

150 eV 电子入射电离 He 原子三重微分截面的动量转移依赖*

陈展斌¹⁾ 杨欢²⁾ 张穗萌^{1)2)†}

1) (安徽师范大学物理与电子信息学院, 芜湖 241000)

2) (皖西学院材料与化工学院原子与分子物理研究所, 六安 237012)

(2011 年 3 月 27 日收到; 2011 年 5 月 3 日收到修改稿)

用 BBK 模型和 DS3C 模型在入射能 150 eV 对氦原子截面依赖动量转移几何条件下的三重微分散射截面 (TDCS) 进行了理论计算, 把计算结果与实验测量结果进行了比较, 对截面的结构进行了分析, 并对该几何条件下的交换效应进行了系统的研究.

关键词: DS3C 模型, 动量转移, 交换效应

PACS: 34.80.Dp, 34.50.Fa

1 引言

近年来, 随着实验技术的发展和研究手段的深入, 各种几何条件下电子入射单电离原子的 (e,2e) 反应在理论研究上热度不减^[1-10], (e,2e) 电子碰撞在实验上也得到了巨大的成功, 到目前已经完成了上百种原子、分子的电子动量谱测量. 其研究领域扩展到了材料科学、生物大分子和激发态及极化原子方面, 已形成了一个专门的领域. 在一些几何条件下人们能准确的预测三重以及全微分散射截面全范围内的运动参数 (能量, 动量 (矢量)). 因此, 现在的兴趣已经转入更复杂的几何条件中研究, 一些新奇的几何条件更能激发实验工作者探索的兴趣^[1,6].

实验中得到的大量数据, 有力地推动了理论工作的展开, 各种新颖的理论方法应运而生. 对于结构简单的靶原子, 上世纪八、九十年代发展起来的收敛紧耦合 (CCC) 方法和对原子末态长程库仑势严格求解 Schrödinger 方程的 BBK 方法, 被广泛应用于原子物理学的不同问题, 得到了国内、外同行的广泛认可. 其中 BBK 方法在处理氢原子和氦

原子方面是公认的最佳模型, 由于其考虑了三个独立的两体库仑的相互作用, 因而其解表示为三个库仑波函数的乘积, 通常称这个解为 3C 函数. 在该模型发展的过程中, Berakdar^[9] 及 Zhang^[10] 等人先后修正了由于第三个粒子存在对两个粒子之间相互作用强度影响的索末菲参数, 这种修正考虑了三个两体库仑相互作用彼此间的动力学屏蔽 (DS), 修正后的波函数称为 DS3C 波函数.

继 2006 年 Catoire 等人^[1] 报道对 He 原子在共面、大能量损失小动量转移这一新的几何条件下的三重微分截面进行了相对测量之后, 2007 年, DeHarak^[6,7] 等又从实验和理论上给出了电子电离氦原子 (e,2e) 反应中三重微分截面中动量转移的依赖关系. 其实验所得到的三重微分截面是在共面条件下入射能分别为 150 eV, 488 eV, 敲出电子能量为 34.5 eV, 通过固定敲出电子出射角 θ_b , 测量三重微分散射截面 (TDCS) 随散射角 θ_a 在 -30° 至 30° 的变化规律. 结果表明: 敲出电子出射角 θ_b 变化很小范围, 而系统的动量转移分别跃迁了近 2 倍和近 10 倍, 即三重微分截面对动量转移存在着严重的依赖, 这种实验的测量方式与 Ehrhardt 几何条

* 安徽省自然科学基金 (批准号:03406203), 安徽省教育厅重大科研项目基金 (批准号: ZD2007002-1), 安徽省教育厅自然科学基金 (批准号: 2006KJ267B) 和省高校拔尖人才专项基金 (批准号:[2003]022) 资助的课题.

† E-mail: Smzhang@wxc.edu.cn

件在实验上固定 E_1, E_2, θ_a , 测量三重微分散射截面 (TDCS) 随 θ_b 的变化有所不同. 实验上要完成这种条件下的测量工作比较困难, 因此早期的实验和理论研究都不多见. 探讨各种理论模型在该几何条件下的有效性就显得尤为必要^[6,7]. 但据我们所知, 到目前为止, 尚未有在该几何条件下对截面进行系统研究的报道, 急待进行进一步的研究.

本文用发展较成熟的 3C 模型和 DS3C 模型对上述特殊几何条件下 He 的三重微分散射截面进行了理论计算, 并对截面的结构和交换效应进行了深入而系统的分析和探讨.

2 理论方法

假设入射电子的动量为 \mathbf{k}_0 , 与 He 原子碰撞后散射电子和敲出电子的动量分别为 \mathbf{k}_1 和 \mathbf{k}_2 . 那么在原子单位中, 这一 (e,2e) 过程的 TDCS 为^[8]

$$\text{TDCS}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = (2\pi)^4 \frac{k_1 k_2}{k_0} |T_{fi}|^2, \quad (1)$$

其中, T_{fi} 为转换矩阵元, 被定义为

$$T_{fi} = \langle \psi_f^- | V_i | \phi_i \rangle, \quad (2)$$

考虑到两个出射电子的交换效应, 则相应的 TDCS 为^[2]

$$\begin{aligned} \text{TDCS}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) &= (2\pi)^4 \frac{k_1 k_2}{k_0} \left| \frac{3}{4} |f(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) - f(\mathbf{k}_2, \mathbf{k}_1)|^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{4} |f(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) + f(\mathbf{k}_2, \mathbf{k}_1)|^2 \right|, \quad (3) \end{aligned}$$

式中 $f(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ 和 $f(\mathbf{k}_2, \mathbf{k}_1)$ 分别为直接散射振幅和交换散射振幅. 系统的初态波函数可取为入射电子波函数与基态 He 原子波函数的乘积, 即

$$\phi_i(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} e^{i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_1} \varphi(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3). \quad (4)$$

末态由两个出射电子与剩余 He⁺ 组成, 其波函数可表示为

$$\psi_f^-(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = \phi_f(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \phi_{\text{ion}}(\mathbf{r}_3). \quad (5)$$

两个出射电子波函数 $\phi_f(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ 由 BBK^[8] 波函数给出

$$\phi_f(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = M e^{i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_1} e^{i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_2} \chi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \quad (6)$$

式中, 常量 M 为

$$\begin{aligned} M &= \frac{1}{(2\pi)^3} \exp \left[-\frac{\pi}{2} (\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_{12}) \right] \\ &\quad \times \Gamma(1 - i\alpha_1) \Gamma(1 - i\alpha_2) \Gamma(1 - i\alpha_{12}), \quad (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\chi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \\ &= \prod_{j=1}^2 {}_1F_1[i\alpha_j; 1; -i(k_j r_j + \mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r}_j)] \\ &\quad \times {}_1F_1[i\alpha_{12}; 1; -i(k_{12} r_{12} + \mathbf{k}_{12} \cdot \mathbf{r}_{12})]. \quad (8) \end{aligned}$$

该函数的意义在于: 末态中用三个两体库仑波的乘积来表示的严格库仑三体波函数, 从而很好的解决了三体库仑问题. 其中, ${}_1F_1$ 为合流超几何函数, α_i ($i = 1, 2, 12$) 称为索末菲参量^[8], 它可表示为

$$\alpha_1 = -\frac{Z}{k_1}, \quad \alpha_2 = -\frac{Z}{k_2}, \quad \alpha_{12} = \frac{1}{2k_{12}}, \quad (9)$$

其中, $\mathbf{k}_{12} = \frac{1}{2}(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$; 由上述 α_i ($i = 1, 2, 12$) 得到的末态波函数称为 3C 波函数^[8]. 此模型也叫 3C 模型或 BBK 模型.

文献 [10] 中在 Berakdar^[9] 工作的基础上, 从动量相关的角度入手导出了任意几何条件下的索末菲参量, 新的索末菲参量即将 α_i ($i = 1, 2, 12$) 换成 β_i ($i = 1, 2, 12$). 其具体表达式为

$$\beta_1 = -\frac{Z - \frac{2k_{12}k_1^2}{(k_1 + k_2)^3} \left[\frac{3 + \cos^2[4\xi(k_2)]}{4} \right]^2}{k_1}, \quad (10)$$

$$\beta_2 = -\frac{Z - \frac{2k_{12}k_2^2}{(k_1 + k_2)^3} \left[\frac{3 + \cos^2[4\xi(k_1)]}{4} \right]^2}{k_2}, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \beta_{12} &= \frac{1}{2k_{12}} \left\{ 1 - \frac{4k_{12}^2}{(k_1 + k_2)^3} \left[k_1 \left[\frac{3 + \cos^2[4\xi(k_2)]}{4} \right] \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + k_2 \left[\frac{3 + \cos^2[4\xi(k_1)]}{4} \right] \right]^2 \right\}, \quad (12) \end{aligned}$$

其中

$$\xi(k_i) = \cos^{-1} \left[\frac{k_i}{\sqrt{k_1^2 + k_2^2}} \right]. \quad (13)$$

由上述 β_i ($i = 1, 2, 12$) 得到的末态波函数称为 DS3C 波函数. 而对索末菲参量的这种修正反映了末态波函数中的动量相关效应. 因此, 此模型称为 DS3C 模型.

在以下研究中, 我们分别在考虑两个出射电子交换效应的基础上用 3C 模型和 DS3C 模型对上述特殊几何条件下 He 的三重微分散射截面进行了理论计算, 计算结果分别标记为 3C 和 DS3C; 为了研究在这种几何条件下交换效应的影响, 在不考虑两个出射电子交换效应的情况下, 我们用 DS3C 模型也作了计算, 相应的结果标记为 DIRECT, 同

时给出了交换散射幅单独生成截面, 相应结果记为 EXCHANGE.

3 结果与讨论

3.1 TDCS 结构和 Gamow 因子

实验和理论结果如图 1(a)—(d) 所示 (为了叙

述方便, 以下我们用 a,b 分别标记散射和敲出电子). 由于 DeHarak 等人在共面 $E_i = 150$ eV, $E_b = 34.5$ eV, $\theta_b = 75^\circ, 90^\circ, -105^\circ$ 几何条件下对 TDCS 进行的是相对测量, 所以图中的理论计算结果都以其实验数据 [6,7] 为标准在散射角 $\theta_a = -18^\circ$ 处进行了归一化处理.

如图 1(a)—(c) 所示, 实验结果给出了较清晰的

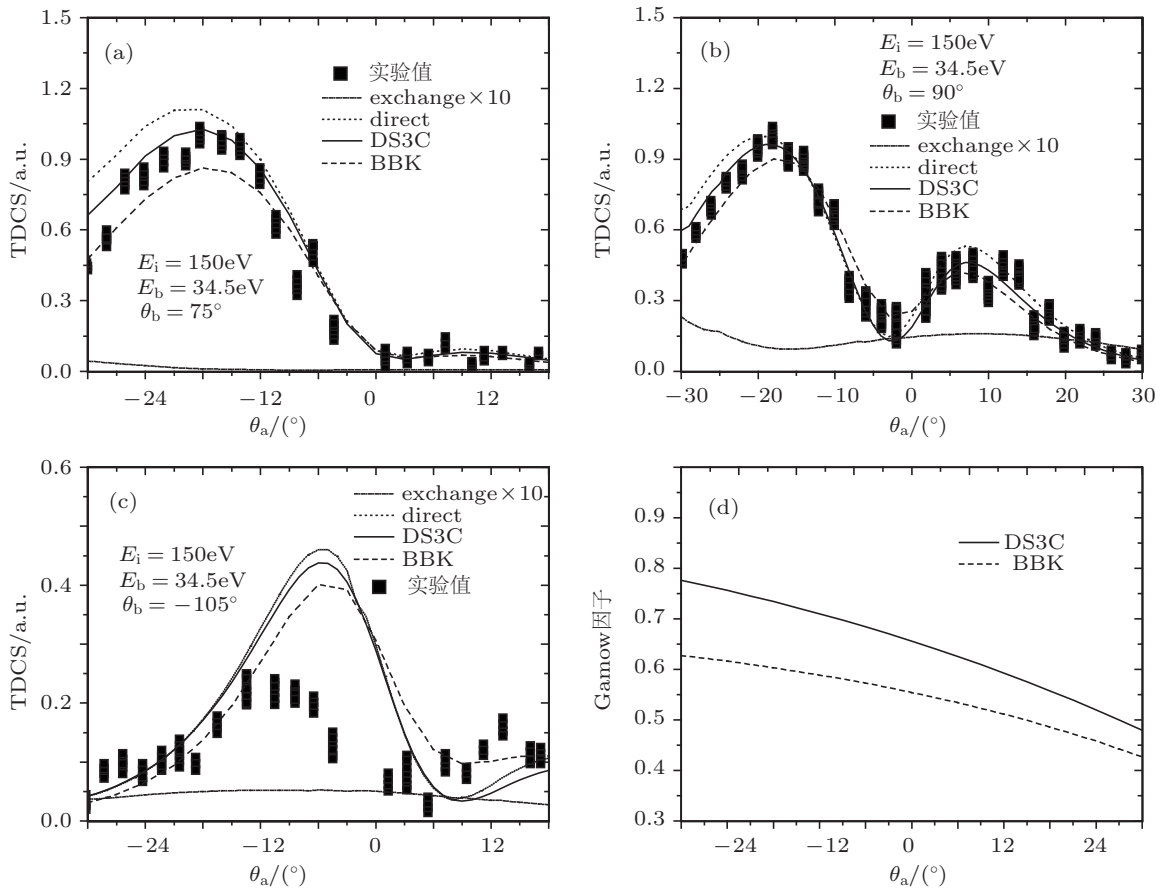


图 1 (a)—(c) 分别为 E_i 和 E_b 固定在 150 eV 和 34.5 eV 时, $\theta_b = 75^\circ, 90^\circ$ 和 -105° 时 TDCS 随 θ_a 变化的曲线; (d) Gamow 因子随 θ_a 变化的曲线

峰谷截面, 3C 和 DS3C 以及 DIRECT 三条理论曲线均给出了与实验数据基本符合的峰与谷的结构, 但三者幅度上却存在一定的差异, 其中在未考虑交换效应情况下的 DIRECT 曲线给出的峰稍强, 考虑交换效应情况下的 DS3C 曲线给出了与实验数据符合程度最好的峰谷结构, 而 3C 曲线则比 DS3C 曲线稍弱. 这种差异随着敲出电子出射角增大而增大, 可以看到, 3C 曲线峰的幅度略低, DS3C 相对较高, 且 BBK 理论的两种计算结果在图 (c) 中给出的峰值大于实验数据. 同时随着 θ_b 的增加, 理论结果和实验数据的各峰比率在逐渐减小. 我们还可

以看到 DS3C 曲线随着 θ_a 的增加, 即动量转移的增加, 峰的修正效果越来越不明显, 与 3C 曲线绝对差值也越来越小. 此外, 三条理论曲线在谷的角分布上略有差异, 但在峰的角分布上的基本相同. 这一结果不由让我们想起在 Ehrhardt 几何条件所得到的结论, 即由于 Gamow 因子的影响始终存在, 因此, 对 3C 的修正仍然是有意义的 [4]. 我们知道, Gamow 因子 $\exp(-\pi\alpha_{12}/2)$ 在中低入射能时对截面的影响是十分明显的, 且是两个出射电子排斥作用大小的量度. 因此, 在图 1(d) 中我们分别给出了这种特殊几何条件下 3C 和 DS3C 对应的 Gamow

因子随散射角 θ_a 的变化曲线. 可以看到, 在这种几何条件下, 两 Gamow 因子之间差异始终明显, 且随着散射角 θ_a 的增大不断减小. 而 Gamow 因子在散射角 -30° 至 12° 之间较大差异也正是导致图 1(a)—(c) 中该区域内各模型幅度的不同及与实验数据符合好坏的原因所在.

3.2 末通道的屏蔽

综观各图, DS3C 与 3C 理论曲线给出峰幅度的相对比率随出射角的增加而减小, 显现一定的规律性. 我们知道, Ehrhardt 几何条件下末通道库仑场的强弱将对峰的高低产生直接影响. 在该几何条件下是否依旧如此呢?

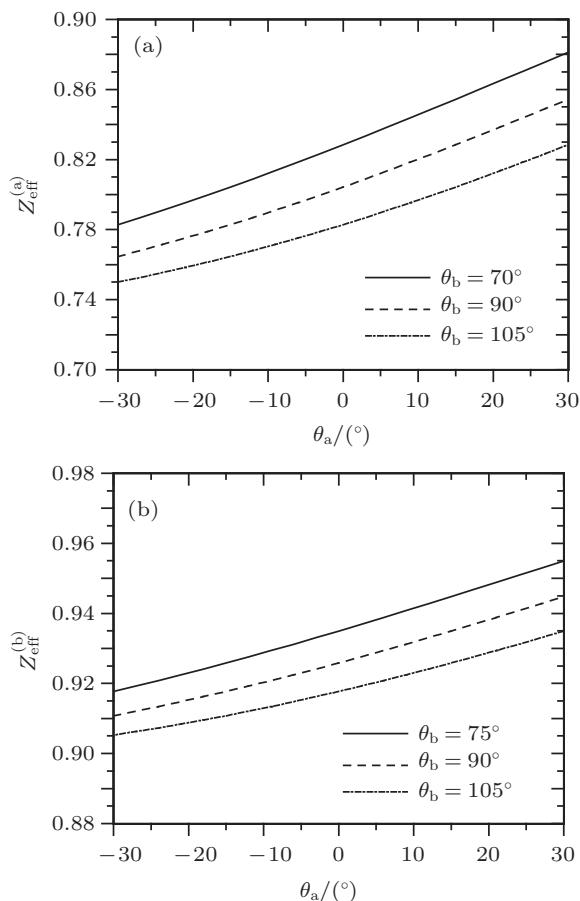


图 2 (a),(b) E_i 和 E_b 分别固定在 150 eV 和 34.5 eV 时, 散射电子所感受到的有效电荷 $Z_{\text{eff}}^{(a)}$ 及敲出电子 $Z_{\text{eff}}^{(b)}$ 所感受到的有效电荷随 θ_a 变化的曲线

在 DS3C 模型中散射电子所感受到的有效电荷为 [4]

$$Z_{\text{eff}}^{(a)} = Z - \frac{2k_{12}k_1^2}{(k_1 + k_2)^3} \left[\frac{3 + \cos^2 [4\xi(k_2)]}{4} \right]^2. \quad (14)$$

而敲出电子所感受到的有效电荷为

$$Z_{\text{eff}}^{(b)} = Z - \frac{2k_{12}k_2^2}{(k_1 + k_2)^3} \left[\frac{3 + \cos^2 [4\xi(k_1)]}{4} \right]^2. \quad (15)$$

在图 2(a),(b) 中我们给出了入射能 E_i 和敲出电子的能量 E_b 分别固定在 150 eV 和 34.5 eV, 敲出电子出射角 θ_b 分别取 $75^\circ, 90^\circ, 105^\circ$ 时, 两出射电子感受到的有效电荷 $Z_{\text{eff}}^{(a)}$ 和 $Z_{\text{eff}}^{(b)}$ 随电子散射角 θ_a 变化关系曲线. 由图可见: $Z_{\text{eff}}^{(a)}, Z_{\text{eff}}^{(b)}$ 均随着 θ_b 增加而减小, 随着 θ_a 增加而增大. 即说明: 在末态, 敲出和散射电子彼此间的屏蔽作用随着 θ_b 的增加均逐渐增加, 末态库仑场较弱, 这造成了峰的相对强度在随敲出电子出射角 θ_b 的增加而增大. 也就是说散射电子并没有完全屏蔽原子核对敲出电子的影响, 并且这种屏蔽作用在随 θ_b 的增加而增大, 另外在这种几何条件下 $Z_{\text{eff}}^{(a)}$ 始终小于 $Z_{\text{eff}}^{(b)}$, 可见敲出电子对核的屏蔽作用更强一些. 这一规律与早期的 Ehrhardt 几何条件下的结论是相同的. 这一点很好理解, 因为尽管动量转移等几何条件发生了变化, 但是慢电子对核的屏蔽度总是大于快电子对核的屏蔽度, 这不会随其他几何条件的改变而变化.

3.3 交换效应的理论研究

过去的研究表明: 许多在 高能电离碰撞中微弱的相互作用和关联效应在中低能碰撞时可能被放大且不可忽略. 通过上面的计算我们也看到, 交换效应在这种几何条件下是比较突出的, 因此, 我们有必要将对模型中所包含的交换效应进行系统的讨论. 下面将在不同条件下, 对该几何条件下的交换效应进行研究, 找出其与 TDCS 之间的规律, 从而从微观机理上分析其原因. 为了揭示交换效应与 TDCS 的关系和规律, 图 3 至图 5 中分三种情况分别讨论交换效应与敲出电子出射角 θ_b , 入射电子能量及敲出电子能量的关系, 在有实验数据的情况下, 尽可能选取与实验相一致的几何条件进行研究.

图 3(a)—(d) 给出 E_i 和 E_b 分别固定在 150 eV 和 34.5 eV, $\theta_b = 45^\circ, 75^\circ, 90^\circ$ 和 105° 时, TDCS 随 θ_a 的变化曲线. 首先, 在峰的幅度上, 当 θ_b 固定在 45° 时, DS3C 曲线由直接散射幅 (DIRECT) 和交换振幅 EXCHANGE 的贡献组成, 此时 EXCHANGE 所给出的 TDCS 理论曲线, 即交换散射幅单独生成的截面较强, 交换效应的贡献较大. 随着 θ_b 的不断增大, DS3C 理论曲线与 DIRECT 曲线均给出的较高的峰, 幅度上虽然存在一定的

差别但这种差别显现减少的趋势. 与直接散射幅 DIRECT 截面相比, 倍增 10 倍因子后的 EXCHANGE 截面幅度越来越小, 两者的比率 (DIRECT/EXCHANGE) 由原来的 6 : 1 增至 70 : 1, 即随着 θ_b 的不断增大, 对形成 DS3C 曲线峰幅度的贡献而言, EXCHANGE 截面所起的作用逐渐被 DIRECT 截面所取代. 但综观各图, DIRECT 与 DS3C 并不重合, 说明在该几何条件下, 交换效应对峰幅度的影响是始终存在的. 此外, 由图 3(a),(b) 中散射角在 -30° 至 -10° 以及图 3(c), (d) 0° 至 30° 中 EXCHANGE 截面的变化规律不难

发现: 在 EXCHANGE 截面显现峰或谷的位置处, DIRECT 与 DS3C 曲线在峰的幅度上差异明显.

其次, 在峰角分布上, 如上图所示, 图 3(a)—(d) DIRECT 与 DS3C 所给的峰的位置分别出现在 $\theta_a = -18^\circ$ 和 $-15^\circ, -16^\circ, -17^\circ, -18^\circ$ 处, DIRECT 与 DS3C 所给出的峰角分布上的错位为 $3^\circ, 2^\circ, 1^\circ, 0^\circ$, 即随着 θ_b 的增加, DS3C 与 DIRECT 所给出的峰角分布上的错位在减小, 可见交换效应对峰角分布的贡献在逐渐减小. 最后, 从形成的谷上看, DIRECT 与 DS3C 曲线给出几乎重合的谷位和分布, 这说明交换效应对谷的分布影响甚微.

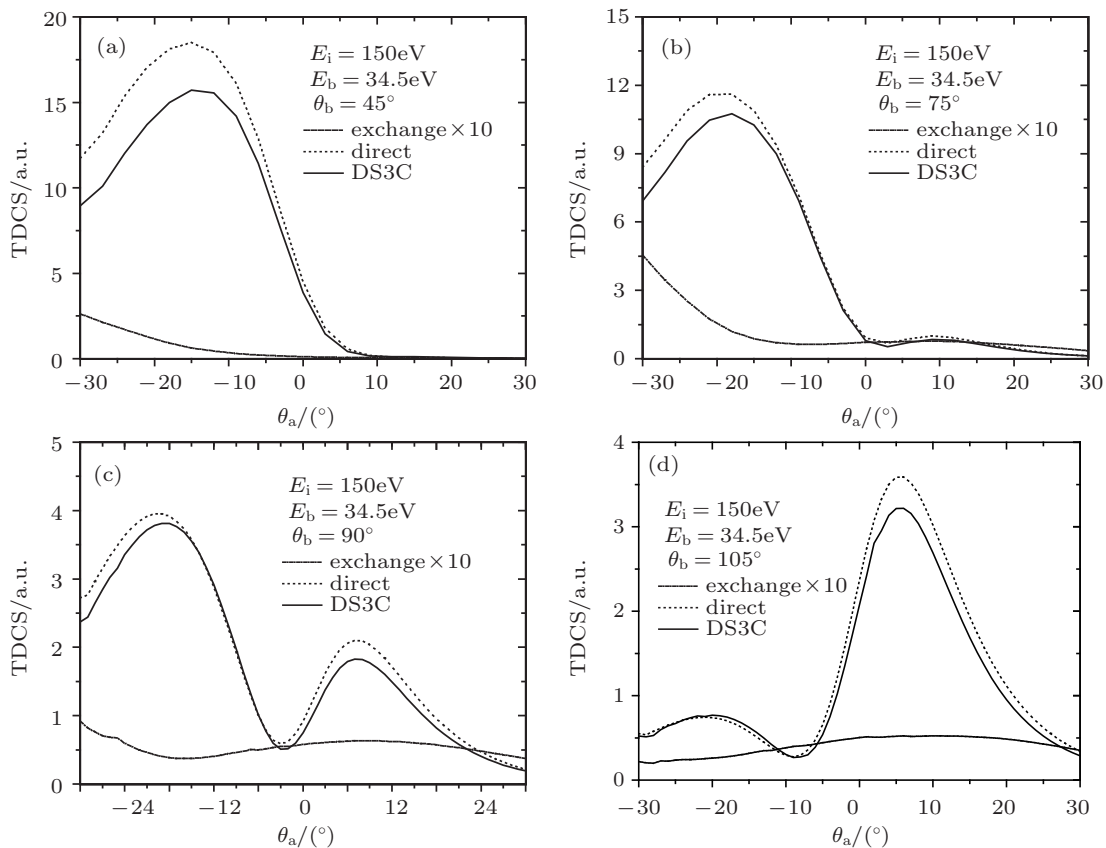


图 3 (a)—(d) E_i 和 E_b 分别固定在 150 eV 和 34.5 eV, $\theta_b = 45^\circ, 75^\circ, 90^\circ$ 和 105° 时, TDCS 随 θ_a 变化曲线

图 4(a)—(d) 给出了 $E_b = 34.5 \text{ eV}, \theta_b = 90^\circ$ 且 $E_i = 60 \text{ eV}, 100 \text{ eV}, 150 \text{ eV}, 250 \text{ eV}$ 时, TDCS 随 θ_a 的变化关系. 首先, 在峰的幅度上, 图 4(a),(b) 中, 当 θ_b 和 E_b 固定时, E_i 从 (60 eV)2.5 倍阈值到和 (100 eV)4 倍阈值这一范围内变化时, DIRECT 振幅与交换振幅 EXCHANGE 的比值均小于 10, 交换振幅对形成 DS3C 曲线的贡献十分突出, 交换效应十分明显. 如图 4(c),(d) 所示, 当 θ_b 和 E_b 固定时, E_i 从 (150 eV)6 倍阈值到 (250 eV)10 倍阈值以上这一范围内变化时, DIRECT 和 DS3C

曲线均能对实验给出较好的理论解释 DS3C 给出的峰幅度大致低于 DIRECT 所给出的峰幅度, 且 DS3C 与 DIRECT 在峰幅度的差别均随 E_i 的增加呈现极强的规律性的变化, 随着入射能 E_i 的不断增大, 对形成 DS3C 曲线峰幅度的贡献而言, EXCHANGE 截面所起的作用也逐渐被 DIRECT 截面所取代, 这说明交换效应对入射能量的依赖很大. 由此可见, 在该几何条件下, 交换效应对峰幅度存在的影响始终存在, 对峰幅度的影响随入射能的增加而逐渐减小.

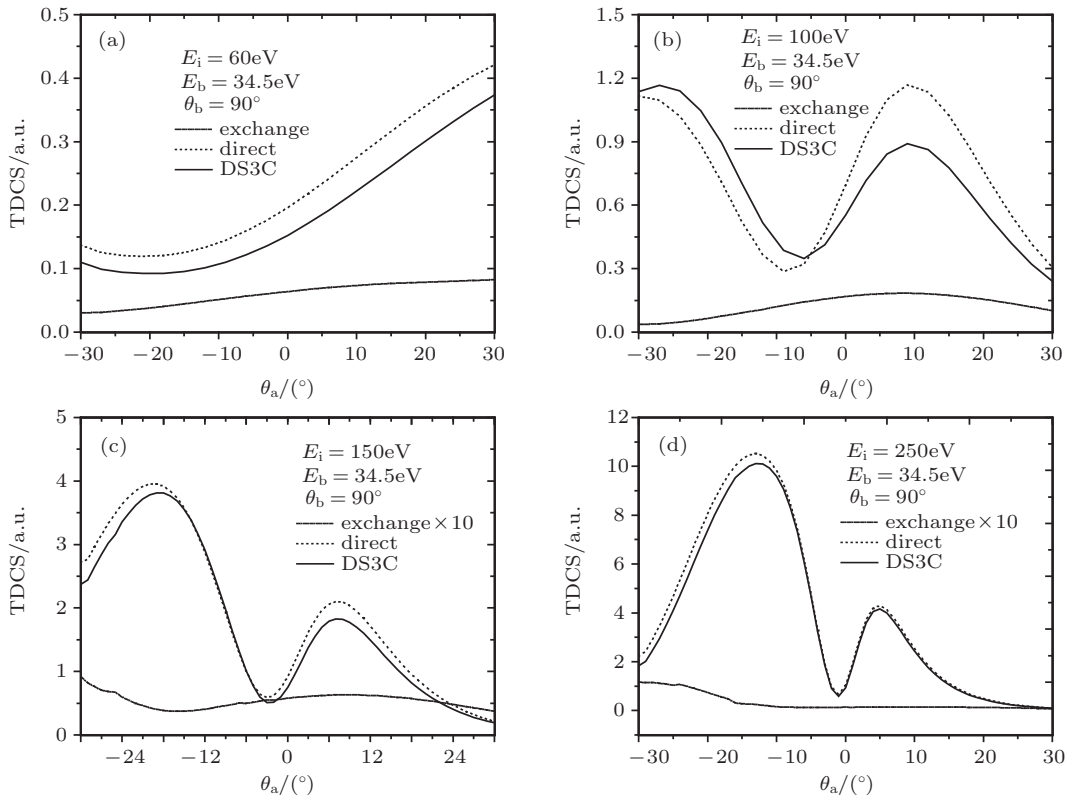


图4 (a)—(d) $E_b = 34.5\text{ eV}$, $\theta_b = 90^\circ$, $E_i = 60\text{ eV}$, 100 eV , 150 eV , 250 eV 时, TDCS 随 θ_a 的变化曲线

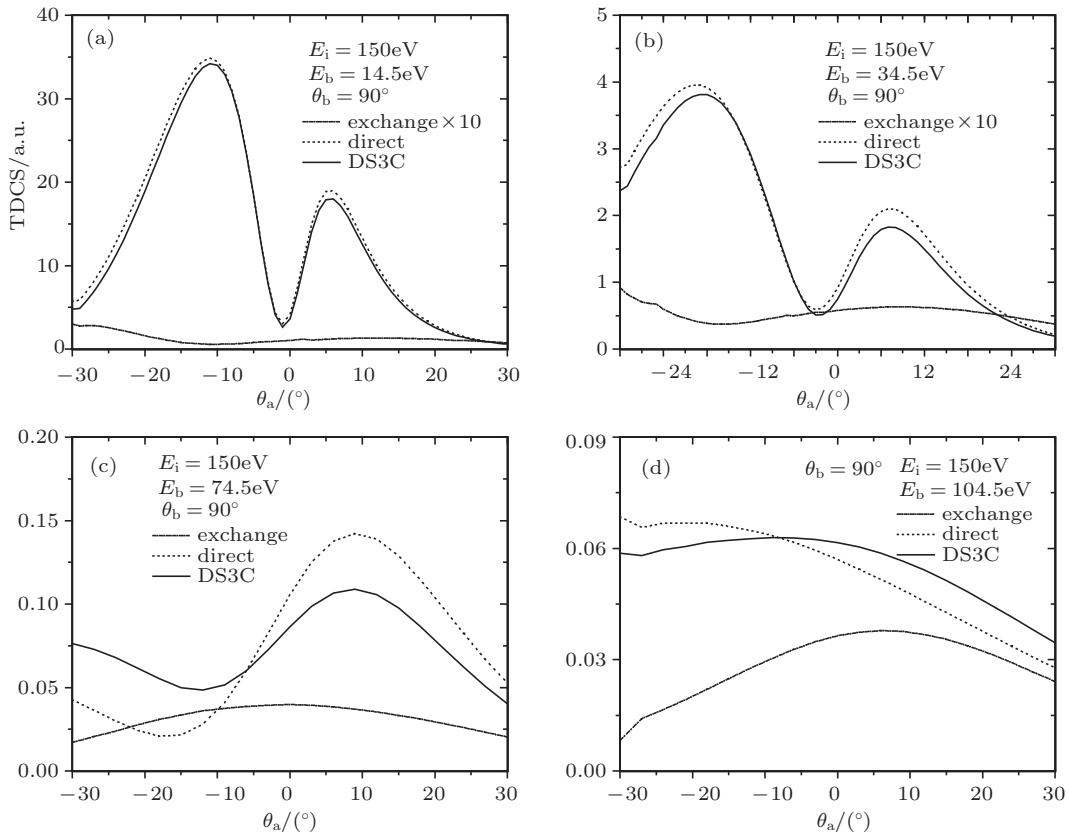


图5 (a)—(d) 分别给出 $E_i = 150\text{ eV}$, $\theta_b = 90^\circ$, $E_b = 14.5\text{ eV}$, 34.5 eV , 74.5 eV , 104.5 eV 时, TDCS 随 θ_a 的变化曲线

其次,在双峰的角度分布上,由图 4(a),(c),(d) 可见,在该几何条件下,DS3C 与 DIRECT 所给出的双峰角分布基本相同.由此可见,随着入射能的增加,交换效应对双峰角分布的影响甚微.但是我们注意到图 4(b) 中交换振幅导致了 DS3C 和 DIRECT 曲线在峰的幅度和分布上存在着部分错位的现象.最后,从形成的谷上看,DIRECT 与 DS3C 曲线在图 (a)—(d) 中给出的谷位和分布存在,随着入射能的增加,这种差异不断减小,曲线最终重合.

为了对交换效应与敲出电子能量的关系进行研究,我们固定入射能和出射角并计算了敲出电子能量 $E_b = 14.5 \text{ eV}, 34.5 \text{ eV}, 74.5 \text{ eV}, 104.5 \text{ eV}$ 时,TDCS 随 θ_a 的变化曲线.同时给出了交换散射幅单独生成截面,如图 5(a),(b) 所示,DS3C 截面与直接散射幅 DIRECT 曲线,两者给出的峰幅度基本相同,而交换效应单独生成截面很小,且不呈现明显的峰谷结构,说明在这种几何条件下,敲出电子能量较低时,交换效应对峰幅度影响不明显.如图 5(c),(d) 所示,与图 5(a),(b) 所示几何条件相比,此时交换散射幅单独生成截面相对强度明显增强特别是图 5(d) 随着 E_b 的增加,DIRECT 与 DS3C 曲线在峰幅度上的差别在递增,交换效应单独生成截面也在逐渐出现单峰结构,且峰的相对强度在逐渐增强,说明对于 TDCS 截面的贡献,EXCHANGE 所起的作用越来越大.

其次,在峰的角度分布上如图 5(a)—(d) 所示,当

敲出电子能量 E_b 分别为 $14.5 \text{ eV}, 34.5 \text{ eV}, 74.5 \text{ eV}, 104.5 \text{ eV}$ 时,DS3C 和 DIRECT 给出的峰分别出现在 $\theta_b = 6^\circ, 8^\circ, 10^\circ, 0^\circ$ 处和 $\theta_b = 6^\circ, 9^\circ, 12^\circ, -15^\circ$ 处,两者在峰角分布上的错位分别为 $0^\circ, 1^\circ, 2^\circ, 15^\circ$,可见这种错位在随 E_b 的增加而增大.由此可见,交换效应对 E_b 极为敏感,随着 E_b 的增加对 TDCS 的影响呈递增趋势.最后,从形成的谷上看,DIRECT 与 DS3C 曲线在图 5(a)—(d) 中给出的谷位和分布存在一定差异,随着入射能的增加,这种差异也在不断增大.换句话说,EXCHANGE 对 TDCS 截面的贡献越来越大.

4 结论

本文用 BBK 模型和 DS3C 模型在 150 eV 入射情况下对氦原子截面依赖动量转移几何条件下的三重微分散射截面进行了理论计算,并对截面的结构以及交换效应进行了系统的研究.表明,在这种几何条件下,由于 Gamow 因子的影响始终存在,对 3C 的修正仍然是有意义的.研究发现,末通道屏蔽效应对峰的幅度产生一定的影响,交换效应在该几何条件下对三重微分截面无论是峰谷幅度还是峰谷角分布都产生重要影响,且随着敲出电子出射角、敲出电子能量、入射电子能量的改变,呈现出很强的规律性,十分显著.

-
- [1] Catoire F, Staicu-Casagrande E M, Nekkab M, Cappello C D, Bartschat K, Lahmam-Bennani A 2006 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **39** 2827
- [2] Yang H, Gao K, Zhang S M 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5202 (in Chinese)[杨欢,高矿,张穗萌 2007 物理学报 **56** 5202]
- [3] Dürr M, Dimopoulou C, Najjari B, Dorn A, Bartschat K, Bray I, Fursa D V, Chen Z J, Madison D H, Ullrich J 2008 *Phys. Rev. A* **77** 32717
- [4] Yang H, Zhang S M, Wu X J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6938 (in Chinese)[杨欢,张穗萌,吴兴举 2009 物理学报 **58** 6938]
- [5] Sun S Y, Jia X F, Miao X Y, Zhang J F, Xie Y, Li X W, Shi W Q 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2744
- [6] DeHarak B A, Zhangjin Chen, Madison D H, Martin N L S 2007 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **40** 755
- [7] DeHarak B A, Zhangjin Chen Madison D H, Martin N L S 2005 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **38** L145
- [8] Brauner M, Briggs J S, Klar H 1989 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **22** 2265
- [9] Berakdar J, Briggs J S 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 3799
- [10] Zhang S M 2000 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **33** 3545

Momentum transfer dependence of the triple differential cross section for electron impact ionization of helium at incident energy of 150 eV*

Chen Zhan-Bin¹⁾ Yang Huan²⁾ Zhang Sui-Meng^{1)2)†}

1) (College of Physics and Electrical Information, Anhui Normal University, Wuhu 241000, China)

2) (Institute of Atomic and Molecular Physics, School of Materials and Chemical engineering, West Anhui University, Lu'an 237012, China)

(Received 27 March 2011; revised manuscript received 3 May 2011)

Abstract

The momentum transfer dependence of the cross section for electron impact ionization of helium at an incident energy of 150 eV is investigated by using the BBK model and the DS3C model. The results of the present work are compared with experimental data. The structure of the cross section is analyzed, and the exchange effect is discussed.

Keywords: DS3C model, momentum transfer, exchange effects

PACS: 34.80.Dp, 34.50.Fa

* Project supported by the Natural Science Foundation of Anhui Province (Grant No.03406203), the Foundation for Major Research Program of Education Department of Anhui Province (Grant No.ZD2007002-1), the Natural Science Foundation of Education Commission of Anhui Province (Grant No. 2006KJ267B), and the Foundation for University Talented Persons of Anhui Province, China (Grant No [2003]022).

† E-mail: Smzhang@wxc.edu.cn