

文章编号: 0258-7025(2005)06-0779-03

# 激光场中电子被氩原子散射的微分截面研究

朱遵略<sup>1,2</sup>, 赵晔<sup>2</sup>, 刘玉芳<sup>2</sup>, 孙金峰<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>四川大学原子分子研究所, 四川 成都 610065  
<sup>2</sup>河南师范大学物理与信息工程学院, 河南 新乡 453007)

**摘要** 应用第二玻恩近似理论, 在电子入射方向平行于激光场的极化方向这种特殊的散射模式下, 利用光学势模型对激光场中电子-氩原子散射进行了研究。利用静电屏蔽势, 分别应用低频近似和第二玻恩近似公式对激光场中电子-氩原子散射进行了计算。和实验相比较, 第二玻恩近似方法给出了较好的结果; 应用这个较好的理论, 利用光学势模型进行了计算, 得到了更好的结论。

**关键词** 非线性光学; 光学势模型; 第二玻恩近似; 微分散射截面; 激光场

中图分类号 O436.2 文献标识码 A

## Differential Cross Sections for Electrons Scattered by Ar Atom in the Laser Field

ZHU Zun-lüe<sup>1,2</sup>, ZHAO Ye<sup>2</sup>, LIU Yu-fang<sup>2</sup>, SUN Jin-feng<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> Institute of Atomic and Molecular Physics, Sichuan University, Chengdu, Sichuan 610065, China  
<sup>2</sup> College of Physics and Information Engineering, Henan Normal University, Xinxiang, Henan 453007, China)

**Abstract** The absolute differential cross sections of e-Ar scattering in the laser are calculated employing the second Born approximation with optical potential model in special scattering geometry that the incident electron beam is parallel to the polarization direction of laser field. In order to test these results, the differential cross sections of e-Ar scattering are calculated with the static screen potential by the second Born approximation and low-frequency formula, respectively. The second Born approximation obtains better results compared with the experimental data. The absolute differential cross sections of e-Ar scattering are calculated employing the second Born approximation with optical potential model and the best results are obtained.

**Key words** nonlinear optics; optical potential model; second Born approximation; differential cross section; laser field

## 1 引言

随着激光技术的迅速发展<sup>[1,2]</sup>, 激光场中电子-原子散射过程受到广泛关注。自 1973 年 Kroll 和 Waston<sup>[3]</sup>利用低频近似公式(K-W 公式)对低频电磁场中的电子-原子微分散射截面进行计算以来, Geltman 等<sup>[4~9]</sup>应用不同的方法对激光场中电子-原子散射进行了研究。但在计算中所应用的原子势模型都非常简单, 忽略了由光子、电子和原子参与的三体过程中的许多相互作用。本文应用第二玻恩近

似理论, 利用光学势模型<sup>[10]</sup>对激光场中电子-氩原子的微分散射截面进行了计算, 结果与 Wallbank 等<sup>[11]</sup>的实验符合较好。如果没有特殊说明, 本文都采用国际单位制。

## 2 理论计算

每个激光模中的光子数很多, 可以用经典电磁场来描述激光场  $E(t)=E_0 \sin \omega t$ , 则体系的薛定谔方程为

收稿日期: 2004-05-12; 收到修改稿日期: 2004-09-29

基金项目: 国家自然科学基金(10174019)和河南师范大学骨干教师基金([2003]01)资助项目。

作者简介: 朱遵略(1974—), 男, 四川大学博士研究生, 主要从事激光与原子、分子相互作用的研究。

E-mail: zl-zhu@henannu.edu.cn

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Phi_{\mathbf{k}} = \left[ \frac{(\mathbf{p} + (e/c)\mathbf{A})^2}{2m} + V(r) \right] \Phi_{\mathbf{k}}, \quad (1)$$

其中  $\mathbf{A}$  为激光场所对应的矢势。经过变换,(1)式可化为

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Phi_{\mathbf{k}} = \left[ \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + \frac{e}{mc} \mathbf{p} \cdot \mathbf{A} + V \right] \Phi_{\mathbf{k}}, \quad (2)$$

当  $r \rightarrow \infty$  时,  $V = 0$ , 此时(2)式的解就是 Volkov 解<sup>[12]</sup>

$$\chi_{\mathbf{k}} = \exp \left[ i \left( \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \frac{\hbar k^2}{2m} t - \frac{e}{m\omega^2} \mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_0 \sin \omega t \right) \right], \quad (3)$$

则(2)式的解可表示为

$$\Phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}, t) = \chi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}, t) + \iint d\mathbf{r}' dt' G(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t') V(\mathbf{r}') \Phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}', t'), \quad (4)$$

其中  $G(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t')$  为以 Volkov 解为基函数的滞留格林函数。

根据含时散射理论, 在势场  $V(r)$  作用下, 从  $\mathbf{k}_i$  态跃迁到  $\mathbf{k}_f$  态的散射矩阵为

$$\mathbf{S}_{\text{fi}} = -\frac{i}{\hbar} \langle \chi_{\mathbf{k}_f} | V | \Phi_{\mathbf{k}_i} \rangle. \quad (5)$$

仅考虑散射矩阵的前两项

$$\mathbf{S}_{\text{fi}}^{(2)} = \mathbf{S}_{\text{fi}}^{(1)} + \mathbf{T}_{\text{fi}}^{(2)}, \quad (6)$$

经推导计算可得交换  $\nu$  个光子的  $\mathbf{T}$  矩阵为:

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_{\text{fi}}^{(2)}(\nu) &= \mathbf{T}_{\text{fi}}^{(1)}(\nu) + \mathbf{T}_{\text{fi}}^{(2)}(\nu) = \\ &J_{\nu}(\lambda_{\text{fi}}) \widetilde{V}(k_{\text{fi}}) + \\ &\sum_n \int d\mathbf{k}_q (2\pi)^{-3} \widetilde{V}(k_{fq}) \widetilde{V}(k_{qj}) \times \\ &J_{(\nu-n)}(\lambda_{fq}) J_n(\lambda_{qj}) \times \\ &[(E_i - E_q - n\hbar\omega) + i0^+]^{-1}, \end{aligned} \quad (7)$$

其中  $\lambda_{\alpha\beta} = \frac{e}{m\omega^2} (\mathbf{k}_\alpha - \mathbf{k}_\beta) \cdot \mathbf{E}_0$ ,  $\widetilde{V}(k)$  为原子势  $V(r)$  的傅里叶变换,  $J_n(\lambda)$  为  $n$  阶第一类贝塞耳函数。则交换  $\nu$  个光子的第二玻恩近似<sup>[13]</sup> 微分散射截面为

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^v = \frac{k_f(\nu)}{k_i} \left( \frac{m}{2\pi\hbar^2} \right)^2 |\mathbf{T}_{\text{fi}}^{(2)}(\nu)|. \quad (8)$$

计算时采用的光学势模型如下(原子单位):

$$V_{\text{opt}}(r) = V_s(r) + V_p(r) + V_e(r), \quad (9)$$

其中静电势  $V_s(r)$  的形式为

$$V_s(r) = -\frac{Z}{r} + \sum_{i=1}^Z \int \frac{|\Phi_i(\mathbf{r}')|^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau', \quad (10)$$

极化势  $V_p(r)$  为

$$V_p(r) = -\frac{\alpha}{2(r^2 + r_{\infty}^2)^2}, \quad (11)$$

这里的  $\alpha$  为原子的极化率, 参量  $r_{\infty}$  可由  $r = 0$  时  $V_p(0) = -\frac{\alpha}{2r_{\infty}^4} = V_{\infty}$  求得。

交换势  $V_e(r)$  用如下形式

$$\begin{aligned} V_e(r) &= \\ &-\frac{1}{4} \left[ \sqrt{(k^2 - 2V_D)^2 + 32\pi \sum_{nl} |\Phi_{nl}(r)|^2} - \right. \\ &\left. (k^2 - 2V_D) \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

为了比较, 应用第二玻恩近似, 计算了(13)式的静电屏蔽势所描述的原子势场的电子-氩原子散射的微分散射截面

$$V(r) = -\frac{Ze^2}{r} \sum_{i=1}^3 A_i \exp(-\alpha_i r), \quad (13)$$

式中的参量  $A_i$  和  $\alpha_i$  已在文献[14]中给出。也利用低频近似公式

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^v = \frac{k_f(\nu)}{k_i} J_v^2(\lambda_{fi}) \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^e, \quad (14)$$

计算了同等条件下的微分散射截面。其中不存在激光场时的弹性散射截面  $(d\sigma/d\Omega)^e$  是利用(9)式光学势模型得到的。

### 3 结果和讨论

图 1 给出了电子以 10.5 eV 能量入射时, 氖原子的光学势中各部分随势场作用范围  $r$  的变化情况。图 2(a)~(c) 给出了当电子入射方向平行于激光场的极化方向时, 不同的势模型下, 利用第二玻恩近似理论计算得到的电子-氩原子在  $5^\circ \sim 25^\circ$  的散射角内吸收单光子(a), 双光子(b)和三光子(c)的微分散射截面。同时也给出了低频近似公式和实验结果。其他参量为: 电子入射能量  $E_i = 10.5$  eV, 激光场强度  $I = 1.5 \times 10^8$  W/cm<sup>2</sup>, 光子频率  $\omega = 0.117$ 。

从图 2 不难看出, 和实验相比较, 第二玻恩近似给出的结果比低频近似公式要好得多。主要是由于低频近似公式仅仅考虑了从初态  $\mathbf{k}_i$  到末态  $\mathbf{k}_f$  这一变化过程, 只相当于第一玻恩近似, 而实际上二阶项

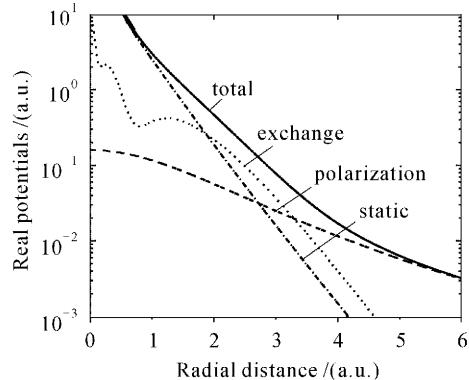


图 1 入射能量为 10.5 eV 时 e-Ar 的光学势

Fig. 1 Optical potential for e-Ar at 10.5 eV

也很重要的贡献<sup>[13]</sup>。图中也显示出,用光学势模型计算的结果好于静电屏蔽势的结果,微分散射截面都提高了一到两个数量级。这主要是因为静电屏蔽势仅含有静电势和简单的极化势,而光学势模型考虑了更复杂的相互作用。从图1可以看出,除了静电势外,极化势和交换势都有不同程度的贡献,特别是对这种存在外场的复杂三体作用过程来说,交换势可能起着很重要的作用。

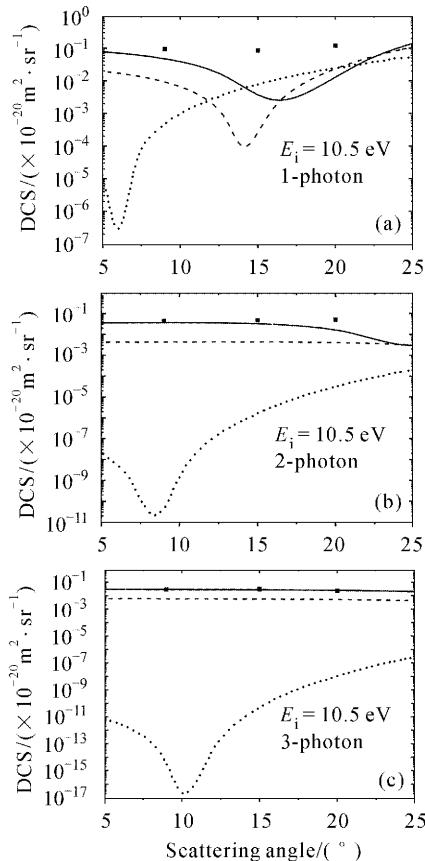


图2 吸收微分散射截面

(a) 单光子,(b) 双光子,(c) 三光子

Fig. 2 Absorption differential cross section (a) one-photon,

(b) two-photon, (c) three-photon

—: optical potential results;

···: low-frequency approximation results;

—: static screening potential results;

■: experimental results

从图中可知,光学势模型给出的结果与实验之间也存在不同程度的差异,特别是图2(a),差异更为明显。主要可以考虑以下两个方面:第一,实验上存在误差。Wallbank等<sup>[11]</sup>指出电子检测仪的最下分辨率为2°,这对于小角度散射来说就存在很大的误差。第二,在计算中仅考虑了吸收光子的情况,而

实验测得的是综合效果。

## 4 结 论

由本文可得出以下两个结论:1) 第二玻恩近似理论是一种处理激光场中电子-原子散射的好方法;2) 光学势模型能很准确地描述激光场中的原子势场。

## 参 考 文 献

- Xu Degang, Yao Jianquan, Guo Li et al.. 104 W laser diode-pumped intracavity frequency-doubled Nd: YAG green light laser [J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, 24(3): 425~428  
徐德刚,姚建铨,郭丽等. 104 W 内腔倍频全固态 Nd:YAG 绿光激光器 [J]. 光学学报, 2004, 24(3): 425~428
- Cheng Guanghua, Yu Lianjun, Wang Yishan et al.. Experimental study of all-solid-state second harmonic and fourth harmonic generation in Ti: sapphire laser [J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, 23(3): 330~334  
程光华,于连君,王屹山等. 高效全固化紫外四倍频激光器的研究 [J]. 光学学报, 2003, 23(3): 330~334
- N. M. Kroll, K. M. Wastom. Charged-particle scattering in the presence of a strong electromagnetic wave [J]. *Phys. Rev. A*, 1973, 8(2): 804~809
- S. Geltman. Low-energy laser-assisted electron-helium collisions [J]. *Phys. Rev. A*, 1997, 55(5): 3755~3759
- R. Shakeshaft. Electron scattering from a potential in a radiation field [J]. *Phys. Rev. A*, 1983, 28(2): 667~673
- F. Trombetta, G. Ferrante. Second Born treatment of multiphoton free-free transition [J]. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 1989, 22: 3881~3890
- C.-T. Chen, F. Robicheaux. Low-energy electron-argon scattering in a low-frequency laser field [J]. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 1996, 29: 345~364
- N. J. Kylstra, C. J. Joachain. Laser-assisted, low-energy electron-potential scattering in a CO<sub>2</sub> laser field [J]. *Phys. Rev. A*, 1998, 58(1): R26~R29
- A. Makhoute, D. Khalil, M. Zitane et al.. The second Born approximation in electron-atom collisions in the presence of a laser field [J]. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 2002, 35: 957~972
- Jinfeng Sun, Deheng Shi, Zunlue Zhu et al.. Electron impact total (elastic+inelastic) cross sections with simple molecules consisting of N&O atoms at 100~1600 eV [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2003, 1(11): 624~626
- B. Wallbank, J. K. Holmes. Differential cross sections for laser-assisted elastic electron scattering from argon [J]. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 1994, 27: 5405~5418
- D. M. Volkov. The solution for wave equations for a spin-charged particle moving in a classical field [J]. *Z. Phys.*, 1935, 94: 250~260
- Zhu Zunlue, Jiang Yuhai, Liu Yufang et al.. e-Ar scattering in laser field [J]. *Chinese J. Atomic and Molecular Physics*, 2000, 17(1): 102~106  
朱遵略,江玉海,刘玉芳等. 激光场中的e-Ar的散射研究 [J]. 原子与分子物理学报, 2000, 17(1): 102~106
- F. Salvat, J. D. Martnez, R. Mayol et al.. Analytical Dirac-Hartree-Fock-Slater screening function for atoms (Z=1~92) [J]. *Phys. Rev. A*, 1987, 36(2): 467~474