

不同偏振率 IR+XUV 激光下原子阈上电离研究*

金发成^{1)†} 赵攀¹⁾ 薛红杰¹⁾ 杨慧慧^{1)‡} 王兵兵^{2)3)††}

1) (西安航空学院, 理学院, 西安 710077)

2) (中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家研究中心, 光物理重点实验室, 北京 100190)

3) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2025 年 9 月 17 日收到; 2025 年 10 月 19 日收到修改稿)

原子在红外 (IR) 和深紫外 (XUV) 双色激光场中的电离过程是强场物理领域的研究热点之一. 本文利用频域理论研究了原子在不同偏振率 IR+XUV 双色激光场中的阈上电离过程. 研究表明, 随着 IR 激光从线偏振场变为圆偏振场, 除 45° 光电子出射角度外, 其余角度的光电子能谱均发生变化; 当 XUV 激光从线偏振场变为圆偏振场时, 电离概率增加. 光电子的能量宽度随着 IR 激光光强的增加而增加, 电离概率随着 XUV 激光光强的增加而增加, 两个平台的距离随着 XUV 激光频率的增加而增大. 同时, 利用电子在电离过程中满足的经典能量轨道公式预测了光电子能量随出射角度、激光偏振率、光强和激光频率的变化范围, 该结果与量子计算结果一致. 本工作将为实验研究原子分子在 IR+XUV 双色激光场中的电离过程提供理论支撑.

关键词: 阈上电离, 频域理论, 光电子能量谱, XUV 激光**DOI:** 10.7498/aps.75.20251279**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251279

1 引言

强激光场与原子分子相互作用会产生很多有趣的非线性现象, 如阈上电离 (above-threshold ionization, ATI)^[1]、高次谐波^[2,3] 和非序列双电离^[4] 等, 这些现象引起了人们浓厚的研究兴趣. 特别是, 自 1979 年 ATI 被发现以来^[5], 人们对 IR 激光场中的 ATI 过程做了深入细致的研究. ATI 谱不仅包含了激光场信息^[6-9], 还携带了原子等物质信息^[10-12], 所以利用 ATI 谱可以重构激光场或提取物质信息. 目前, 相比单色激光场, 双色激光场具有更多变量可调节参数 (如相对强度、偏振方向、相对相位等) 的优点, 已成为研究 ATI 过程的重要工具之

一. 例如, 调控两束激光场的相对相位实现原子分子特定电离过程的增强^[13-15]; 利用正交偏振双色激光场实现电子波包的操控^[16,17]; 借助双色圆偏振激光场研究原子的自旋-轨道耦合效应^[18] 等.

随着自由电子激光技术的迅速发展和高次谐波的应用^[19-21], 高强度、频率可控的 XUV 激光场的产生已成为可能. XUV 激光场与原子分子相互作用可实现单光子单电离^[22]、双光子单电离^[23] 和非序列双电离^[24] 等, 这加深了人们对强场现象的理解. 近年来, IR 和 XUV (IR+XUV) 双色激光场已逐渐成为研究强场物理的重要工具之一. Li 等研究了在 IR+XUV 双色激光场中氦原子光电子能量谱的干涉调控^[25]. 原子在线偏振 IR+XUV 双色激光场中的电离谱呈现出边带结构, 该边带结构不

* 国家自然科学基金 (批准号: 12104285, 12474288) 和陕西省科技厅基础研究项目 (批准号: 2024ZC-KJXX-048, 2023-JC-QN-0085, 2025JC-YBQN-064) 资助的课题

† 通信作者. E-mail: fchjin@163.com

‡ 通信作者. E-mail: muxinhuihui@sina.com

†† 通信作者. E-mail: wbb@iphy.ac.cn

仅依赖于 IR 和 XUV 激光场的偏振方向, 还依赖于光电子的出射角度^[26]. 进一步研究表明, 光电子角分布不仅来自于不同角动量光电子的干涉^[27], 还与两束激光场偏振方向之间的夹角密切相关^[28]. 当 XUV 光子能量远大于原子电离势时, 光电子能量谱呈现出多平台结构, 并且每个平台上出现凹陷结构^[29], 凹陷结构与激光场的偏振方向密切相关^[30]. 近期, Han 等研究了在 IR+XUV 双色激光场中氩原子的二向色性^[31]. 这些结果均表明光电子能量谱与光电子的出射角度、两束激光场的偏振方向密切相关.

目前, 人们对原子在 IR+XUV 双色激光场中的电离过程做了大量研究并取得了较大的进展^[21], 但绝大部分研究工作采用的激光均为线偏振场. 基于非微扰量子电动力学的频域理论^[32], 本文将研究不同偏振率 IR+XUV 双色激光场对原子 ATI 过程的调控. 当前, 频域理论已成功应用于强场电离领域, 如直接 ATI^[33-35]、高阶 ATI^[36,37]、高次谐波^[38] 和非序列双电离^[39-42] 等, 并证明了频域理论与时域理论存在对应关系^[43], 频域理论从频域空间描述了原子分子的电离过程. 近年来, 利用频域理论研究了正交线偏振 IR+XUV 双色激光中 ATI 谱上凹陷结构形成的原因^[44], 及 ATI 谱随两束激光偏振方向夹角的依赖关系^[45]. 最近, 我们初步研究了在椭圆偏振 IR+XUV 双色激光场下光电子能量谱的性质, 并推导得到了原子在椭圆偏振 IR+XUV 双色激光场中满足的能量守恒关系^[46]. 本工作将聚焦分析 IR 与 XUV 两束激光的偏振率对光电子能量谱宽度及电离概率的调控规律, 探究了椭圆偏振激光的光强及 XUV 激光频率对光电子能量谱的影响. 本工作将对实验研究原子在椭圆偏振 IR+XUV 双色激光场中的动力学过程提供理论支撑. 除特殊说明外, 本文均使用原子单位 ($m=\hbar=e=1$).

2 理论方法

基于非微扰量子电动力学的频域理论^[32], 本工作将研究原子在不同偏振率 IR+XUV 双色激光场中的 ATI 过程. 首先介绍 ATI 过程的频域理论, 并给出不同通道 ATI 过程的跃迁矩阵元和跃迁概率公式, 然后将 IR 激光场作为经典场, 利用广义贝塞尔函数的性质得到电子在 ATI 过程中满足的

能量守恒关系.

2.1 ATI 的频域理论

在频域理论中, 原子和激光场作为孤立系统, 并且激光场做了量子化处理, 电子在激光场中的跃迁过程满足能量守恒. 系统的哈密顿量 $\hat{H}$ 表示为 $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{U}(\mathbf{r}) + \hat{V}$, 其中 $\hat{H}_0$ 包含了自由电子的动能算符和两束激光场的光子数目算符, $\hat{U}$ 为电子与原子核的相互作用势, $\hat{V}$ 是电子与激光场的相互作用势^[32]

$$\hat{V} = - \sum_{t=1,2} [(-i\nabla) \cdot \mathbf{A}_t(-\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r}) + \mathbf{A}_t(-\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r}) \cdot (-i\nabla)] / 2 + \left[\sum_{t=1,2} \mathbf{A}_t(-\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r}) \right]^2 / 2. \quad (1)$$

$\mathbf{A}_t$ 为第 t 束激光场的势矢 $\mathbf{A}_t(-\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r}) = (2V_{e_t} \omega_t)^{-1/2} / c (\hat{\epsilon}_t e^{\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r}} a_t + \hat{\epsilon}_t^* e^{-\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r}} a_t^\dagger)$, 其中 V_{e_t} 为激光场的归一化体积, $\mathbf{k}_t$ 为波矢, ω_t 为激光场的频率, $t=1,2$. 激光场的偏振矢量为 $\hat{\epsilon}_t = [\hat{x} \cos(\xi_t/2) + \hat{y} \sin(\xi_t/2)]$. 这里激光偏振率定义为

$$\eta_t = \tan(\xi_t/2). \quad (2)$$

当 $\eta_t = 0$ 表示线偏振激光场, $\eta_t = 1.0$ 为圆偏振激光场, $\eta_t \in (0, 1.0)$ 为椭圆偏振激光场. 假定系统的初态 $|\psi_i\rangle$ 用原子的初态波函数 $\phi_i(\mathbf{r})$ 和光场的 Fock 态 $|n_t\rangle$ 的直积表示, 即 $|\psi_i\rangle = \phi_i(\mathbf{r}) \otimes |n_1\rangle \otimes |n_2\rangle$, 且系统的初态能量为 $E_i = -I_p + \sum_{t=1,2} (n_t + 1/2)\omega_t$, 其中 I_p 为原子的电离能. 系统的末态用双色激光场中量子化的 Volkov 态表示^[32]

$$\begin{aligned} & |\Psi_{\mathbf{p}_f, m_1 m_2}(\mathbf{r})\rangle \\ &= V_e^{-1/2} \sum_{j_1=-m_1, j_2=-m_2}^{\infty} \exp\{i[\mathbf{p}_f + (u_{p_1} - j_1)\mathbf{k}_1 \\ &+ (u_{p_2} - j_2)\mathbf{k}_2] \cdot \mathbf{r}\} \mathcal{X}_{j_1 j_2}(z_f)^* |m_1 + j_1, m_2 + j_2\rangle, \end{aligned} \quad (3)$$

其系统对应的能量为 $E_f = \mathbf{p}_f^2/2 + \sum_{t=1,2} [(n_t + 1/2)\omega_t + u_{p_t}\omega_t]$, 其中 $\mathbf{p}_f$ 为光电子的动量, $u_{p_t} = U_{p_t}/\omega_t$, U_{p_t} 为有质动力能. $\mathcal{X}_{j_1 j_2}(z_f)$ 为双色激光场中的广义相位贝塞尔函数^[32]

$$\begin{aligned} & \mathcal{X}_{j_1 j_2}(z_f) \\ &= \sum_{j_3 j_4 j_5 j_6} X_{-j_1+2j_3+j_5+j_6}(z_1) X_{-j_2+2j_4+j_5-j_6} \\ & \quad \times (z_2) X_{-j_3}(z_3) X_{-j_4}(z_4) X_{-j_5}(z_5) X_{-j_6}(z_6), \end{aligned} \quad (4)$$

式中 $X_m(z) = J_m(|z|)e^{im\vartheta}$, $z = |z|e^{i\vartheta}$, $J_m(|z|)$ 是整数阶贝塞尔函数, 六个宗量分别为 $z_1 = 2\sqrt{u_{p1}/\omega_1} \mathbf{p}_f \cdot \hat{\mathbf{e}}_1$, $z_2 = 2\sqrt{u_{p2}/\omega_2} \mathbf{p}_f \cdot \hat{\mathbf{e}}_2$, $z_3 = u_{p1}/2\hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \hat{\mathbf{e}}_1$, $z_4 = u_{p2}/2\hat{\mathbf{e}}_2 \cdot \hat{\mathbf{e}}_2$, $z_5 = 2\sqrt{u_{p1}\omega_1 u_{p2}\omega_2}/(\omega_1 + \omega_2)\hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \hat{\mathbf{e}}_2$, 和 $z_6 = 2\sqrt{u_{p1}\omega_1 u_{p2}\omega_2}/(\omega_1 - \omega_2)\hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \hat{\mathbf{e}}_2$.

由原子和激光组成的系统从初态 $|\psi_i\rangle$ 到末态 $|\psi_f\rangle$ 的跃迁矩阵元表示为^[37]

$$T_{fi} = \langle \psi_f | V | \psi_i \rangle + \langle \psi_f | U \frac{1}{E_i - H + i\epsilon} V | \psi_i \rangle, \quad (5)$$

其中式 (5) 右面的第一项表示直接 ATI 过程, 第二项表示高阶 ATI 过程. 在本工作中, ω_2 远大于 ω_1 , 高阶 ATI 过程对总电离的贡献很小^[34], 所以本文只考虑直接 ATI 过程, 即式 (5) 右边的第一项. 利用系统的初态和末态波函数, 直接 ATI 过程的跃迁矩阵元为^[32,34]

$$T_d = \sum_{s_2} T_{s_2}, \quad (6)$$

其中 T_{s_2} 表示通道 s_2 的跃迁矩阵元, 表示为

$$T_{s_2} = V_e^{-1/2} [(u_{p1} - s_1)\omega_1 + (u_{p2} - s_2)\omega_2] \times \mathcal{X}_{s_1 s_2}(Z_f) \Phi(\mathbf{p}_f), \quad (7)$$

式中 s_1 和 s_2 分别表示电子在第一束和第二束激光场中吸收的光子数, $\Phi(\mathbf{p}_f)$ 为原子基态波函数 $\phi_i(\mathbf{r})$ 的傅里叶变换, 其表示为 $\Phi(\mathbf{p}_f) = (4\pi/\alpha)^{3/4} \exp[-(\mathbf{p}_f^2/2\alpha)]$, $\alpha = 2I_p$ ^[43]. 利用式 (7), 直接 ATI 过程的跃迁概率表示为

$$\frac{dW}{d\Omega} = \frac{V_e}{(2\pi)^2} \int_0^\infty \mathbf{p}_f^2 d|\mathbf{p}_f| |T_d|^2 2\pi \delta(E_f - E_i), \quad (8)$$

其中 $d\Omega_{\mathbf{p}_f} = \sin\theta_f d\theta_f d\varphi_f$, $\mathbf{p}_f$, θ_f , 和 φ_f 分别表示出射光电子的动量, 极角和方位角.

2.2 经典能量轨道

光电子能量谱呈现出复杂的干涉结构, 但这些结构是由式 (7) 中的广义贝塞尔函数 $\mathcal{X}_{s_1 s_2}(Z_f)$ 决定^[44]. 在本文的激光参数下, 广义贝塞尔函数近似表示为 $\mathcal{X}_{s_1 s_2}(z_f) \approx X_{-s_1}(z_1, z_3) X_{-s_2}(z_2, z_4)$, 其中 $X_{-s_1}(z_1, z_3) = \sum_{j_3} X_{-s_1+2j_3}(z_1) X_{-j_3}(z_3)$ 和 $X_{-s_2}(z_2, z_4) \approx X_{-s_2}(z_2)$, 它们分别主要由 IR 和 XUV 激光场的参数决定. 在 ω_2 远大于 ω_1 时, $X_{-s_2}(z_2)$ 决定 ATI 谱的高度, 而 $X_{-s_1}(z_1, z_3)$ 决定 ATI 谱的特征.

考虑到 IR 激光场的频率较小, 故把它看做经

典场. 椭圆偏振 IR 激光场的势矢表示为

$$\mathbf{A}_1(\omega_1 t) = \frac{E_{10}}{\omega_1 \sqrt{1 + \eta_1^2}} \cos(\omega_1 t) \hat{x} - \frac{E_{10} \eta_1}{\omega_1 \sqrt{1 + \eta_1^2}} \sin(\omega_1 t) \hat{y}, \quad (9)$$

其中 E_{10} 为电场的振幅, $\hat{x}$ 和 $\hat{y}$ 表示在 x 和 y 方向的单位偏振矢量. 下面将借助相位贝塞尔函数 $X_{-s_1}(z_1, z_3)$ 分析椭圆偏振 IR 激光场对原子 ATI 过程的影响. 根据相位贝塞尔函数性质, $X_{-s_1}(z_1, z_3)$ 表示为^[47]

$$X_{-s_1}(z_1, z_3) = \frac{1}{T_1} \int_{-T_1}^{T_1} dt \exp\{i|z_1| \sin[\omega_1 t + \arg(z_1)] + i|z_3| \sin[2\omega_1 t + \arg(z_3)] + i s_1 \omega_1 t\}, \quad (10)$$

其中 $T_1 = 2\pi/\omega_1$. 另一方面, 电子在 IR 激光场中的经典作用量为^[41]

$$S_{cl}(\mathbf{p}_f, t) = \int_0^t \frac{(\mathbf{p}_f + \mathbf{A}_1)^2}{2} dt = \frac{\mathbf{p}_f^2}{2} t + U_{p1} t + |z_1| \sin[\omega_1 t + \arg(z_1)] + |z_3| \sin(2\omega_1 t). \quad (11)$$

将式 (11) 带入式 (10), 并结合电子电离过程中满足的能量守恒关系, 得到

$$X_{-s_1}(z_1, z_3) = \frac{1}{T_1} \int_{-T_1}^{T_1} dt \exp\{i[S_{cl}(\mathbf{p}_f, t) - (s_2 \omega_2 - I_p) t]\}. \quad (12)$$

利用鞍点近似, 相位贝塞尔函数 $X_{-s_1}(z_1, z_3) \approx 4\sqrt{\pi}/[T_1 \sqrt{f''(t_0)}] \cos[f(t) - \pi/4]$, 其中 t_0 满足

$$\frac{[\mathbf{p}_f + \mathbf{A}_1(\omega_1 t_0)]^2}{2} = s_2 \omega_2 - I_p. \quad (13)$$

该式为电子在电离过程中满足的能量守恒关系. 进一步, 从式 (13) 得到 t_0 时刻光电子的动量 $\mathbf{p}_f$, 则光电子能量表示为 $E_f = \mathbf{p}_f^2/2$, 即电子在电离过程中满足的经典能量轨道方程式为

$$E_f(\varphi_f, \eta_1, \omega_2) = \frac{[\sqrt{2(s_2 \omega_2 - I_p) - B^2 C^2} - BD]^2}{2}. \quad (14)$$

其中 $B = E_{10}/(\omega_1 \sqrt{1 + \eta_1^2})$, $C = \cos(\omega_1 t_0) \sin \varphi_f + \eta_1 \sin(\omega_1 t_0) \cos \varphi_f$ 和 $D = \cos \varphi_f \cos(\omega_1 t_0) - \eta_1 \sin \varphi_f \sin(\omega_1 t_0)$. 式 (14) 表明, 电子的经典能量轨道依赖于电子的出射方向 φ_f 、IR 激光的偏振率 η_1 和

XUV 激光的频率 ω_2 等因素, 其中 $s_2\omega_2 - I_p$ 反映了电子吸收 XUV 光子后的中心能量, B, C 和 D 体现了光电子能量受到 IR 椭圆偏振激光参数的调制.

3 结果与分析

本文讨论氢原子在不同偏振率 IR+XUV 双色激光场中的直接 ATI 过程. IR 激光场的波长 $\lambda_1 = 1064 \text{ nm}$ (对应频率 $\omega_1 = 1.16 \text{ eV}$), XUV 激光场的频率 $\omega_2 = 35 \omega_1$, 两束激光场的偏振方向处在 xoy 平面. 本文只考虑激光偏振面内的电离过程, 则 $\theta_f = \pi/2$, φ_f 表示光电子出射方向与 x 轴的夹角, 如图 1 所示. 本文主要讨论两种激光场的情况: 1) 如图 1(a) 所示, 令 XUV 激光为线偏振, 改变 IR 激光场的偏振率分析光电子能量谱; 2) 如图 1(b) 所示, 令 IR 激光为线偏振场, 改变 XUV 激光场的偏振率讨论电离过程.

首先, 图 2 给出了不同偏振率 IR+XUV 双色激光场下光电子角分辨能量谱, 其中 IR 和 XUV 激光场强度均为 $I_1 = I_2 = 1.0 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$. 从该图可以看到: 无论 IR 和 XUV 两束激光场的偏振率如何变化, 光电子角分辨能量谱均呈现出两个平台结构: 第一个平台的能量较低而第二个平台的能量较高, 且第一个平台的电离概率远大于第二个平台的电离概率. 第一个和第二个平台分别对应于电子在电离过程中从 XUV 激光场中吸收了 1 个和 2 个 XUV 光子, 且随着电子吸收 XUV 光子数的增加, 其电离概率迅速降低. 在图 2(a)–(c) 中,

XUV 激光为线偏振场, 随着 IR 激光从线偏振场变为圆偏振场, 每个平台的能量宽度发生了变化, 特别是在第二个平台上 $\varphi_f = 90^\circ$ 出射的光电子能量范围明显增加, 当 $\eta_1 = 1.0$ 时, 各平台的能量宽度趋于相同; 进一步看到, 第一个平台和第二个平台分别都呈现出一个和两个凹陷结构. 在第一个平台上, 凹陷结构出现在光电子出射方向为 $\varphi_f = 90^\circ$ 处, 这是由于电子在垂直于 XUV 激光场方向时不能吸收 XUV 光子造成的; 在第二个平台上, 凹陷结构出现在光电子出射角 $\varphi_f = 66^\circ(114^\circ)$ 附近处, 该结构是由多通道干涉的结果 [44,45]. 在图 2(a) 和图 2(d)–(e) 中, IR 激光为线偏振场, 随着 XUV 激光偏振状态的变化, 光电子能量谱的分布没有发生明显变化, 且凹陷结构消失. 当 IR 和 XUV 激光均为圆偏振场时, 每个平台的宽度不随出射角度的变化而变化, 呈现出各向同性的特点. 由图 2 表明, 光电子角分辨能量谱的平台宽度可以由 IR 激光场的偏振控制, 平台结构上的凹陷结构取决于 XUV 激光的偏振状态.

接下来, 本文将详细讨论 IR 激光偏振率 η_1 对光电子能量谱的影响. 图 3 展示了当 $\varphi_f = 0$ [(a), (e)], $\varphi_f = 45^\circ$ [(b), (f)], $\varphi_f = 60^\circ$ [(c), (g)] 和 $\varphi_f = 90^\circ$ [(d), (h)] 时第一个 [(a)–(d)] 和第二个平台 [(e)–(h)] 的光电子能量谱与 IR 激光偏振率 η_1 的关系. 可以看到, 当 $\varphi_f = 0$ 时, 第一个和第二个平台的宽度随着 η_1 的增加 (IR 激光从线偏振场变为圆偏振场) 而略微减小; 当 $\varphi_f = 45^\circ$ 时, 两个平台的宽度没有发生明显的变化; 当 $\varphi_f = 60^\circ$ 时, 两个平台的宽度随着 η_1 的增加而增加; 当 $\varphi_f = 90^\circ$ 时, 两

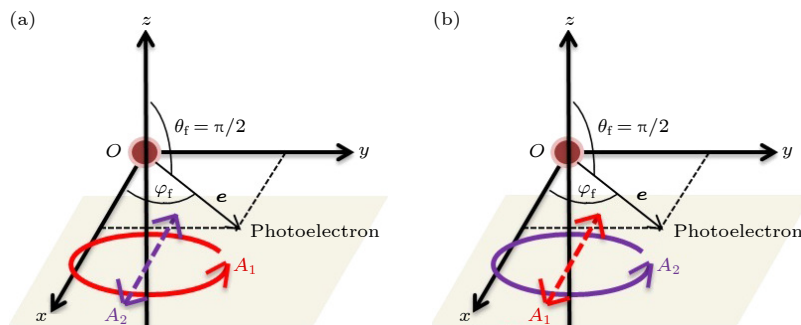


图 1 光电子在两种激光场中出射时的示意图 (a) XUV 激光为线偏振场, IR 激光场的偏振率改变; (b) IR 激光为线偏振场, XUV 激光场的偏振率改变, φ_f 表示光电子出射角度, A_1 和 A_2 分别表示 IR 和 XUV 两束激光场的势矢

Fig. 1. Schematic diagram of photoelectrons emitted in IR+XUV two laser fields: (a) The XUV laser is a linearly polarized field, while the polarization of the IR laser field changes; (b) The IR laser is a linearly polarized field, while the polarization of the XUV laser field changes. Here, φ_f represents the emitted angle of photoelectron, A_1 and A_2 denote the potential vectors of the IR and XUV laser fields, respectively.

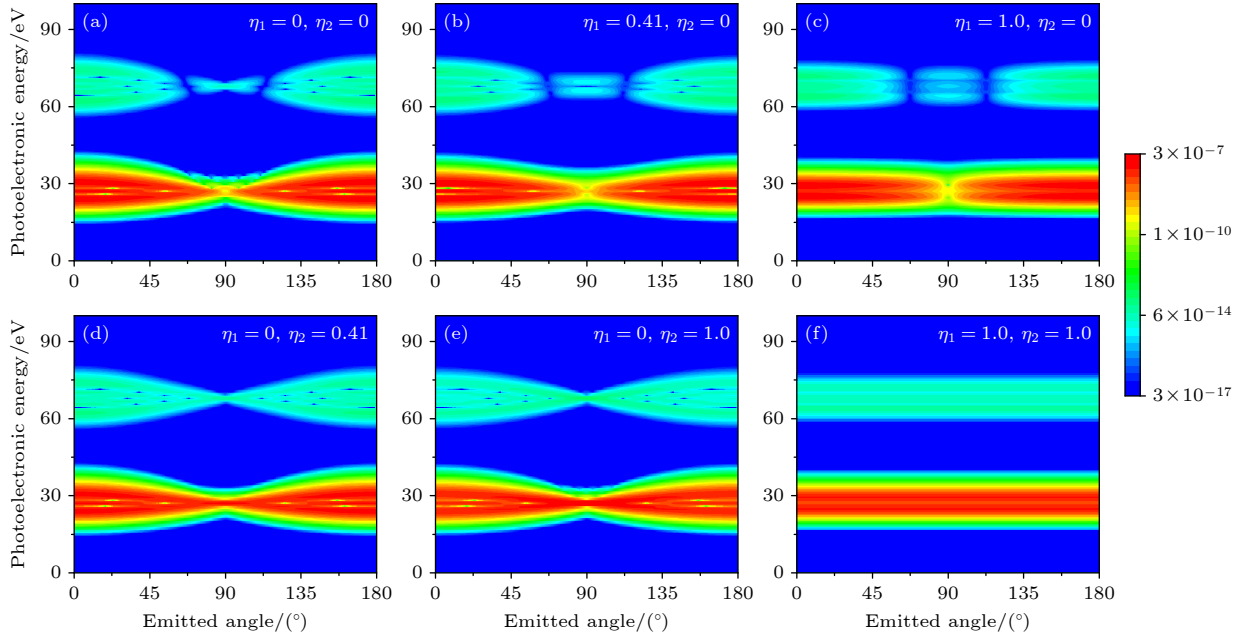


图2 不同偏振率双色激光场下光电子角分辨能量谱 (a) $\eta_1 = \eta_2 = 0$; (b) $\eta_1 = 0.41, \eta_2 = 0$; (c) $\eta_1 = 1.0, \eta_2 = 0$; (d) $\eta_1 = 0, \eta_2 = 0.41$; (e) $\eta_1 = 0, \eta_2 = 1.0$; (f) $\eta_1 = \eta_2 = 1.0$, 其中 IR 和 XUV 激光场强度为 $I_1 = I_2 = 1.0 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$

Fig. 2. The angular-resolved ATI spectra for: (a) $\eta_1 = \eta_2 = 0$; (b) $\eta_1 = 0.41, \eta_2 = 0$; (c) $\eta_1 = 1.0, \eta_2 = 0$; (d) $\eta_1 = 0, \eta_2 = 0.41$; (e) $\eta_1 = 0, \eta_2 = 1.0$; (f) $\eta_1 = \eta_2 = 1.0$, where the intensities of IR and XUV lasers are $I_1 = I_2 = 1.0 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$.

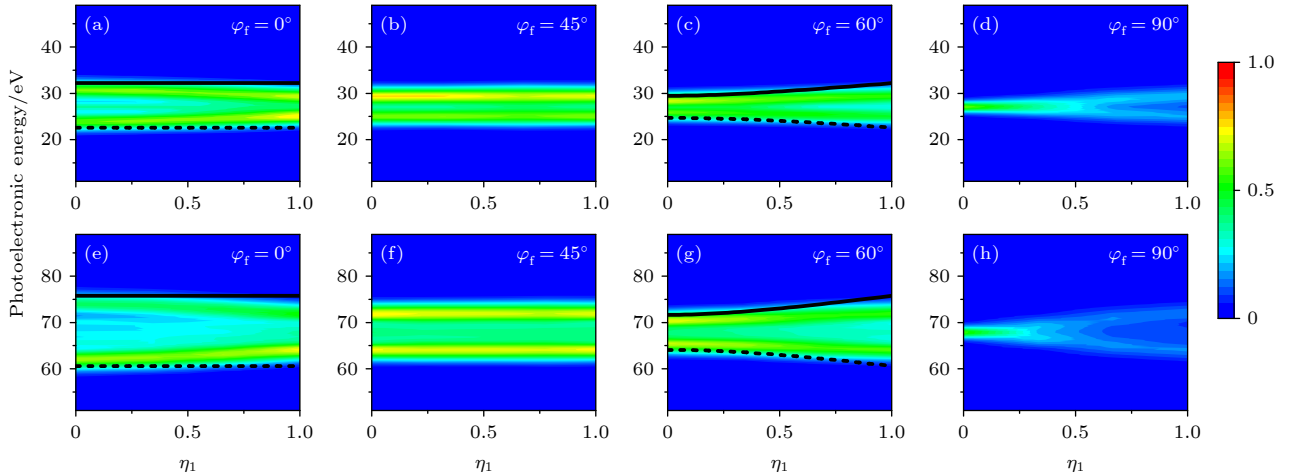


图3 第一个 [(a)–(d)] 和第二个 [(e)–(h)] 平台的光电子能量在不同出射角度下随 IR 激光偏振率 η_1 的变化, 其中 [(a), (e)] $\varphi_f = 0^\circ$, [(b), (f)] $\varphi_f = 45^\circ$, [(c), (g)] $\varphi_f = 60^\circ$, [(d), (h)] $\varphi_f = 90^\circ$, $\eta_2 = 0$, 以及 IR 和 XUV 激光场强度与图2一致. 在图 (b) 和 (e) 中实线和虚线分别表示各平台的能量最大值和最小值, 并由式 (14) 确定

Fig. 3. Dependence of the photoelectron energies of the first [(a)–(d)] and second [(e)–(h)] plateaus on ellipticities η_1 of IR laser for [(a), (e)] $\varphi_f = 0^\circ$, [(b), (f)] $\varphi_f = 45^\circ$, [(c), (g)] $\varphi_f = 60^\circ$, [(d), (h)] $\varphi_f = 90^\circ$, and $\eta_2 = 0$, the intensities of IR and XUV lasers are the same as fig.2. The solid and dash lines in (b) and (e) indicate the maximal and minimal energies of each plateau determined by Eq.(14), respectively.

个平台的宽度随着 η_1 的增加而增加, 但电离概率降低. 这说明光电子能量谱可以有效地被 IR 激光偏振率调控. 同时, 利用能量轨道方程式 (14) 预测了光电子能量随 η_1 的变化范围, 如图 3[(a), (e)] 和 [(c), (g)] 所示, 其中实线和虚线分别表示各平台的能量最大值和最小值. 从该图看到预测结果与

量子计算符合较好. 该过程可以理解为: 在 t_0 时刻, 电子吸收 s_2 个 XUV 光子处于 IR 激光场中, 这样电子同时会通过吸收 IR 光子实现加速, 或通过放出光子实现减速, 进而形成平台结构. 当光电子沿着 x 轴 ($\varphi_f = 0^\circ$) 出射时且在椭圆偏振的 IR 激光场运动时, 随着 IR 激光偏振率的增加, 光电子在

x 轴方向获得加速或减速的能量将逐渐减少, 这导致平台宽度减小; 当 $\varphi_f = 60^\circ$ 时, 随着 IR 激光偏振率的增加, 光电子获得加速或减速的能量增加, 从而平台宽度增加。

为了理解上述结果, 下面将从贝塞尔函数的性质出发作进一步的分析. 在目前的激光参数下, 宗量 z_4 , z_5 和 z_6 的大小均小于 10^{-5} , 这样可令 $j_4 = 0$, $j_5 = 0$ 和 $j_6 = 0$, 则 $J_{-j_4}(|z_4|) = 1$, $J_{-j_5}(|z_5|) = 1$, $J_{-j_6}(|z_6|) = 1$. 那么广义贝塞尔函数式 (7) 近似表示为

$$\mathcal{J}_{s_1 s_2}(\zeta_f) = J_{-s_1}(\zeta_1, \zeta_3) J_{-s_2}(\zeta_2), \quad (15)$$

其中 $J_{-s_1}(\zeta_1, \zeta_3) = \sum_{j_3} J_{-s_1+2j_3}(\zeta_1) J_{-j_3}(\zeta_3)$, 以及宗量 ζ_i ($i = 1, 2, 3$) 表示为

$$\begin{aligned} \zeta_1 &= 2p_f \sqrt{\frac{u_{p1} [1 + \cos(2\varphi_f) (1 - \eta_1^2) / (1 + \eta_1^2)]}{2\omega_1}} \\ \zeta_2 &= 2p_f \sqrt{\frac{u_{p2} [1 + \cos(2\varphi_f) (1 - \eta_2^2) / (1 + \eta_2^2)]}{2\omega_2}} \\ \zeta_3 &= \frac{u_{p1}}{2\sqrt{\eta_1^2 + 1}} \end{aligned} \quad (16)$$

这表明宗量 ζ_1 和 ζ_3 与 IR 激光场参数密切相关, ζ_2 与 XUV 激光参数密切相关. 电离概率 $dW/d\Omega \propto \mathcal{J}_{s_1 s_2}^2(\zeta_f) = J_{-s_1}^2(\zeta_1, \zeta_3) J_{-s_2}^2(\zeta_2)$. 在 XUV 激光参数不变的情况下, 光电子能量谱的特性与贝塞尔函数 $J_{-s_1}^2(\zeta_1, \zeta_3)$ 密切相关. 当出射角度 $\varphi_f = 45^\circ$ 时, 宗量 ζ_2 的变化与 IR 激光的偏振率 η_1 无关,

这导致光电子能量谱分布均匀, 如图 3[(b), (f)] 所示, 在其它出射角度 φ_f 下, $J_{-s_1}^2(\zeta_1, \zeta_3)$ 均会随着 η_1 的变化而变化, 如图 3 其它图所示。

同样地, 下面将分析 XUV 激光偏振率 η_2 对光电子能量谱的影响, 如图 4 所示. 随着 η_2 的增加, 电子的电离概率发生了明显地变化. 当 $\varphi_f = 0^\circ$ 时, 如图 4[(a), (e)] 所示, 随着 η_2 的增加, 电离概率降低; 当 $\varphi_f = 60^\circ$ 时, 在 $\eta_2 \leq 0.25$ 时, 第二个平台的电离概率较低, 但随着 η_2 的增加, 光电子电离概率迅速增加; 当 $\varphi_f = 90^\circ$ 时, 在 η_2 较小时, 第一个和第二个平台的电离概率均很小, 但随着 $\eta_2 \geq 0.5$ 后光电子电离概率增加. 同时, 可以看到, XUV 激光从线偏振变为圆偏振时, 不同出射角度的光电子能量范围没有发生明显变化, 这也证明了电子在 IR+XUV 双色激光场中吸收 XUV 光子是一个多光子过程, 故经典能量轨道方程式 (14) 没有包含 XUV 激光偏振率 η_2 因子. 下面从整数阶贝塞尔函数 $J_{-s_2}(\zeta_2)$ 的性质出发, 讨论 XUV 激光偏振率对光电子能量谱的影响. 目前的激光参数下, ζ_2 的数量级约为 $\sim 10^{-3}$, 故对该贝塞尔函数做泰勒展开 [33]

$$\begin{aligned} J_{-s_2}(\zeta_2) &= \delta_{s_2,0} + \frac{1}{2}(\delta_{s_2,-1} - \delta_{s_2,1})\zeta_2 \\ &+ \frac{1}{8}(\delta_{s_2,-2} + \delta_{s_2,2} - 2\delta_{s_2,0})\zeta_2^2 + \cdots \end{aligned} \quad (17)$$

从式 (17) 看到, 当 $s_2 = 1$ 时, 右边的第二项起主要作用, 当 $s_2 = 2$ 时, 右边的第三项起主要作用。

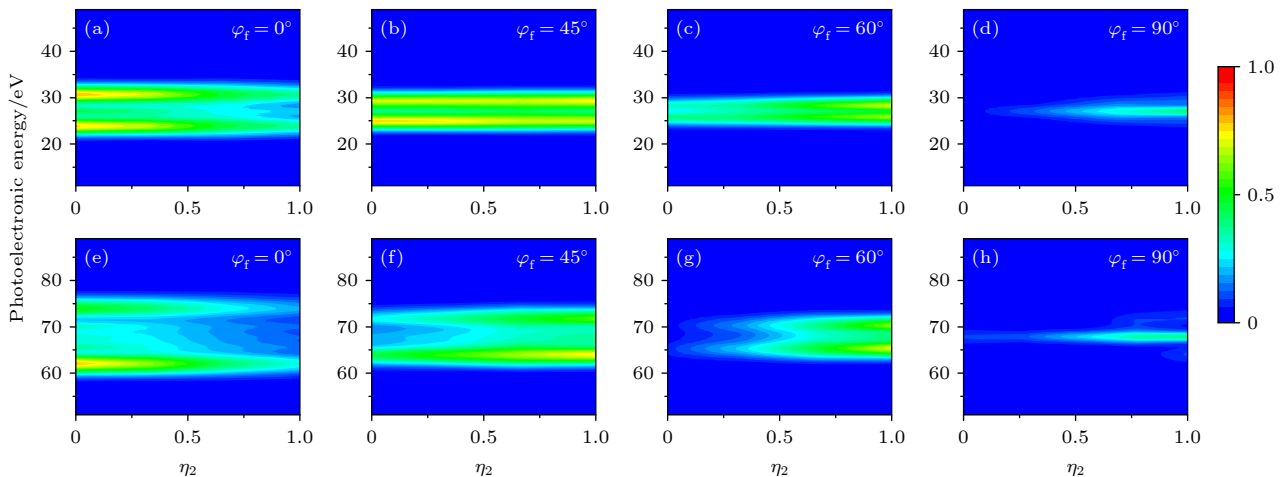


图 4 第一个 [(a)–(d)] 和第二个 [(e)–(h)] 平台的光电子能量在不同出射角度下随 XUV 激光场偏振率 η_2 的变化, 其中 [(a), (e)] $\varphi_f = 0^\circ$, [(b), (f)] $\varphi_f = 45^\circ$, [(c), (g)] $\varphi_f = 60^\circ$, [(d), (h)] $\varphi_f = 90^\circ$, $\eta_1 = 0$, 以及 IR 和 XUV 激光场强度与图 2 一致。

Fig. 4. Dependence of the photoelectron energies of the first [(a)–(c)] and second [(d)–(f)] plateaus on ellipticities η_2 of XUV laser for [(a), (e)] $\varphi_f = 0^\circ$, [(b), (f)] $\varphi_f = 45^\circ$, [(c), (g)] $\varphi_f = 60^\circ$, [(d), (h)] $\varphi_f = 90^\circ$, and $\eta_1 = 0$, the intensities of IR and XUV lasers are the same as fig. 2.

由于 ζ_2 是一个小量,随着 s_2 的增加, $J_{-s_2}^2(\zeta_2)$ 的值迅速减小,这表明电子吸收XUV光子越多,其电离概率越低,正如图2所示.在IR激光为线偏振场且 φ_f 小于 45° 时,随着XUV激光偏振率 η_2 增加,宗量 ζ_2 减小, $J_{-s_2}^2(\zeta_2)$ 也随之减小,电离概率降低,如图4[(a), (e)]所示;而 φ_f 大于 45° 时, $J_{-s_2}^2(\zeta_2)$ 随着 η_2 的增加而增加,对应电离概率增加,如图4[(c), (g)]所示.这解释了图4光电子能量谱随着XUV激光偏振率 η_2 的依赖关系.综合图3和图4结果表明:IR激光偏振率可以调控各平台的能量宽度;XUV激光偏振率对电子的电离概率有明显影响,并且光电子出射角度较大时,增大XUV激光偏振率使得电离概率增大.

上面内容分析了两束激光场的偏振率对光电子能量谱的影响,下面将分析两束激光场的强度和XUV激光频率对光电子能量谱的影响,分别如图5和图6所示.这里图5呈现了当 $\varphi_f = 0$ 时光电子能量谱与IR [(a), (b)]和XUV [(c), (d)]激光强度的关系.从图5[(a), (b)]中看到,无论椭圆偏振

的激光场是IR还是XUV,两个平台的能量范围随着IR激光强度的增加而迅速增加,且出现重叠现象.图5(e)和(f)分别给出了在图5(a)中第二个和第一个平台的能量分布,该图清楚地展示了随IR激光强度的增加,两个平台都不断向低能和高能方向拓展,能量范围增大.从图5[(c), (d)]中看到,在不同偏振状态的激光场中,两个平台的电离概率随着XUV激光光强的增加而变化,但平台的宽度没有发生明显的增加.这表明了在不同偏振率的IR和XUV激光场中,IR激光强度可明显改变各平台的宽度,XUV激光强度可增加电子电离概率.进一步,利用经典能量轨道方程式(14)给出了两个平台随着IR和XUV激光强度的能量范围变化,分别如图5[(e), (f)]和(c)中的黑线所示,其预测结果与量子计算高度吻合.该结果表明:吸收 s_2 个XUV光子的电子处于IR激光场中时,其能量变化与IR激光光强呈正相关,即IR激光光强越高,电子加速或减速获得的能量就越大,最终造成平台宽度的拓宽.另一方面,在式(16)中,当IR激

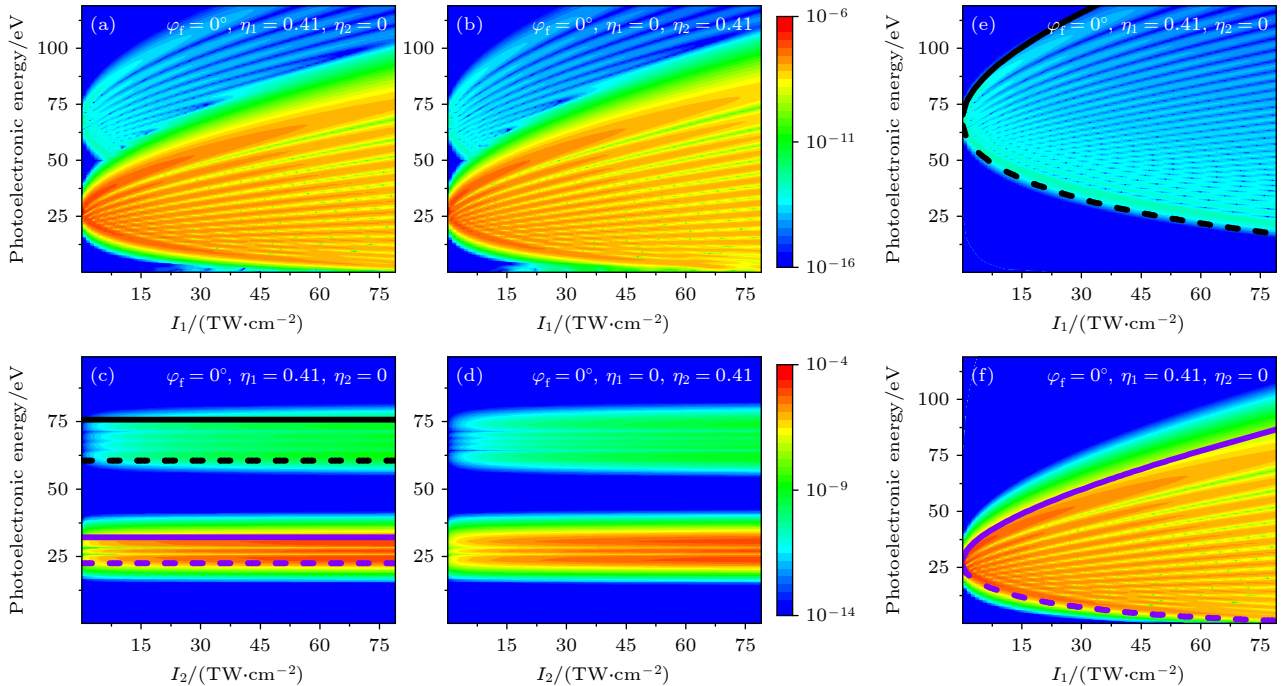


图5 出射角度 $\varphi_f = 0$ 时光电子能量谱随IR [(a), (b)]和XUV [(c), (d)]激光场强度的变化,其中[(a), (c)] $\eta_1 = 0.41$, $\eta_2 = 0$, [(b), (d)] $\eta_1 = 0$, $\eta_2 = 0.41$, (f)和(e)分别是图(a)的第一个和第二个平台,及 $\omega_2 = 35\omega_1$.在[(a), (b)]中, $I_2 = 1.0 \times 10^{12}$ W/cm²;在(c)和(d)中, $I_1 = 1.0 \times 10^{12}$ W/cm².在图(e), (f)和(c)中实线和虚线分别表示各平台的能量最大值和最小值,并由式(14)确定

Fig. 5. Dependences of photoelectronic energies on the intensities of IR [(a), (b)] and XUV [(c), (d)] lasers for $\varphi_f = 0$, where [(a), (c)] $\eta_1 = 0.41$, $\eta_2 = 0$, [(b), (d)] $\eta_1 = 0$, $\eta_2 = 0.41$, (f) and (e) correspond to the first and second plateaus of (a) respectively, and $\omega_2 = 35\omega_1$. In (a) and (b), $I_2 = 1.0 \times 10^{12}$ W/cm²; in (c) and (d), $I_1 = 1.0 \times 10^{12}$ W/cm². The solid and dash lines in (e), (f) and (c) indicate the maximal and minimal energies of each plateau determined by Eq.(14), respectively.

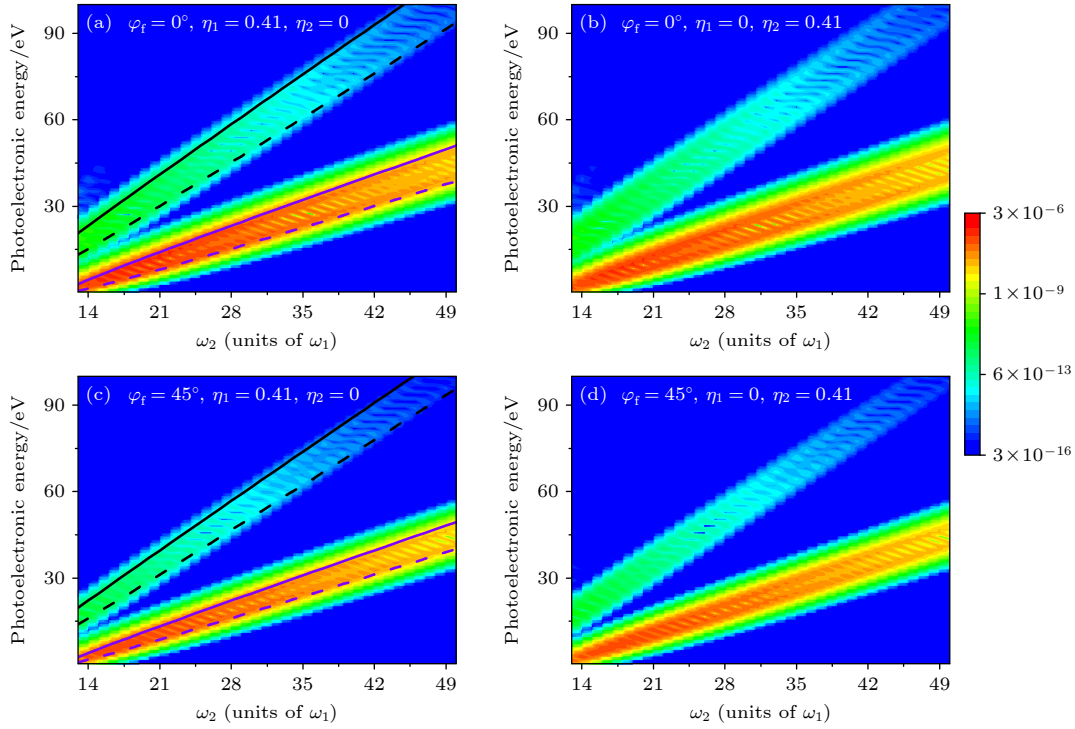


图6 出射角度 $\varphi_f = 0^\circ$ [(a), (b)] 和 $\varphi_f = 45^\circ$ [(c), (d)] 时光电子能量谱随着 XUV 激光场频率 ω_2 的变化, 其中 [(a), (c)] $\eta_1 = 0.41$, $\eta_2 = 0$, 和 [(b), (d)] $\eta_1 = 0$, $\eta_2 = 0.41$, IR 和 XUV 激光场强度与图 3 一致. 在图 (a) 和 (c) 中实线和虚线分别表示各平台的能量最大值和最小值, 并由式 (14) 确定.

Fig. 6. Dependence of photoelectron energies for $\varphi_f = 0^\circ$ [(a), (b)] and $\varphi_f = 45^\circ$ [(c), (d)] on different frequencies ω_2 , where [(a), (c)] $\eta_1 = 0.41$, $\eta_2 = 0$, and [(b), (d)] $\eta_1 = 0$, $\eta_2 = 0.41$, the intensities of IR and XUV lasers are the same as fig. 3. The solid and dash lines in (a) and (c) indicate the maximal and minimal energies of each plateau determined by Eq. (14), respectively.

光光强增大时, 宗量 ζ_1 随之迅速增加, $J_{-s_1}^2(\zeta_1, \zeta_3)$ 将发生剧烈振荡, 干涉效应增强, 这导致光电子能量谱宽度随着 IR 激光光强的增加而增加, 如图 5 [(a), (b)] 所示. 同样地, 随着 XUV 激光光强的增加, 宗量 ζ_2 随之增加, 对应 $J_{-s_2}^2(\zeta_2)$ 也随之增大, 所以原子电离概率增大, 正如图 5[(c)—(d)] 所示.

图 6 给出了 $\varphi_f = 0^\circ$ [(a), (b)] 和 $\varphi_f = 45^\circ$ [(c), (d)] 时光电子能量谱随着 XUV 激光频率 ω_2 的变化. 在 $\varphi_f = 0^\circ$ 情况下, 无论椭圆偏振激光场是 IR 还是 XUV, 两个平台的距离均随着 XUV 激光频率的增加而增加. 在光电子能量谱中两个平台的距离随着 XUV 激光光子能量的增加而增加, 且每个平台的宽度随之也略有增加. 例如, 当 $\omega_2 = 14\omega_1$ 时, 两个平台的宽度较小, 且相互重叠; 当 $\omega_2 = 49\omega_1$ 时, 两个平台相差较大约 49 eV. 当 $\varphi_f = 45^\circ$ 时, 光电子能量谱的变化规律与 $\varphi_f = 0^\circ$ 的情况一致, 但 $\varphi_f = 45^\circ$ 的各平台能量宽度比 $\varphi_f = 0^\circ$ 的窄. 在图 6[(a), (c)] 中, 实线和虚线分别表示光电子能量最大值和最小值随 ω_2 的变化, 该规律与量子计算的结果一致. 从式 (14) 看到, 随着 ω_2 的增加, 光电子中心的

能量迅速增加, 这个平台的高度差随之增大. 在式 (17) 中, 当 XUV 激光频率增大时, $J_{-s_2}^2(\zeta_2)$ 随之减小, 对应电离概率降低. 因此, 从能量轨道方程和贝塞尔函数的性质出发, 这进一步解释了图 6 的规律.

4 结 论

基于非微扰量子电动力学的频域理论, 本文研究了原子在不同偏振率的 IR+XUV 双色激光场中的电离过程. 首先, 讨论了两束激光偏振率对光电子能量谱的影响. 结果表明: 光电子能量谱宽度可以被 IR 激光偏振率 η_1 调控, 当 φ_f 小于 45° 时, 两个平台的宽度随着 η_1 的增加而减小, 当 φ_f 大于 45° 时, 两个平台的宽度随着 η_1 的增加而增加; 电子的电离概率与 XUV 激光偏振率密切相关, 当 XUV 激光从线偏振变为圆偏振时, 电离概率增加. 接着, 分析了光电子能量谱随着激光光强的依赖关系: IR 激光光强明显决定各平台的宽度, XUV 激光光强决定平台的电离概率. 最后, 研究了 XUV

激光频率对光电子能量谱的影响, 在不同偏振率 IR+XUV 激光场下, 两平台之间的间隔随着 XUV 激光频率的增加而增加. 同时, 将 IR 激光场作为椭圆偏振的经典场, 获得了电子在椭圆偏振的 IR 和 XUV 激光场中电离的能量守恒公式, 利用该公式可以很好地预测光电子能量谱随着光电子出射角度、IR 激光偏振率、两束激光场的强度和 XUV 激光频率的能量范围. 进一步, 从贝塞尔函数的性质出发, 解释了 IR 和 XUV 激光参数影响光电子能量谱的原因. 本工作将为原子分子在椭圆偏振的 IR+XUV 双色激光场中的强场电离实验探索提供理论指导和预测依据.

感谢中国科学院物理研究所综合极端条件实验装置用户设施提供支持 (SECUF, <https://cstr.cn/31123.02.SEUCF>).

参考文献

- [1] Becker W, Grasbon F, Kopold R, Milošević D B, Paulus G G, Walther H 2002 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **48** 35
- [2] Xiong W, Peng L, Gong Q 2017 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **50** 032001
- [3] Lan W, Chi C, Guo Y, Yang Y, Wang B 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 134202 (in Chinese) [蓝湾, 迟晨阳, 郭迎春, 杨玉军, 王兵兵 2023 物理学报 **72** 134202]
- [4] Becker W, Liu X, Ho P J, Eberly J H 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 1011
- [5] Agostini P, Fabre F, Mainfray G, Petite G, Rahman N K 1979 *Phys. Rev. Lett.* **42** 1127
- [6] Tong J, Liu X, Dong W, Jiang W, Zhu M, Xu Y, Zuo Z, Lu P, Gong X, Song X, Yang W, Wu J 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 173201
- [7] Song X, Shi G, Zhang G, Xu J, Lin C, Chen J, Yang W 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 103201
- [8] Liu X, Zhang G, Li J, Shi G, Zhou M, Huang B, Tang Y, Song X, Yang W 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 113202
- [9] Wang K, Mei H, Gao J, Xu L, Jiang H, Liu Y 2024 *Chin. Opt. Lett.* **22** 063201
- [10] Song X, Xu J, Lin C, Sheng Z, Liu P, Yu X, Zhang H, Yang W, Hu S, Chen J, Xu S, Chen Y, Quan W, Liu X 2017 *Phys. Rev. A* **95** 033426
- [11] Ge P, Dou Y, Han M, Fang Y, Guo Z, Wu C, Gong Q, Liu Y 2022 *Phys. Rev. A* **106** 053102
- [12] Bai Y, Hao X, Li W, Yang W, Chen J 2023 *Phys. Rev. A* **108** 013115
- [13] Gong X, Lin C, He F, Song Q, Lin K, Ji Q Y, Zhang W, Ma J, Lu P, Liu Y, Zeng H, Yang W, Wu J 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 143203
- [14] Yin W, Song J, Ren X, Yao Q, Lin X, Dai Y 2023 *Chin. Opt. Lett.* **21** 021602
- [15] Jin F, Yang W, Liu X, Zhang H, Dong W, Song X, Chen J 2022 *Phys. Rev. Research* **4** 013140
- [16] Zhang L, Xie X, Roither S, Kartashov D, Wang Y, Wang C, Schöffler M, Shafir D, Corkum P B, Baltuška A, Ivanov I, Kheifets A, Liu X, Staudte A, Kitzler M 2014 *Phys. Rev. A* **90** 061401
- [17] Habibović D, Gazibegović B A, Busladžić M, Milošević D B 2021 *Phys. Rev. A* **103** 053101
- [18] Ge P, Fang Y, Guo Z, Ma X, Yu X, Han M, Wu C, Gong Q, Liu Y 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 223001
- [19] Zhang G P, Si M S, Murakami M, Bai Y H, George T F 2018 *Nat. Commun.* **9** 4727
- [20] Huo X X, Xing Y H, Qi T, Sun Y, Li B, Zhang J, Liu X S 2021 *Phys. Rev. A* **103** 053116
- [21] Peng L Y, Jiang W C, Geng J W, Xiong W H, Gong Q 2015 *Phys. Rep.* **575** 1
- [22] Fang Y, Jiang W, Geng L, Březinová I, Sommerlad L, Tsertsvadze A, Kircher M, Kruse J, Jahnke T, Walsh N, Dörner R, Burgdörfer J, Peng L 2025 *Phys. Rev. A* **111** 023120
- [23] Jiang W, Shan J, Gong Q, Peng L 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 153002
- [24] Chen S, Jiang W, Grundmann S, Trinter F, Schöffler M S, Jahnke T, Dörner R, Liang H, Wang M, Peng L, Gong Q 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 043201
- [25] Li M, Xie M, Wang H, Jia L, Li J, Wang W, Cai J, Hong X, Lv Y, Zhao X, Luo S, Jiang W, Peng L, Ding D 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 253201
- [26] Meyer M, Cubaynes D, Glijer D, Dardis J, Hayden P, Hough P, Richardson V, Kennedy E T, Costello J T, Radcliffe P, Dusterer S, Azima A, Li W B, Redlin H, Feldhaus J, Taïeb R, Maquet A, Grum G A N, Gryzlova E V, Strakhova S I 2014 *Phys. Rev. Lett.* **4** 041040
- [27] Dusterer S, Rading L, Johnsson P, Rouzée A, Hundertmark A, Vrakking M J J, Radcliffe P, Meyer M, Kazansky A K, Kabachnik N M 2013 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **46** 164026
- [28] Dusterer S, Hartmann G, Babies F, Beckmann A, Brenner G, Buck J, Costello J, Dammann L, De Fanis A, Geßler P, Glaser L, Ilchen M, Johnsson P, Kazansky A K, Kelly T J, Mazza T, Meyer M, Nosik V L, Sazhina I P, Scholz F, Seltmann J, Sotoudi H, Viefhaus J, Kabachnik N M 2016 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **49** 165003
- [29] Zhang K, Liu M, Wang B, Guo Y, Yan Z, Chen J, Liu X 2017 *Chin. Phys. Lett.* **34** 113201
- [30] Jin F, Li F, Yang Y, Chen J, Liu X, Wang B 2018 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **51** 245601
- [31] Han M, Ge P, Fang Y, Liu Y 2023 *Phys. Rev. A* **107** 063104
- [32] Guo D S, Drake G W F 1992 *J. Phys. A: Math. Gen.* **25** 5377
- [33] Liu M, Guo Y, Wang B 2015 *Chin. Phys. B* **24** 073201
- [34] Zhang K, Chen J, Hao X L, Fu P, Yan Z C, Wang B 2013 *Phys. Rev. A* **88** 043435
- [35] Shi S, Jin F, Wang B 2019 *Chin. Phys. B* **28** 023202
- [36] Gao L, Li X, Fu P, Freeman R R, Guo D S 2000 *Phys. Rev. A* **61** 063407
- [37] Wang B, Gao L, Li X, Guo D S, Fu P 2007 *Phys. Rev. A* **75** 063419
- [38] Cheng T, Li X, Ao S, Wu L, Fu P 2003 *Phys. Rev. A* **68** 033411
- [39] Jin F, Chen J, Yang Y, Liu X, Yan Z C, Wang B 2018 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **51** 035601
- [40] Wang B, Guo Y, Chen J, Yan Z C, Fu P 2012 *Phys. Rev. A* **85** 023402
- [41] Jin F, Tian Y, Chen J, Yang Y, Liu X, Yan Z C, Wang B 2016 *Phys. Rev. A* **93** 043417
- [42] Jin F, Wang B 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 224205 (in Chinese) [金发成, 王兵兵 2016 物理学报 **65** 224205]
- [43] Fu P, Wang B, Li X, Gao L 2001 *Phys. Rev. A* **64** 063401

- [44] Jin F, Yang H, Wang B, Wei L, Wu H 2019 *Opt. Express* **27** 20754
- [45] Jin F, Yang H, Zhang H, Wang B, Yang W 2021 *Opt. Express* **29** 10726
- [46] Jin F, Yang H, Song X, Li F, Du L, Xue H, Wei L, Bai Y, Liu H, Wang B, Yang W 2024 *Chin. Phys. B* **33** 043301
- [47] Hu X, Wang H, Guo D S 2008 *Can. J. Phys.* **86** 863

Above-threshold ionization of atoms under IR+XUV lasers with different polarization rates^{*}

JIN Facheng^{1)†} ZHAO Pan¹⁾ XUE Hongjie¹⁾ YANG Huihui^{1)‡}
WANG Bingbing^{2)3)††}

1) (Faculty of Science, Xihang university, Xi'an 710077, China)

2) (Key Laboratory of Optical Physics, Beijing National Laboratory of Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

3) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 17 September 2025; revised manuscript received 19 October 2025)

Abstract

The ionization process of atoms in infrared (IR) and extreme ultraviolet (XUV) two-color laser field is one of the hot topics in strong field physics. By using the frequency-domain theory based on the nonperturbative quantum electrodynamics, we investigate the above-threshold ionization process of atoms subjected to elliptically polarized IR+XUV two-color laser field. The results show that the photoelectron energy width of each plateau can be controlled by the polarization η_1 of the IR laser. Specifically, for emission angles less than 45° , the photoelectron energy width decreases as the value η_1 increases, whereas for angles more than 45° , it increases with the value of η_1 increasing. Furthermore, when the XUV laser changes from a linearly polarized field to a circularly polarized field, the ionization probability increases. Additionally, the energy width of photoelectrons broadens with the intensity of the IR laser increasing, while the ionization probability increases with the intensity of the XUV laser increasing, and the distance between the two plateaus increases with the frequency of the XUV laser increasing. Meanwhile, the energy range of photoelectrons, as a function of emission angle, laser polarization, intensity and frequency, is predicted by using the classical energy orbital formula satisfied by electrons in the process of ionization. These predictions are in agreement with quantum numerical results. This work provides theoretical support for the experimental study of the ionization process of atoms and molecules in IR+XUV two-color laser fields.

Keywords: above-threshold, frequency-domain theory, photoelectronic energy spectrum, XUV laser

DOI: 10.7498/aps.75.20251279

CSTR: 32037.14.aps.75.20251279

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12104285, 12474288) and the Natural Science Basic Research Program of Shaanxi Province of China (Grant Nos. 2024ZC-KJXX-048, 2023-JC-QN-0085, 2025JC-YBQN-064)

† Corresponding author. E-mail: fchjin@163.com

‡ Corresponding author. E-mail: muxinhuihui@sina.com

†† Corresponding author. E-mail: wbb@iphy.ac.cn



不同偏振率IR+XUV激光下原子阈上电离研究

金发成 赵攀 薛红杰 杨慧慧 王兵兵

Above-threshold ionization of atoms under IR+XUV lasers with different polarization rates

JIN Facheng ZHAO Pan XUE Hongjie YANG Huihui WANG Bingbing

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 75, 030301 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251279

CSTR: 32037.14.aps.75.20251279

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251279>

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