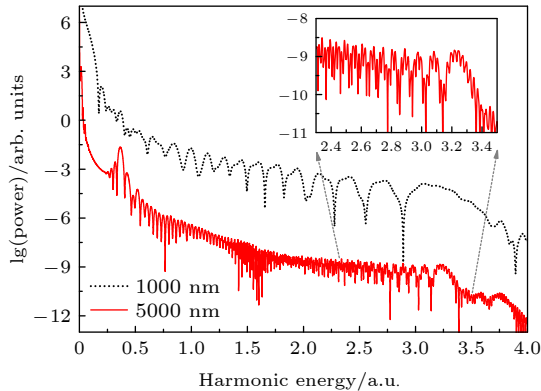


图1 波长为 1000 nm (黑色点线) 和 5000 nm (红色实线) 的驱动激光与原子作用产生的高次谐波发射
Fig. 1. High-order harmonic generated from an atom irradiated by the driving lasers with wavelengths of 1000 nm (black dotted line) and 5000 nm (red solid line).

为了详细分析波长效应对谐波的影响, 系统研究了相同有质动力能条件下, 驱动激光脉冲作用于原子产生的谐波发射谱的强度随着波长的改变, 如图 2 所示. 可以看出, 随着驱动激光波长的增加, 在谐波发射谱的高能部分 (大于 2 a.u.), 均可以观察到清晰的半个周期内电离电子产生的长短发射轨道

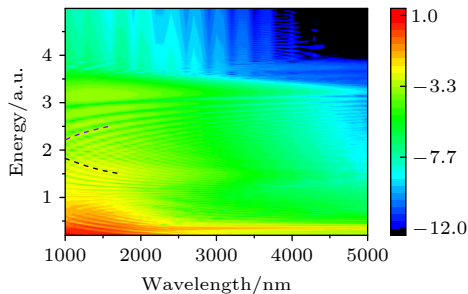


图2 Keldysh 参数为 0.3, 波长为 1000—5000 nm 的驱动激光与原子作用产生的高次谐波发射随波长的改变
Fig. 2. When the Keldysh parameter is 0.3, the variation of the high-order harmonic radiation intensity with the driving laser wavelength in the 1000–5000 nm range.

之间的干涉结构. 对于较低谐波能量 (1 a.u.), 谐波发射谱的结构更为复杂, 可以观察到清晰的干涉峰. 对于能量小于电离阈值的谐波发射, 在波长较短条件下还可以观察到相对复杂的结构. 但是随着波长的增加, 基态和第一激发态之间跃迁的光发射峰变得更为清晰. 为了理解高次谐波发射随着波长的变化特性, 利用小波变换分析了谐波发射的时间行为.

图 3 给出了驱动激光波长为 1000 nm 的不同能量谐波的发射随着时间的改变. 可以看出, 由于驱动激光脉冲较短, 因而谐波发射谱的时间频率行为也相对简单. 在给出的谐波能量范围内, 可以观察到三条主要的发射轨迹, 发射时间分别在 50 (轨迹 A), 90 (轨迹 B) 和 120 a.u. (轨迹 C) 附近. 第一个谐波发射轨迹 (轨迹 A) 的截止能量较小, 在 1.7 a.u. 附近. 第二条 (短轨迹 B) 和第三条 (长轨迹 C) 谐波发射轨迹相交于 110 a.u. 附近, 这两条发射轨迹对应于前半个周期电离产生的谐波. 图 3 同时给出了利用三步模型计算的回核能量随着时间的改变, 如图中黑色实线和紫色实线所示. 可以看出, 在该激光参数下, 经典计算可以非常好地重现量子计算的结果, 清晰地阐明了谐波产生的机制. 在谐波发射的高能部分, 由于主要有 B 和 C 两条轨迹, 因而可以在谐波发射谱中清晰地观察到长短轨迹的干涉结构. 对于谐波发射谱的低能部分 (1–2 a.u.), 由于第一条谐波发射轨迹 A 发挥重要作用, 因而使得谐波发射谱的结果更为复杂, 干涉产生的谐波峰值间能差更小. 我们注意到图 2 中短波长下存在两组干涉结构, 一部分随着驱动激光波长的增加向谐波的高能区移动, 另一部分向低能区移动, 分别如图 2 中的紫色虚线和黑色虚线所示. 这种演化行为可以通过谐波发射的时频轨迹理解. 谐波谱的干涉亮条纹的能量位置由参与干涉的两条谐波发射轨迹间的相位差决定, 轨迹间的相位差等于谐波能量与两条发射轨迹时间差的乘积. 在图 3 中, 在同一个驱动光波长下, 随着谐波能量的增加, A, B 两个发射轨迹的时间差 (以光学周期为单位) 几乎保持不变. 随着驱动光波长的增加, 在保持 U_p 不变的条件下, 两条发射轨迹的时间差会逐渐增大. 由于相位差等于能量与时间差的乘积, 这两个发射轨迹的相位差逐渐加大. 在同一个亮的干涉条纹上, 为了保证相位差不变, 能量会向低能区移动. 对于 B, C 两个发射轨迹, 随着能量的增加, 两个发射轨迹的时间差快速减小 (大于能量增

加的速率), 这两条发射轨迹的相位差随着谐波能量的增加逐渐减小. 因而随着驱动光波长的增加, 同一个谐波能量对应的两条发射轨迹的相位差会增加. 为了保持同一个亮的干涉条纹上的相位差不变, 能量会向高能区移动.

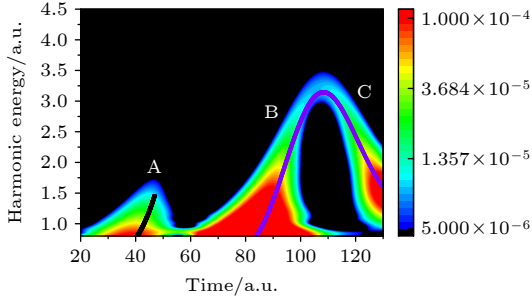


图3 波长为 1000 nm 的驱动激光与原子作用产生的高次谐波发射的时间行为, 图中黑色和紫色实线为经典三步模型计算的发光能量

Fig. 3. Temporal behavior of high-order harmonic generated by the atom irradiated by the driving laser with a wavelength of 1000 nm, the black and purple line represent the energy calculated by the simple man model.

对于 5000 nm 谐波发射行为, 和 1000 nm 驱动激光作用产生的谐波发射呈现出不同的特征, 如图 4(a) 所示. 可以看出, 由于驱动激光的有质动力能相同, 因而也能观察到与 1000 nm 驱动激光下的谐波发射类似的轨迹, 发射时刻分别为 200 (轨迹 A), 500 (轨迹 B) 和 600 a.u. (轨迹 C) 附近. 三条轨迹对应的谐波能量也与短波长条件一致, 但每条轨迹的相对发射强度有较大差别. 更明显的差别是在时间为 250—300 a.u. 附近存在一个额外的谐波发射轨迹 (轨迹 D), 且这一轨迹与 $t = 200$ a.u. 附近的谐波发射轨迹间存在明显的间断. 由于谐波发射的机制是电离电子回核产生的辐射, 为了理解新的谐波发射轨迹 D 产生的机理, 计算了体系的含时电子密度分布随着时间的改变, 如图 4(b) 所示. 从图中可以清晰地看到, 电子在激光的作用下电离后返回到母体离子, 在 $t = 200$ a.u. 附近产生谐波发射. 此外还可以观察到部分电子波包在更早的时间电离, 在时间为 250—300 a.u. 附近返回母体离子, 产生了新的谐波发射轨迹 D. 为了理解电子的含时密度演化行为, 进一步分析了体系的束缚态布居和连续态布居随时间的变化行为.

图 5(a) 给出了驱动激光波长为 1000 nm 条件下, 体系的激发态概率 (红色点线) 和连续态概率 (黑色实线) 随着时间的改变. 从图 5(a) 可以看出, 在这一波长驱动激光作用下, 体系的激发态布居随

着时间的增加逐步增大, $t = 50$ a.u. 附近达到峰值, 之后逐步减小, 这一变化是由于驱动激光的作用导致电子密度分布逐步远离核区 (电子分布与激发态的重叠逐渐变大后减小). 之后, 由于电离的概率很大, 当在前半个周期电离电子返回母体离子时, 在 $t = 90$ a.u. 附近增加了激发态的布居. 而当驱动激光波长为 5000 nm 时, 体系的布居随时间的改变呈现出完全不同的行为, 如图 5(b) 所示. 在相同的 Keldysh 参数条件下, 更长的驱动激光波长对应更小的驱动激光强度. 电子的电离概率与驱动激光的电场强度呈指数减小, 因而整体的电离减小很多. 而由于驱动激光的作用, 使得体系的含时波函数随激光电场偏离势阱中心, 并与激发态波函数有较大的重叠, 使得激发态产生较大布居, 并且激发态的布居大小随着激光电场的含时变化行为一致. 进而在此种长波长驱动激光作用下激发态布居甚至超越了电离概率. 值得注意的是, 在脉冲的起始阶段 (绿色虚线框出部分), 电离概率大小除了与驱动激光电场强度改变一致外, 还呈现出振荡特征. 振荡的频率与体系基态-激发态间的能差相同. 由于激发态的布居, 使得原子在长波强激光作用下, 电离不再只是从基态产生, 而有机会从激发态隧穿电离^[50], 电子波包在不同的时刻会分布在空间的不同位置, 因而会导致分布在隧穿势垒一侧的电子电离较大, 而在另一侧无电离产生, 形成了图 4(b) 观察到的电子的密度分布随着时间的改变行为, 进而影响了谐波的发射过程.

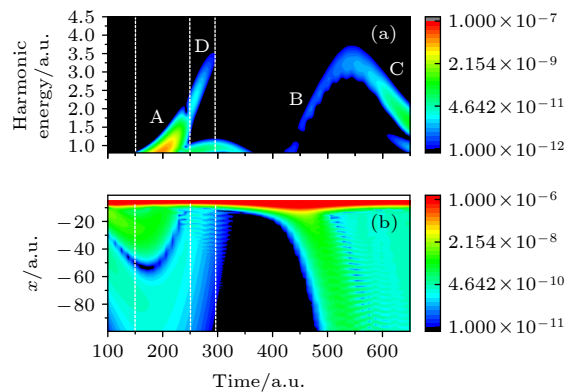


图4 (a) 波长为 5000 nm 的驱动激光与原子作用产生的高次谐波发射的时间行为; (b) 电子的概率密度随着时间的变化

Fig. 4. (a) Temporal behavior of high-order harmonic generated by the irradiated by the driving laser with a wavelength of 5000 nm; (b) variation of electron probability density with time.

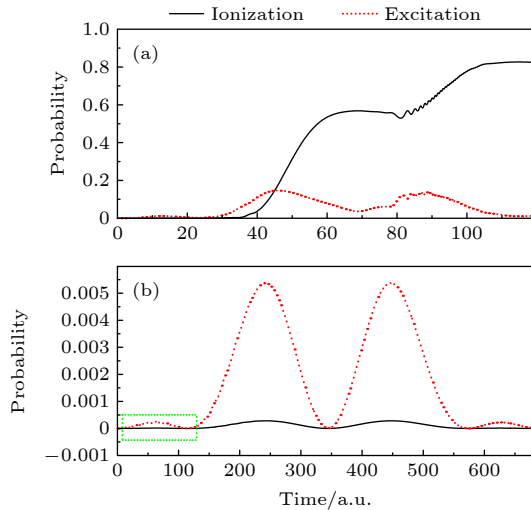


图5 (a) 波长为 1000 nm 和 (b) 5000 nm 驱动激光辐照原子的激发态布居 (红色点线) 和电离态布居 (黑色实线) 随着时间的变化

Fig. 5. Variation of excited states population (red dotted line) and continuum states population (black solid line) of atoms irradiated with a driving laser at a wavelength of (a) 1000 nm and (b) 5000 nm with time.

在理解了波长对原子谐波发射影响的基础上, 进一步计算了相应的阿秒脉冲. 图 6 给出了利用能量为 2.5—4.0 a.u. 谐波合成的超短脉冲强度随着时间的改变. 从图中可以看出, 尽管驱动脉冲的持续时间很短, 但仍无法产生孤立阿秒脉冲. 产生的超短脉冲在 50—600 a.u. 附近有很高的强度, 此外在 270 a.u. 附近还可以观察到持续时间很短的光发射, 这一光发射产生的原因是从激发态电离后回核产生. 由于波包弥散效应使得谐波强度随着波长的增加迅速减小, 但如果电离波包来源于激发态,

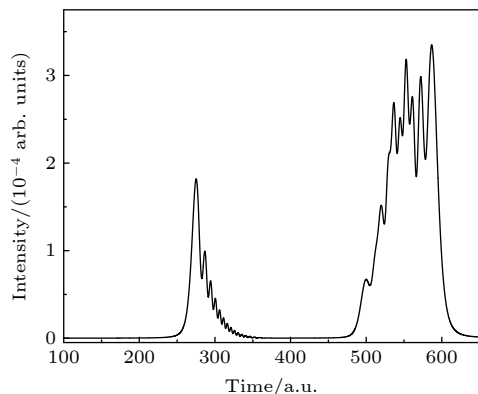


图6 利用谐波能量 2.5—4.0 a.u. 的谐波发射合成的超短脉冲强度随着时间的改变

Fig. 6. Variation of intensity of ultrashort pulses (synthesized by harmonic emission with harmonic energy 2.5–4.0 a.u.) with time.

谐波强度的减小会变得缓和^[51], 因而从激发态电离的电子产生的谐波为产生高强度的超短阿秒脉冲提供了新的机会.

4 总 结

在相同 Keldysh 参数条件下, 系统研究了不同波长的驱动激光与原子相互作用的谐波发射过程. 发现随着驱动激光波长的增加, 电子有更多的可能通过激发态发生电离, 进而产生新的高次谐波发射轨迹并影响阿秒超短脉冲的产生. 在长波条件下, 有可能通过对驱动激光参数的调控, 控制电子的电离通道, 获得新的阿秒脉冲产生方案.

感谢吉林大学超算中心的技术支持.

参考文献

- [1] Protopapas M, Keitel C H, Knight P L 1997 *Rep. Prog. Phys.* **60** 389
- [2] Brabec T, Krausz F 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 545
- [3] Fu L B, Xin G G, Ye D F, Liu J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 103601
- [4] Porat G, Alon G, Rozen S, Pedatzur O, Krüger M, Azoury D, Natan A, Orenstein G, Bruner B D, Vrakking M J J, Dudovich N 2018 *Nat. Commun.* **9** 2805
- [5] Qiao Y, Huo Y Q, Jiang S C, Yang Y J, Chen J G 2022 *Opt. Express* **30** 9971
- [6] Guo X L, Jin C, He Z Q, Zhao S F, Zhou X X, Cheng Y 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 123301
- [7] Tian Y Y, Li S Y, Wei S S, Guo F M, Zeng S L, Chen J G, Yang Y J 2014 *Chin. Phys. B* **23** 053202
- [8] Li X F, l'Huillier A, Ferray M, Lompré L A, Mainfray G 1989 *Phys. Rev. A* **39** 5751
- [9] Altucci C, Velotta R, Heesel E, Springate E, Marangos J P, Vozzi C 2006 *Phys. Rev. A* **73** 043411
- [10] Ishii N, Kaneshima K, Kitano K, Kanai T, Watanabe S, Itatani J 2014 *Nat. Commun.* **5** 3331
- [11] Silva F, Teichmann S M, Cousin S L, Hemmer M, Biegert J 2015 *Nat. Commun.* **6** 6611
- [12] Marangos J P 2016 *J. Phys. B* **49** 132001
- [13] Dennis F G, Michael T, Elisabeth R S, Zhang X S, Benjamin R G, Christina L P, Robert K J, Charles B, Daniel E A, Henry C K, Margaret M, Murnane, Giulia F M 2017 *Nat. Photonics* **11** 259
- [14] Tadesse G K, Eschen W, Klas R, Hilbert V, Schelle D, Nathanael A 2018 *Sci. Rep.* **8** 8677
- [15] Avner F, Kfir O, Diskin T, Sidorenko P, Cohen O 2014 *Nat. Photonics* **8** 543
- [16] Kfir O, Grychtol P, Turgut E, Knut R, Zusin D, Popmintchev D, Popmintchev T, Nembach H, Shaw J M, Fleischer A, Kapteyn H, Murnane M, Cohen O 2015 *Nat. Photonics* **9** 99
- [17] Nisoli M, Decleva P, Calegari F, Palacios A, Martín F 2017 *Chem. Rev.* **117** 10760

- [18] Donnelly T D, Ditmire T, Neuman K, Perry M, Falcone R. W 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 2472
- [19] Popmintchev T, Chen M Y, Popmintchevpaul D, Arpin P, Brown S, Ališauskas S, Andriukaitis G, Balčiūnas T, Mücke O D, Pugzlys A, Baltuška A, Shim B, Schrauth S E, Gaeta A, Hernández-García C, Plaja L, Becker A, Jaron-Becker A, Murnane M M, Kapteyn H C 2012 *Science* **336** 1287
- [20] Schiffrin A, Paasch-Colberg T, Karpowicz N, Apalkov V, Gerster D, Mühlbrandt S, Korbman M, Reichert J, Schultze M, Holzner S, Barth J V, Kienberger R, Ernstorfer R, Yakovlev V S, Stockman M I, Krausz F 2013 *Nature* **493** 70
- [21] Wang X W, Wang L, Xiao F, Zhang D W, Lü Z H, Yuan J M, Zhao Z X 2020 *Chin. Phys. Lett.* **37** 023201
- [22] Eckle P, Pfeiffer A N, Cirelli C, Staudte A, Dörner R, Muller H G, Büttiker M, Keller R U 2008 *Science* **322** 1525
- [23] Schultze M, Ramasesha K, Pemmaraju C D, Sato S A, Whitmore D, Gandman A, Prell J S, Borja L J, Prendergast D, Yabana K, Neumark D M, Leone S R 2014 *Science* **346** 1348
- [24] Kraus P M, Mignolet B, Baykusheva D, Rupenyan A, Horný L, Penka E F, Grassi G, Tolstikhin O I, Schneider J, Jensen F, Madsen L B, Bandrauk A D, Remacle F, Wörner H J 2015 *Science* **350** 790
- [25] Hassan M Th, Luu T T, Moulet A, Raskazovskaya O, Zhokhov P, Garg M, Karpowicz N, Zheltikov A M, Pervak V, Krausz F, Goulielmakis E 2016 *Nature* **530** 66
- [26] Calegari F, Trabattori A, Palacios A, Ayuso D, Castrovilli M C, Greenwood J B, Decleva P, Martín F, Nisoli M 2016 *J. Phys. B* **49** 142001
- [27] Hentschel M, Kienberger R, Spielmann C, Reider G A, Milosevic N, Brabec T, Corkum P, Heinzmann U, Drescher M, Krausz F 2001 *Nature* **4** 509
- [28] Kienberger R, Goulielmakis E, Uiberacker M, Baltuska A, Yakovlev V, Bammer F, Scrinzi A, Westerwalbesloh Th, Kleineberg U, Heinzmann U, Drescher M, Krausz F 2004 *Nature* **427** 817821
- [29] Andriukaitis G, Balčiūnas T, Ališauskas S, Pugžlys A, Baltuška A, Popmintchev T, Chen M C, Murnane M M, Kapteyn H C 2011 *Opt. Lett.* **36** 2755
- [30] Krebs M, Hädrich S, Demmler S, Rothhardt J, Zair A, Chipperfield L, Limpert J, Tünnermann A 2013 *Nat. Photonics* **7** 555
- [31] Liang H k, Krogen P, Wang Z, Park H, Kroh T, Zawilski K, Schunemann P, Moses J, DiMauro L F, Kärtner F X, Hong K H 2017 *Nat. Commun.* **8** 141
- [32] Labaye F, Gaponenko M, Modsching N, Brochard P, Paradis C, Schilt S, Wittwer V J, Stüdmeyer T 2019 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **25** 880619
- [33] Pires H, Baudisch M, Sanchez D, Hemmer M, Biegert J 2015 *Prog. Quantum. Electron.* **43** 1
- [34] Musheghyan M, Geetha P P, Faccialà D, Pusala A, Crippa G, Campolo A, Ciriolo A G, Devetta M, Assion A, Manzoni C, Vozzi C, Stagira S 2020 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **53** 185402
- [35] Zhu X L, Chen M, Weng S M, McKenna P, Sheng Z M, Zhang J 2019 *Phys. Rev. Appl.* **12** 054024
- [36] Tomilov S, Hoffmann M, Wang Y, Saraceno C J 2021 *J. Phys.: Photonics* **3** 022002
- [37] Grafenstein L von, Bock M, Ueberschaer D, Escoto E, Koç A, Zawilski K, Schunemann P, Griebner U, Elsaesser T 2020 *Opt. Lett.* **45** 5998
- [38] Tian K, He L, Yang X, Liang H 2021 *Photonics* **8** 290
- [39] Feng T, Heilmann A, Bock M, Ehrentraut L, Witting T, Yu H H, Stiel H, Eisebitt S, Schntirer M 2020 *Opt. Express* **28** 8724
- [40] Leshchenko V E, Talbert B K, Lai Y H, Li S, Tang Y, Hageman S J, Smith G, Agostini P, DiMauro L F, Blaga C I 2020 *Optica* **7** 981
- [41] Schoenlein R, Elsaesser T, Holldack K, Huang Z, Kapteyn H, Murnane M, Woerner M 2019 *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A* **377** 20180384
- [42] Kleine C, Ekimova M, Goldsztejn G, Raabe S, Strüber C, Ludwig J, Yarlagadda S, Eisebitt S, Vrakking M J J, Elsaesser T, Nibbering E T J, Rouzée A 2019 *J. Phys. Chem. Lett.* **10** 52
- [43] Pupeikis J, Chevrenil P A, Bigler N, Gallmann L, Phillips C R, Keller U 2020 *Optics* **7** 168
- [44] Duchon C E 1979 *J. Appl. Meteorol. Clim.* **18** 1016
- [45] Qiao Y, Wu D, Chen J G, Wang J, Guo F M, Yang Y J 2019 *Phys. Rev. A* **100** 06342
- [46] Wang J, Chen G, Li S Y, Ding D J, Chen J G, Guo F M, Yang Y J 2015 *Phys. Rev. A* **92** 033848
- [47] Wang J, Chen G, Guo F M, Li S Y, Chen J G, Yang Y J 2013 *Chin. Phys. B* **22** 033203
- [48] Yang Y J, Chen J G, Chi F P, Zhu Q R, Zhang H X, Sun J Z 2007 *Chin. Phys. Lett.* **6** 1537
- [49] Guo F M, Yang Y J, Jin M X, Ding D J, Zhu Q R 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 053201
- [50] Serebryannikov E E, Zheltikov A M 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 123901
- [51] Chen J, Zeng B, Liu X, Cheng Y, Xu Z 2009 *New J. Phys.* **11** 113021

SPECIAL TOPIC—Attosecond physics

Influence of driving-laser wavelength on emission of high-order harmonic wave generated by atoms irradiated by ultrashort laser pulse^{*}

Zhang Di-Yu¹⁾²⁾ Lan Wen-Di¹⁾²⁾ Li Xue-Feng¹⁾²⁾ Zhang Su-Su¹⁾²⁾
 Guo Fu-Ming¹⁾²⁾ Yang Yu-Jun¹⁾²⁾[†]

¹⁾ (*Institute of Atomic and Molecular Physics, Jilin University, Changchun 130012, China*)

²⁾ (*Jilin Provincial Key Laboratory of Applied Atomic and Molecular Spectroscopy, Jilin University, Changchun 130012, China*)

(Received 19 April 2022; revised manuscript received 17 May 2022)

Abstract

With the numerical solution of the time-dependent Schrodinger equation, we theoretically investigate the high-order harmonic emissions generated by the atoms irradiated by the ultrashort lasers with different wavelengths but the same pondermotive energy. As the driving-laser wavelength increases, the intensity of the high-harmonic emission decreases. Comparing with the harmonic spectra of atoms driven by a 1000-nm-wavelength laser pulse, a new peak structure appears in the spectra of atoms driven by a 5000-nm-wavelength laser wavelength. It is shown by the time-frequency analysis of the harmonic emission, the time-dependent evolution of the electron density, and the time-dependent population analysis of the eigenstate, that the physical mechanism behind the new peak appearing in the harmonic spectra is the interference between the harmonic emission generated by the electrons ionized out of the excited atoms returning to the parent ions and the harmonic emissions resulting from the ground state ionization.

Keywords: higher harmonic generation, mid-infrared laser, attosecond pulse

PACS: 32.80.Rm, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.71.20220743

^{*} Project supported by the National Major Research Plan of China (Grant No. 2019YFA0307700) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12074145, 11627807, 11774129).

[†] Corresponding author. E-mail: yangyj@jlu.edu.cn

驱动激光波长对超短脉冲与原子相互作用产生高次谐波发射的影响

张颀玉 蓝文迪 李雪峰 张稣稣 郭福明 杨玉军

Influence of driving-laser wavelength on emission of high-order harmonic wave generated by atoms irradiated by ultrashort laser pulse

Zhang Di-Yu Lan Wen-Di Li Xue-Feng Zhang Su-Su Guo Fu-Ming Yang Yu-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 233205 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220743

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220743>

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

利用三色组合脉冲激光获得孤立阿秒脉冲发射

Isolated attosecond pulse generation from helium atom irradiated by a three-color laser pulse

物理学报. 2022, 71(5): 054204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211502>

基于铋纳米片可饱和吸收被动调Q中红外单晶光纤激光器

Bismuth nanosheets based saturable-absorption passively Q-switching mid-infrared single-crystal fiber laser

物理学报. 2020, 69(18): 184205 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200337>

基于正交偏振场的双光学控制方案获得孤立阿秒脉冲产生

Isolated attosecond pulse generation from a double optical gating scheme based on orthogonal polarization field

物理学报. 2019, 68(21): 214201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190847>

强激光等离子体相互作用驱动高次谐波与阿秒辐射研究进展

Research progress of high-order harmonics and attosecond radiation driven by interaction between intense lasers and plasma

物理学报. 2021, 70(8): 084206 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210339>

高次谐波发射的亚原子尺度研究

Subatomic scale study of atom-generated higher-order harmonic

物理学报. 2019, 68(17): 173202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190790>

利用脉宽10 fs偏振控制脉冲获得孤立阿秒脉冲

Isolated attosecond pulse generation from polarization gating pulse with 10 fs duration

物理学报. 2019, 68(18): 184201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190392>