

共面不对称条件下低能电子碰撞电离 Ar(3p) 的三重微分截面*

张汉君 单旭[†] 徐春凯 陈向军

(中国科学技术大学近代物理系, 合肥微尺度物质科学国家实验室(筹), 合肥 230026)

(2013年5月7日收到; 2013年6月5日收到修改稿)

采用修正的扭曲波玻恩近似方法, 在共面不对称几何条件下, 计算了能量为 70.8 eV 电子与 Ar(3p) 碰撞电离的 (e, 2e) 三重微分截面, 并与最新实验数据进行了比较. 结果表明电子交换效应和后碰撞相互作用在低能电子碰撞的 (e, 2e) 过程中起着重要作用.

关键词: (e, 2e) 三重微分截面, 扭曲波玻恩近似, 后碰撞相互作用, 电子交换效应

PACS: 34.80.Dp, 34.50.Fa

DOI: 10.7498/aps.62.183401

1 引言

电子与原子、分子及离子碰撞电离的 (e, 2e) 过程^[1-3] 对研究电子与靶粒子碰撞机理以及碰撞中各粒子间的相互作用有着重要意义. 尤其是在低能电子碰撞过程中, 电子-靶粒子、电子-电子间的各种相互作用比在中高能碰撞过程中更加显著, 这为研究极化、关联、交换等效应提供了更加丰富的信息, 因此低能电子碰撞电离的 (e, 2e) 过程一直是实验和理论研究的热点. 近期, 实验的研究对象逐渐从简单的少电子靶体系扩展到复杂的多电子靶体系, Murray 等实验测量了低能电子与碱金属原子^[4] 和惰性气体原子^[5] 碰撞电离的 (e, 2e) 三重微分截面 (TDCS). Ren 等^[6-8] 利用反应显微谱仪测量了低能电子与 Ar 原子碰撞电离的 (e, 2e) 全微分截面.

理论上已经发展了各种各样的模型, 收敛的密耦合 (CCC) 方法^[9] 和修正的 Brauner-Briggs-Klar (BBK) 模型^[10] 在处理低能电子碰撞的 (e, 2e) 过程时获得了巨大的成功, 但局限于用来处理氢、氦原子及类氢、类氦离子等简单的少电子体系, 而对于多电子体系的靶粒子 (如 Ar 原子等), 修正的

BBK 理论有很大的困难; CCC 方法虽然目前已扩展来处理 Ne, Ar 原子的 s 壳层电子的 (e, 2e) 过程^[11-13], 但对 p 电子电离的 TDCS 还没有计算. 扭曲波玻恩近似 (DWBA)^[14] 是一种较为常用的可以处理复杂体系 (e, 2e) 过程的理论方法, 它能很好地描述中高能电子碰撞的 (e, 2e) 过程. 但在低能电子碰撞情况下, DWBA 理论计算与实验结果差别较大, 考虑电子交换效应、电子关联效应、极化效应及后碰撞效应 (PCI) 之后, 总体符合程度有一定的改善^[15-19]. 然而, 对于不同的靶体系及碰撞几何条件, 需要考虑不同的交换势、极化势以及 PCI 效应. 比如, Biava 等^[20] 在电子碰撞氩原子电离的电子交换效应研究中指出 Furness-McCarthy (F-M) 交换势^[21] 可以较好地描述 Ar 3s 电子的电离过程, 但是其精度不足以用来解释 Ar 3p 电子的电离过程.

最近, Ren 等^[8] 测量了 70.8 eV 电子与 Ar 原子碰撞电离的 (e, 2e) 全微分截面, 给出了共面不对称条件下 Ar(3p) 的 TDCS. 同时, 他们利用 DWBA, DWBA-PCI, DWB2-RM 和 BSR 理论计算对实验结果进行了解释. 在他们的计算中, DWBA 和 DWBA-PCI 方法的扭曲势中包含了 F-M 交换势^[21] 和关联极化势^[22]; DWB2-RM^[23,24] 是一种 DWBA 和 R

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2010CB923301) 和国家自然科学基金 (批准号: 10979007, 11174268, 10904136, 20973160) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: xshan@ustc.edu.cn

矩阵相结合的方法,它采用二阶扭曲波玻恩近似描述快电子与靶的作用,用 \mathbf{R} 矩阵展开描述慢电子与靶离子的作用;BSR^[25,26] 则是非微扰的 B-样条 \mathbf{R} 矩阵方法,是另一种收敛的密耦合方法.DWB2-RM 和 BSR 在解释实验结果时取得了一定的成功^[8],但理论与实验的差异仍然存在.

本文在标准 DWBA^[14] 的基础上,加进一种修正的电子交换势,同时也考虑 PCI 效应,计算了共面不对称条件下能量为 70.8 eV 的电子与 Ar(3p) 碰撞电离的 (e, 2e) 三重微分截面,并与 Ren 等^[8] 的最新实验数据进行了比较,结果表明电子交换效应和 PCI 效应在低能电子碰撞的 (e, 2e) 过程中起着重要作用.

2 理论方法

具有能量 E_0 , 动量 \mathbf{k}_0 的入射电子 e_0 与靶粒子 A 碰撞的单电离过程,即 (e, 2e) 反应,可描述为

$$e_0(\mathbf{k}_0, E_0) + A \rightarrow A^+ + e_1(\mathbf{k}_1, E_1) + e_2(\mathbf{k}_2, E_2), \quad (1)$$

其中一个出射电子是入射电子本身,只不过能量和动量都发生了变化 (E_1, \mathbf{k}_1), 另一个是从靶中电离出来的电子 (E_2, \mathbf{k}_2).

在原子单位下, (e, 2e) 反应的 TDCS 可表示为

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} = (2\pi)^4 \frac{k_1 k_2}{k_0} \sum_{av} |T(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_0)|^2, \quad (2)$$

其中 \sum_{av} 表示对初态简并态求平均及对末态简并态求和, Ω_1, Ω_2 为两电子出射的立体角, $|T(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_0)|$ 为电离振幅.

在 DWBA 下, TDCS 可以表示为^[14]

$$\begin{aligned} & \frac{d^3\sigma^{\text{DWBA}}}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_2} \\ & = (2\pi)^4 \frac{k_1 k_2}{k_0} \sum_{av} (|f|^2 + |g|^2 - \text{Re}(f^*g)), \quad (3) \end{aligned}$$

其中 f, g 分别为直接电离振幅和交换电离振幅,由下式给出:

$$f \equiv \langle \chi^{(-)}(\mathbf{k}_1, \mathbf{r}_1) \chi^{(-)}(\mathbf{k}_2, \mathbf{r}_2) | V_{12} | \chi^{(+)}(\mathbf{k}_0, \mathbf{r}_1) \psi_{nl} \rangle, \quad (4)$$

$$g \equiv \langle \chi^{(-)}(\mathbf{k}_1, \mathbf{r}_2) \chi^{(-)}(\mathbf{k}_2, \mathbf{r}_1) | V_{12} | \chi^{(+)}(\mathbf{k}_0, \mathbf{r}_1) \psi_{nl} \rangle. \quad (5)$$

假定电离电子来自靶原子的 nl 轨道, ψ_{nl} 为 nl 轨道波函数,计算中我们采用 Clementi 和 Roetti 的 Hartree-Fock 轨道波函数^[27]. 上式中 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ 分别为两出射电子的位置矢量, V_{12} 为入射电子和靶电子

之间的相互作用势^[14], $\chi^{(+)}$ 是处于初态靶原子等效局域基态势下的入射电子的扭曲波, $\chi^{(-)}$ 是处于末态靶离子等效局域基态势下的两出射电子的扭曲波,且 $\chi^{(+)}$ 和 $\chi^{(-)}$ 都与 ψ_{nl} 正交. 等效的局域基态势 (即扭曲势) 为直接势与交换势之和:

$$V_{00} = V_D(r) + V_E(r), \quad (6)$$

其中直接扭曲势 V_D 为^[14]

$$V_D(r) = \sum_{nl} N_{nl} \int dr' [u_{nl}(r')]^2 / r_{>}, \quad (7)$$

这里 $r_{>}$ 是 r 和 r' 中的较大者, N_{nl} 是轨道 nl 的电子数. 对入射电子, 上式中的 $u_{nl}(r)$ 是靶原子中 nl 轨道电子的径向波函数; 对出射电子, 上式中的 $u_{nl}(r)$ 是离子中 nl 轨道电子的径向波函数.

在标准的 DWBA 计算中^[14], 交换势常采用 Furness 和 McCarthy 提出的 (F-M) 半经典的交换势^[21]:

$$\begin{aligned} V_E(r) &= 0.5[E - V_D(r)] \\ &\quad - 0.5\{[E - V_D(r)]^2 + 4\pi\rho(r)\}^{1/2}. \quad (8) \end{aligned}$$

Biava 等^[20] 在电子碰撞氩原子电离的电子交换效应研究中指出 F-M 交换势可以较好地描述 Ar 3s 电子的电离过程, 但是其精度不足以用来解释 Ar 3p 电子的电离过程.

我们在计算中采用由 Gianturco 和 Scialla 提出的修正半经典的自旋平均静态交换势^[28] (MSCEP):

$$\begin{aligned} V_E(r) &= 0.5\left\{E - V_D(r) + \frac{3}{10}[3\pi^2\rho(r)]^{2/3}\right\} \\ &\quad - 0.5\left\{\left[E - V_D(r) + \frac{3}{10}[3\pi^2\rho(r)]^{2/3}\right]^2\right. \\ &\quad \left.+ 4\pi\rho(r)\right\}^{1/2}, \quad (9) \end{aligned}$$

其中 $\rho(r)$ 为电子密度.

在上述 DWBA 计算中没有考虑末通道中电子-电子之间的排斥效应, 即 PCI 效应. 当入射电子能量较高时, 上述模型能够较好地解释 (e, 2e) 实验结果. 但是当入射电子能量较低时, 上述模型难以描述. 为了更好地描述低能电子碰撞的 (e, 2e) 过程, 需要进一步考虑 PCI 效应对上述模型进行修正. 较为精确处理 PCI 的方法是把两个出射电子之间的库仑排斥作用包含在末态波函数的计算中, 如 Prideaux 和 Madison^[29] 提出的 3DW 方法. 然而, Jones 等^[30] 指出 3DW 方法在有些情况下可能会高估 PCI 效应. 对于低能电子碰撞, Ward 和 Macek^[31] 提出了一个较好的处理 PCI 近似方法, 即用 Gamow

因子与超几何函数的乘积 (M_{ee}) 来描述, 可表示为

$$M_{ee} = \frac{2\pi\eta}{e^{2\pi\eta} - 1} \left| {}_1F_1\left(i\eta, 1, -i\frac{r_{3ave}}{\eta}\right) \right|^2, \quad (10)$$

其中

$$\eta = \frac{1}{|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2|}, \quad (11)$$

$$r_{3ave} = \frac{\pi^2}{16(E_1 + E_2)} \left[1 + \frac{0.627}{\pi} \sqrt{E_1 + E_2} \ln(E_1 + E_2) \right]^2. \quad (12)$$

因此, 考虑 PCI 效应后, ($e, 2e$) 反应的 TDCS 可以表示为

$$\frac{d^3\sigma^{DWBA-PCI}}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_2} = M_{ee} \frac{d^3\sigma^{DWBA}}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_2}. \quad (13)$$

3 结果与讨论

本文采用 MSCEP 作为交换势的 DWBA, 以及同时考虑 PCI 效应的 DWBA-PCI, 计算了共面不对称条件下能量为 70.8 eV 的电子与 Ar (3p) 碰撞的 ($e, 2e$) TDCS (如图 1—3 所示), 并与 Ren 等^[8] 的实验数据, 以及采用 F-M 交换势的 DWBA(FM)-PCI,

DWB2-RM 和 BSR 计算结果进行比较. 为了便于比较, 理论结果与实验数据在 Binary 峰处进行了归一化.

图 1(a)—(f) 给出了电离电子能量 $E_2 = 3$ eV, 散射角 $\theta_1 = -8^\circ, -10^\circ, -15^\circ, -20^\circ, -25^\circ, -30^\circ$ 的 TDCS, 从图中可以看出实验和理论 TDCS 都展现出两个峰结构, 即 Binary 峰和 Recoil 峰. 当散射角 θ_1 较小时, 如图 1(a), (b) 所示, 与实验数据相比, 本文的 DWBA 计算结果预言了较好的 Recoil 和 Binary 峰强比, 但两峰的位置偏离了实验; DWBA-PCI 计算结果很好地预言了 Recoil 和 Binary 峰的位置, 但两峰的强度比高估了实验; 文献 [8] 中的 BSR 和 DWB2-RM 计算结果与实验符合较好, 这表明在 $E_2 = 3$ eV, $\theta_1 = -8^\circ$ 和 -10° 的条件下电子交换关联效应比后碰撞作用可能更加显著一些, 因为 DWB2-RM 和 BSR 方法用 R 矩阵展开很好地描述了初态靶束缚电子态结构及末态靶离子与慢出射电子之间的相互作用. 当 $\theta_1 = -15^\circ$ 和 -20° 时, 如图 1(c), (d) 所示, Binary 峰出现了分裂, 由一个峰分裂为两个, 这可以用 p 电子的密度分布特点来解释.

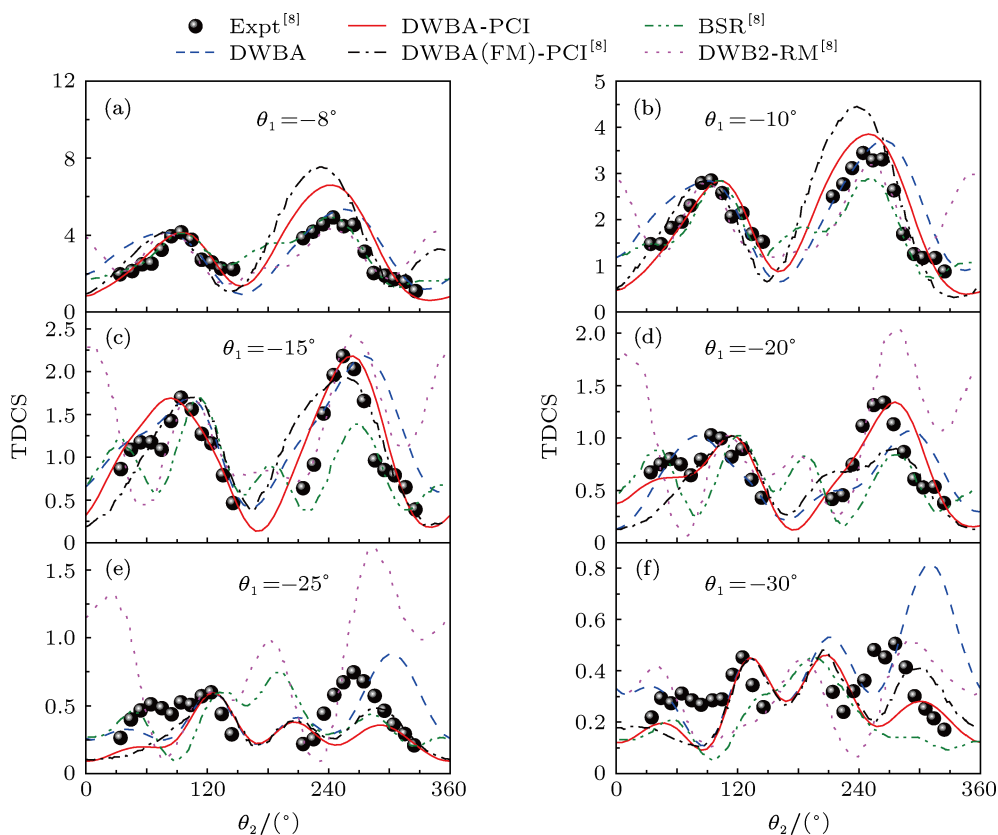


图 1 共面不对称条件下, 电离电子能量 $E_2 = 3$ eV 时, TDCS 随出射角 θ_2 变化的曲线 其中 (a)—(f) 分别对应散射角 θ_1 为 $-8^\circ, -10^\circ, -15^\circ, -20^\circ, -25^\circ, -30^\circ$; 实心圆点, Ren 等的实验数据^[8]; 虚线, DWBA 计算结果; 实线, DWBA-PCI 计算结果; 单点画线, DWBA(FM)-PCI 计算结果^[8]; 双点画线, BSR 计算结果^[8]; 点线, DWB2-RM 计算结果^[8]

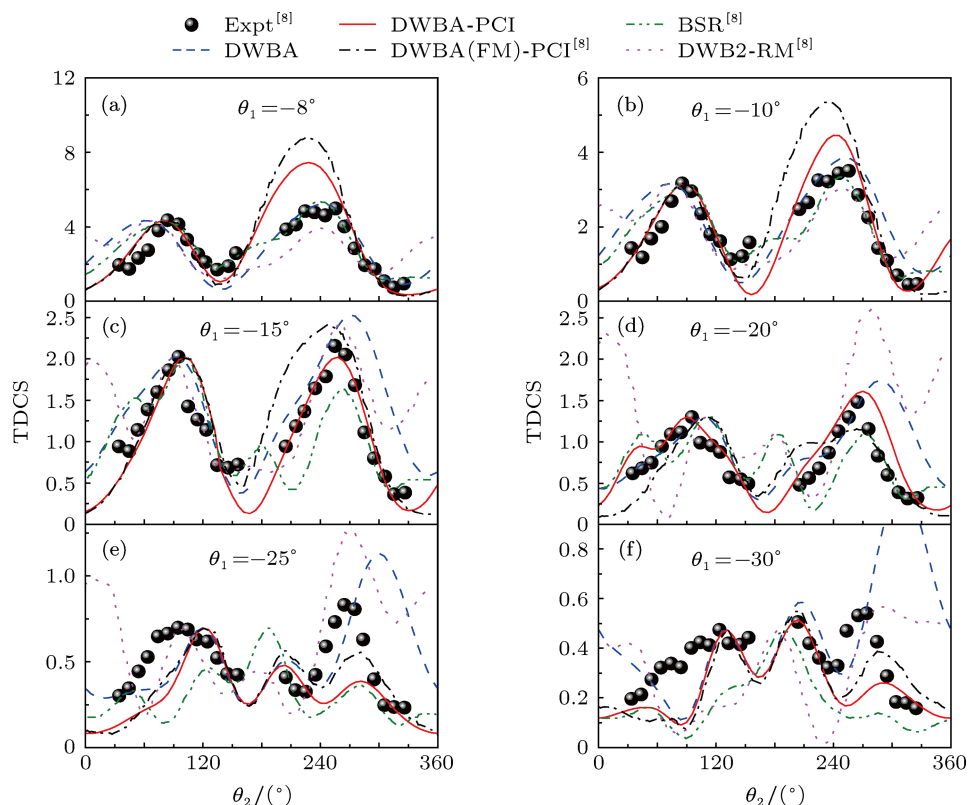


图2 共面不对称条件下, 电离电子能量 $E_2 = 5$ eV 时, TDCS 随出射角 θ_2 变化的曲线 其中 (a)—(f) 分别对应散射角 θ_1 为 $-8^\circ, -10^\circ, -15^\circ, -20^\circ, -25^\circ, -30^\circ$; 实心圆点, Ren 等的实验数据^[8]; 虚线, DWBA 计算结果; 实线, DWBA-PCI 计算结果; 单点画线, DWBA(FM)-PCI 计算结果^[8]; 双点画线, BSR 计算结果^[8]; 点线, DWB2-RM 计算结果^[8]

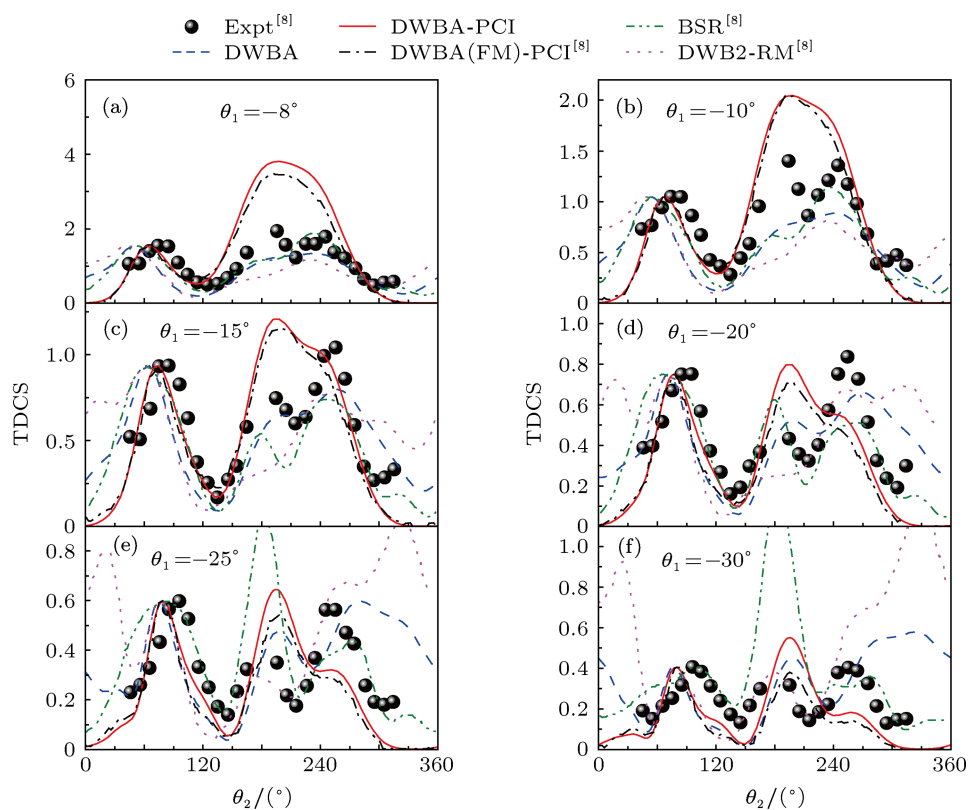


图3 共面不对称条件下, 电离电子能量 $E_2 = 15$ eV 时, TDCS 随出射角 θ_2 变化的曲线 其中 (a)—(f) 分别对应散射角 θ_1 为 $-8^\circ, -10^\circ, -15^\circ, -20^\circ, -25^\circ, -30^\circ$; 实心圆点, Ren 等的实验数据^[8]; 虚线, DWBA 计算结果; 实线, DWBA-PCI 计算结果; 单点画线, DWBA(FM)-PCI 计算结果^[8]; 双点画线, BSR 计算结果^[8]; 点线, DWB2-RM 计算结果^[8]

与实验结果相比,无论是 TDCS 的形状,还是 Recoil 与 Binary 的峰位和峰强比,本文的 DWBA-PCI 计算结果与实验符合得非常好,明显优于没有考虑 PCI 效应的 DWBA 及文献 [8] 中的 BSR 和 DWB2-RM 方法,这说明两出射电子之间的 PCI 效应在此条件下的 (e, 2e) 过程中起着非常重要的作用. 然而,当散射角 $\theta_1 = -25^\circ$ 和 -30° 时,如图 1(e), (f) 所示,所有的理论计算结果都与实验数据符合不好,尤其是在 Recoil 峰区和 Binary 峰小角度区 ($\theta_2 < 100^\circ$).

图 2(a)—(f) 给出了电离电子能量 $E_2 = 5$ eV, 散射角 $\theta_1 = -8^\circ, -10^\circ, -15^\circ, -20^\circ, -25^\circ, -30^\circ$ 的 TDCS, 从图中可以看出 Binary 峰在散射角 $\theta_1 = -20^\circ$ 时才出现了分裂. 在 $\theta_1 = -8^\circ$ 和 -10° 时,如图 2(a), (b) 所示,与实验数据相比, DWBA-PCI 计算结果很好地预言了 Recoil 和 Binary 峰的位置,但两峰的强度比却高估了实验; DWBA 及文献 [8] 中的 BSR 和 DWB2-RM 计算较好地预言了 Recoil 和 Binary 峰强比,但 Binary 峰的位置偏离了实验. 在 $\theta_1 = -15^\circ$ 和 -20° 时,如图 2(c), (d) 所示,与实验结果相比, DWBA-PCI 计算结果与实验符合得非常好,明显优于没有考虑 PCI 效应的 DWBA 及文献 [8] 中的 BSR 和 DWB2-RM, 同样表明了 PCI 效应的重要性. 在 $\theta_1 = -25^\circ$ 和 -30° 时,如图 2(e), (f) 所示,所有的理论计算都与实验数据不符合,相对而言考虑 PCI 效应的 DWBA-PCI 计算结果在形状上符合较好.

图 3(a)—(f) 给出了电离电子能量 $E_2 = 15$ eV, 散射角 $\theta_1 = -8^\circ, -10^\circ, -15^\circ, -20^\circ, -25^\circ, -30^\circ$ 的 TDCS, 从图中可以看出 Binary 峰几乎没有分裂,而 Recoil 峰从 $\theta_1 = -8^\circ$ 时就出现了分裂. 与实验数据相比, DWBA-PCI 计算结果很好地预言了 Binary 和 Recoil 峰的位置,并且随着散射角的增加,与实验的符合程度越来越好. DWBA 及文献 [8] 中的 BSR 和 DWB2-RM 计算虽然较好地预言了 Recoil 和 Binary 峰强比,但 Binary 峰的位置偏离了实验,并且随着散射角的增大,与实验的符合程度越

来越差.

从上述比较可以看出,考虑 PCI 效应的 DWBA-PCI 计算更加准确地预言了 Binary 和 Recoil 峰的位置,这是容易理解的,PCI 作用导致两出射电子之间的夹角增大,从而使 Binary 峰偏离动量转移的方向往大 θ_2 角移动,使 Recoil 峰偏离动量转移的反方向往小 θ_2 角移动,这一行为正好与实验数据符合.

为了比较交换势的影响,我们在图 1—3 中还给出了文献 [8] 考虑 PCI 效应但采用 F-M 交换势的 DWBA(FM)-PCI 计算结果. 总体来看,本文采用 MSCEP 势的 DWBA-PCI 计算结果明显好于采用 F-M 交换势的计算结果,尤其在低电离电子能量和小散射角情况下更加明显,这与 Biava 等^[20]得到的结论相同,即 F-M 交换势不能很好地描述 Ar 3p 的电离.

4 结论

本文采用 MSCEP 作为交换势的 DWBA, 以及同时考虑后碰撞效应的 DWBA-PCI, 计算了共面不对称条件下能量为 70.8 eV 的电子与 Ar(3p) 碰撞的 (e, 2e) 三重微分截面,并与 Ren 等^[8]的最新实验数据进行了比较. 结果表明采用 MSCEP 势并考虑了 PCI 效应的 DWBA 理论计算能够很好地预言出 TDCS 角分布的形状,以及 Binary 和 Recoil 峰的位置,与其他计算方法相比改善了与实验数据符合的程度,这说明电子交换效应和 PCI 在低能电子碰撞的 (e, 2e) 过程中起着重要作用. 同时我们也看到,理论计算与实验测量的 TDCS 仍然存在着较大的差别,尤其是在大散射角、小电离电子能量的条件下,无法仅用一种方法就能够很好地描述全部实验结果,如何在处理多电子体系的碰撞过程中统一并准确地描述各粒子之间的交换、关联、极化,以及后碰撞效应等相互作用是今后需要解决的关键问题.

- [1] Ehrhardt H, Schulz M, Tekaat T, Willmann K 1969 *Phys. Rev. Lett.* **22** 89
 [2] Ehrhardt H, Jung K, Knoth G, Schlemmer P 1986 *Z. Phys.* **D 13**
 [3] Lahmam-Bennani A 1991 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **24** 2401
 [4] Murray A J 2005 *Phys. Rev. A* **72** 062711
 [5] Nixon K L, Murray A J, Kaiser C 2010 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **43** 085202

- [6] Ren X G, Senftleben A, Pflüger T, Dorn A, Bartschat K, Ullrich J 2010 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **43** 035202
 [7] Ren X G, Senftleben A, Pflüger T, Dorn A, Bartschat K, Ullrich J 2011 *Phys. Rev. A* **83** 052714
 [8] Ren X G, Pflüger T, Ullrich J, Zatsarinny O, Bartschat K, Madison D, Dorn A 2012 *Phys. Rev. A* **85** 032702
 [9] Bray I 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 4721

- [10] Berakdar J 1996 *Phys. Rev. A* **53** 2314
- [11] Hargreaves L R, Stevenson M A, Lohmann B 2010 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **43** 205202
- [12] Naja A, Staicu Casagrande E M, Lahmam-Bennani A, Stevenson M, Lohmann B, Dal Cappello C, Bartschat K, Kheifets A, Bray I, Fursa D V 2008 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **41** 085205
- [13] Bartschat K, Fursa D V, Bray I 2010 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **43** 125202
- [14] McCarthy I E 1995 *Aust. J. Phys.* **48** 1
- [15] Prideaux A, Madison D H 2005 *Phys. Rev. A* **72** 032702
- [16] Hu X Y, Zhou Y J 2008 *Phys. Lett. A* **372** 4809
- [17] Wu X J, Chen X J, Shan X, Chen L Q, Xu K Z 2004 *Chin. Phys.* **13** 1857
- [18] Gao R J, Ge Z M 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1702 (in Chinese) [高瑞军, 葛自明 2010 物理学报 **59** 1702]
- [19] Zhou L X, Yan Y G 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7619 (in Chinese) [周丽霞, 燕友果 2008 物理学报 **57** 7619]
- [20] Biava D A, Bartschat K, Saha H P, Madison D H 2002 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **35** 5121
- [21] Furness J B, McCarthy I E 1973 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **6** 2280
- [22] Perdew J P, Zunger A 1981 *Phys. Rev. B* **23** 5048
- [23] Bartschat K, Burke P G 1988 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **21** 2969
- [24] Bartschat K, Vorov O 2005 *Phys. Rev. A* **72** 022728
- [25] Zatsarinny O 2006 *Comput. Phys. Commun.* **174** 273
- [26] Zatsarinny O, Bartschat K 2012 *Phys. Rev. A* **85** 032708
- [27] Clementi E, Roetti C 1974 *At. Data Nucl. Data Tables* **14** 177
- [28] Gianturco F A, Scialla S 1987 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **20** 3171
- [29] Prideaux A, Madison D H 2003 *Phys. Rev. A* **67** 052710
- [30] Jones S, Madison D H, Franz A, Altick P L 1993 *Phys. Rev. A* **48** R22
- [31] Ward S, Macek J 1994 *Phys. Rev. A* **49** 1049

Triple differential cross section for the ionization of Ar(3p) by low-energy electron impact in the coplanar asymmetric geometry*

Zhang Han-Jun Shan Xu[†] Xu Chun-Kai Chen Xiang-Jun

(Hefei National Laboratory for Physical Sciences at the Microscale, Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

(Received 7 May 2013; revised manuscript received 5 June 2013)

Abstract

(e, 2e) triple differential cross sections for the ionization of Ar (3p) by 70.8 eV electron impact are calculated in the coplanar asymmetric geometry using the modified distorted-wave Born approximation, and compared with the recent experimental data of Ren et al. [Ren et al. 2012 *Phys. Rev. A* **85** 032702]. The results show that electron exchange effect and post-collision interaction play an important role in the (e, 2e) process of low-energy electron impact.

Keywords: (e, 2e) triple differential cross section, distorted-wave Born approximation, post-collision interaction, electron exchange effect

PACS: 34.80.Dp, 34.50.Fa

DOI: 10.7498/aps.62.183401

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2010CB923301), and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10979007, 11174268, 10904136, 20973160).

[†] Corresponding author. E-mail: xshan@ustc.edu.cn