

文章编号: 0253-2239(2002)05-0513-04

阈上电离过程中光电子角分布的精细结构*

张敬涛 张文琦 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所强光光学开放研究实验室, 上海 201800)

摘要: 应用非微扰散射理论并考虑自发辐射, 研究了阈上电离过程中光电子的角分布。由于自发辐射的影响, 电子的角分布具有精细结构, 成功地解释了 Nandor 等人的实验观测。

关键词: 阈上电离; 角分布; 精细结构; 自发辐射

中图分类号: O432.1 文献标识码: A

1 引言

激光和物质相互作用时, 如果激光强度足够强, 多数原子和分子会吸收多个光子, 超过阈值能而快速电离, 电离的电子谱呈现一系列分离的峰, 峰间距为一个光子的能量。这种现象称为阈上电离 (ATI)。阈上电离是强场物理中一个重要的非线性效应, 实验物理学家已经陆续观察到不同的原子、分子在红外、可见、紫外等波段的激光场中的阈上电离现象。对该效应的研究可以加深人们对原子内部结构的理解, 比如 Freeman 等人通过对阈上电离谱的研究, 首次直接观测到了原子的激发态能级^[1]; 同时, 阈上电离研究对激光与物质相互作用的机理研究以及光致损伤、光探测等研究有重要意义。因此, 阈上电离的实验研究和理论研究均有了长足的进展, 取得了一定程度的成功, 如半经典强场理论^[2-4]得到的阈上电离谱与实验测到的阈上电离谱符合得很好^[5-6]; 非微扰量子散射理论^[7]成功解释了 Bucksbaum 等人观测到的驻波场中阈上电离角分布的大角度分裂^[8,9]并且预言了单模激光场中自发辐射的存在^[10]。另一方面, 由于实验研究和理论研究还缺少细致的比较, 一些实验现象, 如低阶阈上电离峰角分布的展宽效应^[11]、高阶阈上电离峰角分布的分支结构^[12]以及角分布的精细结构^[13]等还没有一种理论能够概括。

1998 年, Nandor 等人用 110 fs、800 nm 的激光脉冲轰击 Xe 靶的实验中, 观测到了光电子角分布

的精细结构, 除了沿着偏振矢量的主干以外, 还发现了光电子的角分布具有喷嘴结构和扇形结构。这些精细结构还没有被现有理论所揭示, 它们的产生机制也有待解释。本文利用强场多光子电离散射理论, 在文献 [8] 的基础上, 通过数值计算, 得到了阈上电离角分布的精细结构, 成功地解释了 Nandor 等人的实验观测。

2 跃迁速率公式

依照强场多光子电离散射理论, 处于激光场中的电子与大量激光光子耦合在一起, 以缀饰态的形式一起运动。这一缀饰态由全量子化的 Volkov 态描述^[14]:

$$|\Psi_{\mu}\rangle = V_e^{-1/2} \sum_{j \geq -n} \exp\{i[\mathbf{P} + (u_p - j)\mathbf{k}] \cdot \mathbf{r}\} \times X_j(Z, \eta)^* |n + j\rangle, \quad (1)$$

其中, V_e 为电子的量子化体积, $|n + j\rangle$ 为光场的福克态, n 为激光场的背景光子数; $u_p = \frac{U_p}{\omega} = \frac{e^2 \Delta^2}{m_e \omega}$ 为激光场的有质动力参数, Δ 为激光场的经典振幅, ω 为其圆频率; e 和 m_e 为电子的电量和质量; \mathbf{P} 为缀饰电子的动量; $X_j(Z, \eta)$ 为缔合贝塞尔函数

$$X_j(Z, \eta) = \sum_m x_{j-2m}(Z) x_m(\eta), \quad (2)$$

其中 $x_m(z)$ 为相位贝塞尔函数, 它与普通贝塞尔函数的关系为

$$x_m(z) = J_m(r) \exp(in\phi), \quad z = r \exp(i\phi).$$

半经典强场理论中将阈上电离过程描述为从初态 (束缚态) 到末态 (Volkov 态) 的电离过程, 而非微扰量子散射理论将阈上电离过程描述为两步量子跃迁过程: 第一步为半经典强场理论描述的电离过程, 但

* 国家自然科学基金(60108002)和重点基础研究专项经费资助课题。

E-mail: jt_zhang158@sohu.com

收稿日期: 2001-07-31

半经典强场理论的末态——Volkov 态为其中间态，第二步为缀饰电子离开光场，从 Volkov 态向自由电子态的跃迁过程。过程的每一步都具有能量守恒的特征。在缀饰电子出场过程中，有质动力能的一部

分转换成激光光子，其余的部分转化为自发辐射能。利用微扰的方法，Gao 等^[10]得到了自发辐射存在时的跃迁速率公式。对于特定的阈上电离峰，其微分速率为：

$$\frac{d^4 W}{d^2 \Omega_{pl} d^2 \Omega_k} = \frac{e^2 \omega^{9/2}}{(2m_e)^2 (2\pi)^2} (j - u_p - \epsilon_b)^2 (j - u_p)^2 \sum_q (u_p - j + q) |\Phi(\mathbf{P}_f - q\mathbf{k} + \mathbf{k}') X_q(\mathbf{P}_f, \mathbf{k}')|^2 \quad (3)$$

其中 $\epsilon_b = |E_b|/\omega$ ，

$$X_q(\mathbf{P}_f, \mathbf{k}') = \frac{1}{\omega} X_{-j}(Z, \eta) \sum_{j'} \frac{1}{u_p - j'} X_{-j'}(Z_f, \eta) \times \{ -[\mathbf{P}_f + (j - q - u_p)\mathbf{k}] \cdot \boldsymbol{\varepsilon}'^* x_{q-j+j'}(Z_k) + e\Lambda \boldsymbol{\varepsilon}^* \cdot \boldsymbol{\varepsilon}'^* x_{q-j+j'+1}(Z_k) + e\Lambda \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}'^* x_{q-j+j'-1}(Z_k) \}, \quad (4)$$

(3) 式中 $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ 为立体角， \mathbf{k} 和 \mathbf{k}' 分别为激光场的波矢和自发辐射模的波矢， \mathbf{P}_f 为出场自由电子的末动量， $\Phi(\mathbf{P}_f - q\mathbf{k} + \mathbf{k}')$ 为初态波函数的傅里叶变换。数值 j 为电离过程中束缚电子吸收的光子数，它标志阈上电离峰的序数； q 为阈上电离过程中激光场的初、末态电子数之差。(4) 式中贝塞耳函数的变量定义为：

$$Z_f = 2 \frac{e\Lambda}{m_e \omega} \mathbf{P}_f \cdot \boldsymbol{\varepsilon}, \quad Z_k = 2 \frac{e\Lambda}{m_e \omega} \mathbf{k}' \cdot \boldsymbol{\varepsilon},$$

$$Z = Z_f + Z_k, \quad \eta = u_p \cos\xi/2$$

其中 $\boldsymbol{\varepsilon}$ 为激光场的偏振矢量， ξ 为偏振度， \mathbf{P} 为缀饰电子在 Volkov 态中的动量。值得一提的是，自由电子的动能远远大于激光光子和自发辐射光子的能量， \mathbf{P} 和 \mathbf{P}_f 的差异主要为方向不同。对自发辐射模的立体角积分得到特定阈上电离峰的强度的角分布，其总强度由对两个立体角积分后获得，而总的电离率为所有阈上电离峰的强度之和。

3 计算结果及物理解释

在计算中，取入射光为波长 800 nm 的线偏振激光，每个光子具有 1.78 eV 的能量；取 Xe 原子 5p 态为初始波函数，对应束缚能为 12.1 eV，电子电离所需的最少光子为 8 个；我们计算了偏振面上不同阈上电离峰的角分布。结果表明，存在自发辐射时阈上电离的角分布具有主干结构，并随峰序数的增加逐渐变窄，体现出低阶阈上电离角分布的展宽效应^[11]，更重要的是，计算得到的阈上电离角分布具有明显的精细结构，尤其是喷嘴结构随着阈上电离峰的变化而变化，与 Nandor 等人的实验观测符合得相当好。作为比较，我们计算了相同条件下由半经典强场的理论得到的角分布，发现该理论只能得

到阈上电离的角分布主干结构，而精细结构却没有发现。图 1、图 2 分别给出了激光强度为 1.8×10^{13} W/cm² 时阈上电离谱的第 1、3 个峰的电离率的极坐标分布；作为比较，同时绘出了相同强度时 Nandor 等人的实验测量值。

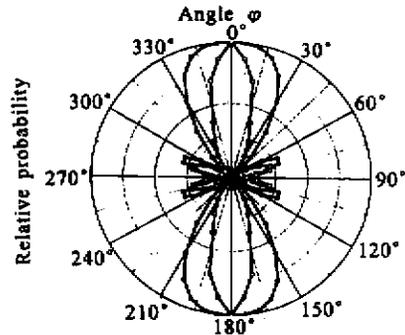


Fig.1 Polar plots of the calculated angular distribution (line with dots) with the observed data (line with circles) for S₁ peak. The laser linearly polarized and of wavelength 800 nm, with intensity 1.8×10^{13} W/cm²

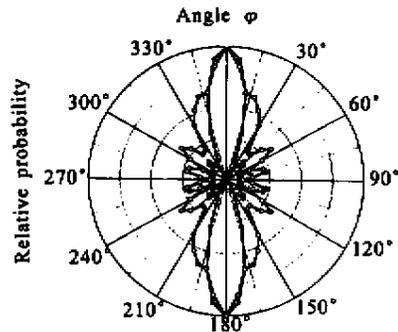


Fig.2 Polar plots of the calculated angular distribution (line with real circles) with the observed data (line with open circles) for S₃ peak. The laser is linearly polarized and of wavelength 800 nm, with intensity 1.8×10^{13} W/cm²

自发辐射的产生使得光电子偏离了其原先的运动方向，从而造成了阈上电离角分布的精细结构。自发辐射的光子其运动方向是任意的，但在偏振矢

量方向上传播的光子数较多。当产生自发辐射以后, 尽管光电子能量的改变非常小(属相对论修正项), 其运动方向却发生变化, 这就意味着, 到达探测器的电子的运动方向并不总是中间态 Volkov 态中缀饰电子的运动方向, 二者有如下关系:

$$P_f + k' = P + (j - q + u_p)k, \quad (5)$$

一方面, 由于自发辐射光子的动量远远小于电子的动量, 电子在自发辐射的影响下改变了其运动方向; 另一方面, 尽管是否产生自发辐射与电子的运动方向无关, 但自发辐射的影响是否明显却取决于光电子的运动方向。沿偏振矢量的方向尽管自发辐射较强, 但由于自发辐射造成的动量改变也沿该方向, 与电子原先的运动方向相同, 自发辐射的影响非常微弱。注意到在半经典强场理论中 Volkov 态为电子末态, 按照半经典强场理论得到的阈上电离角分布直接记录了 Volkov 态中电子的运动方向。因此, 强场多光子电离散射理论和半经典强场理论都得到了阈上电离角分布的主干结构。在垂直于偏振矢量的方向, 由自发辐射引起的动量变化比较明显, 其影响也就较突出, 直接导致了阈上电离角分布的喷嘴结构, 扇形结构在强度较低时比较明显, 如图 3 所示。

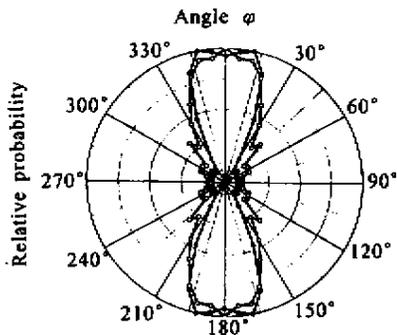


Fig. 3 Wing structures in the calculated angular distributions of S_4 speak. The laser is linearly polarized and of wavelength 800 nm, with intensity 9×10^{12} W/cm².

● calculated data; ○ observed data

结论 根据非微扰量子散射理论, 我们得到了阈上电离过程中光电子谱的角分布的精细结构, 这与 Nandor 实验中观测到的精细结构符合得非常好。这些精细结构是由出场过程中自发辐射引起了电子的动量变化引起的。比较半经典强场理论的结果, 我们得到如下物理图像: 束缚电子通过吸收多个光子而电离, 电离后的电子与多个光子缀饰在一起, 沿着光场的偏振矢量运动并获得有质动力能; 当电子离开光场时, 它将一部分有质动力能转化成光子而

返还给光场, 其余的部分转化成自发辐射。由于动量守恒, 出场电子也随着自发辐射而相应地改变了其运动方向, 因而形成了阈上电离角分布的精细结构。阈上电离角分布的主干结构记录了动量改变不明显的电子, 精细结构记录了有明显动量改变的电子。

本文使用了郭东升教授提供的计算程序, 特此感谢。

参 考 文 献

- [1] Freemann R R, Bucksbaum P H, Milchberg H *et al.*. Above-threshold ionization with subpicosecond laser pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **59**(10):1092~1095
- [2] Keldysh L V. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave. *Sov. Phys. JETP*, 1965, **20**(5):1307~1314
- [3] Faisal F H M. Multiple absorption of laser photons by atoms. *J. Phys. (B)*, 1973, **6**(4):L89~L92
- [4] Reiss H R. Effect of an intense electromagnetic field on a weakly bound system. *Phys. Rev. (A)*, 1980, **22**(5):1786~1813
- [5] Reiss H R. Spectrum of atomic electrons ionised by an intense field. *J. Phys. (B)*, 1987, **20**(3):L79~L83
- [6] Yergeau F, Petite G, Agostini P. Above-threshold ionization without space charge. *J. Phys. (B)*, 1986, **19**(19):L663~L669
- [7] Guo D S, Aberg T, Craseman B. Scattering theory of multiphoton ionization in strong fields. *Phys. Rev. (A)*, 1989, **40**(9):4997~5005
- [8] Guo Dongsheng, Frake G W. Multiphoton ionization in circularly polarized standing waves. *Phys. Rev. (A)*, 1992, **45**(9):6622~6635
- [9] Bucksbaum P H, Schumacher D W, Bashkansky M. High intensity kapitza-dirac effect. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, **61**(10):1182~1185
- [10] Gao J, Guo D S, Wu Y S. Resonant above-threshold ionization at quantized laser intensities. *Phys. Rev. (A)*, 2000, **61**(5):043406(5)
- [11] Freemann R R, McIlrath R R, Bucksbaum P H *et al.*. Ponderomotive effects on angular distributions of photoelectrons. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, **57**(25):3156~3159
- [12] Yang Baorui, Schafer K J, Walker B *et al.*. Intensity-dependent scattering rings in high-order above-threshold ionization. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **71**(23):3770~3773
- [13] Nandor M J, Walker M A, Van Woerkom L D. Angular distributions of high-intensity ATI and the onset of the plateau. *J. Phys. (B)*, 1998, **31**(19):4617~4629
- [14] Guo D S, Drake G W F. Stationary solutions for an electron in an intense laser field: I. Single-mode case. *J. Phys. (A)*, 1989, **25**(11):3383~3397

Fine Structures in Angular Distribution of Above-Threshold Ionization

Zhang Jingtao Zhang Wenqi Xu Zhizhan

(*Laboratory for High Intensity Optics , Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics ,
The Chinese Academy of Sciences , Shanghai 201800*)

(Received 31 July 2001)

Abstract : Using the nonperturbative scattering theory developed for multiphoton ionization with the inclusion of spontaneous emission , the angular differential rates for above-threshold ionization (ATI) are obtained. Besides the main lobe structure , our numerical calculations reproduce the fine structures in the angular distribution of ATI peaks observed by Nandor *et al.* . The fine structures are attributed to the spontaneous emissions when the photoelectron exits the laser field.

Key words : above threshold ionization ; angular distribution ; fine structures ; spontaneous emission