

质子与 Be 原子的碰撞电离过程研究*

胡亚华¹⁾ 叶丹丹¹⁾ 祁月盈^{1)†} 刘晓菊²⁾ 刘玲³⁾

1) (嘉兴学院, 嘉兴 314001)

2) (中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

3) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2012 年 4 月 16 日收到; 2012 年 7 月 5 日收到修改稿)

本文采用初态程函近似-连续扭曲波方法研究了质子和 Be 原子的碰撞电离过程: 计算了入射离子能量从 50 keV/u 到 10000 keV/u 时一阶和二阶微分散射截面随电离电子能量和角度的变化规律, 并对各种碰撞电离机理进行了详细讨论; 计算所得总截面随入射离子能量的变化规律也与已有数据一致; 另外采用 FAC 代码研究了 Be 原子的内壳层电子 (1s) 被电离后的俄歇过程.

关键词: 重粒子碰撞电离, 连续扭曲波, 散射截面, 俄歇过程

PACS: 34.50.Fa, 52.20.Hv

1 引言

重粒子碰撞过程广泛存在于天体物理^[1]和实验等离子体环境^[2]中, 对离子电离平衡和能量输运都有重要影响. 研究重粒子碰撞过程可以揭示原子内部结构和碰撞机理等重要信息. 特别是随着高能粒子束技术的广泛应用, 人们对重粒子碰撞过程研究的兴趣日益增加. 例如在粒子束刻印术、核裂变反应堆、惯性约束聚变、磁约束聚变等应用方面, 都涉及到重粒子碰撞中包含的激发、电离以及电荷转移等过程. 因此, 有关重粒子碰撞过程的数据需要非常多, 这些理论和实验的数据积累不仅是基础科学研究的内容, 更重要的是可以为工业生产应用提供了指导和帮助. 很多理论和实验物理学家在这一领域开展了大量的研究工作^[3-22], 其中理论上有一级波恩近似(高能粒子的碰撞)^[3], Glauber 近似^[4], CTMC 方法(高能粒子的碰撞)^[5], MOCC 模型(低能粒子碰撞)^[6], CDW 模型(中高能粒子碰撞)^[7], CDW-EIS 近似(中高能粒子碰撞)^[8,9]等不同处理方法; 研究发现了多种碰撞电离机理, 如两体

碰撞电离 (BE)^[10], 软碰撞电离 (SC)^[11] 和电子俘获到入射粒子连续态 (ECC)^[12]. 根据“中心模型”理论^[13], 考虑重粒子的质量远大于电子质量, 碰撞过程中重粒子核会形成对出射电子产生影响的库仑中心. BE 电离机理对应于单 (入射粒子) 中心现象, 只考虑入射粒子与电子间的两体碰撞的情况, 所以经典的两体碰撞理论^[13] 可以给出很好的描述; SC 电离机理对应于单 (靶核) 中心现象, 初 (束缚) 态和末 (连续) 态都是以靶核为中心的, 所以一阶波恩近似^[13] 可以给出很好的解释; ECC 电离机理对应于双中心效应, 出射电子受到入射粒子和靶核叠加场的作用, 连续扭曲波方法 (CDW)^[13] 可以很好的解释 ECC 电离机理, 但由于 CDW 方法在 CDW 初态波函数没有被正确地归一化, 在中能区所得结果会比实验值偏高, 初态程函 - 末态连续扭曲波近似方法 (CDW-EIS)^[8,9] 则在 CDW 方法的初态波函数上加上了程函扭曲相因子, 末态波函数不变, 从而很好的考虑双中心效应, 尤其是在出射电子的中、低能区. 因此, CDW-EIS 方法在整个能量区域内给出的结果与实验值都符合得很好.

国际热核聚变计划 (ITER 计划) 是人类为了

* 国家自然科学基金 (批准号: 11005049, 10979007, 10974021) 资助的课题.

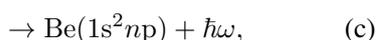
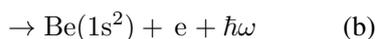
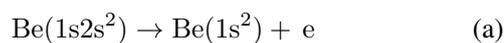
† E-mail: qi_yying@yahoo.com.cn

解决 21 世纪能源短缺所共同面对的科学挑战,许多问题亟待解决,其中面向等离子体的第一壁表面覆盖材料的选取就是一个非常重要的问题^[23].金属 Be 导热率高,对氧的亲合力高,与氢没有相互作用等优点被作为 ITER 第一壁重要候选材料^[24]并被成功用于实验装置^[25].因此,金属 Be 原子(离子)受到聚变堆中各种粒子的碰撞电离过程的研究非常多^[17-22].1992 年,国际原子能机构对电子与 Be 原子(离子)碰撞过程以及氢原子、分子、氦原子与 Be 离子的碰撞电离、激发和电荷转移过程数据进行了综述^[17].随后, Schultz 等人利用 CTMC 方法计算了氢原子和分子在中低能量时与 Be 离子的非弹性碰撞电离、激发和电荷转移过程的总截面^[18].Fritsch 等人用 AOCC 方法计算了氢原子在中低能下与 Be 离子的碰撞过程^[19,20].最近, Suzuki 等人用 MOCC 方法计算了氦原子与 Be 离子的低能碰撞过程和 CDW 方法下高能时的电荷转移过程^[21].对于质子与 Be 原子的碰撞过程,查到的有 MCCartney 和 Crothers 用 CDW-EIS 方法给出了其碰撞电离的总截面^[22].

本文研究的碰撞电离系统是



氢同位素是磁约束和惯性约束聚变的燃料,而被加热的氢、氘、氚都以等离子体形式存在,其大量的高能离子最容易与反应堆包层第一壁材料发生相互作用.因此,本文利用初态程函-末态连续扭曲波近似方法(CDW-EIS)^[8,9]研究质子与 Be 原子的碰撞电离过程,计算了质子与 Be 原子碰撞电离的总截面、一阶和二阶微分散射截面,并探讨了该体系碰撞电离过程的各种电离机理.另一方面,Be 原子的内壳层电子(1s)被电离后, K 壳层出现空穴,当 L 壳层电子跃迁到 K 壳层时,可能会发生以下过程:



(a), (b) 中的电子为俄歇电子.本文第三部分最后给出(a)过程的发生情况.

2 理论计算方法

将重粒子碰撞电离过程看成一个三体问题:入

射粒子,电离电子和靶核(包括冻结电子).入射粒子对靶的作用使得靶中电子从一个量子态 Ψ_i 跃迁到另一个量子态 Ψ_f , 跃迁概率为

$$a_{if}(\rho) = -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle \Psi_f | H_e - i \frac{\partial}{\partial t_r} | \Psi_i \rangle, \quad (2)$$

ρ 为碰撞参数,其方向与入射粒子的速度 \mathbf{v}_p 垂直; Ψ_i 表示体系总的初态波函数, Ψ_f 表示体系总的末态波函数.理论处理方法的不同主要取决于初末态波函数的选择和相互作用势的取舍.在 CDW-EIS 理论方法中,初态电子处于靶的束缚态和入射粒子的连续态上,末态电子同时处于靶和入射粒子的连续态,因此初末态波函数分别表述为

$$\begin{aligned} \Psi_i = & \Phi_i(\mathbf{r}_T) \exp(-i\varepsilon_i t) \exp\left(-\frac{1}{2}i\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{r} - \frac{1}{8}i v_p^2 t\right) \\ & \times \exp[-i v_p \ln(v_p r_p + \mathbf{v}_p \cdot \mathbf{r}_p)], \quad (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Psi_f = & (2\pi)^{3/2} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_T - i\varepsilon_k t) \\ & \times \exp\left(-\frac{1}{2}i\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{r} - \frac{1}{8}i v_p^2 t\right) \\ & \times N^*(\xi) {}_1F_1(-i\xi; 1; -i(kr_T + \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_T)) \\ & \times N^*(\zeta) {}_1F_1(-i\zeta; 1; -i(pr_p + \mathbf{p} \cdot \mathbf{r}_p)), \quad (4) \end{aligned}$$

其中, \mathbf{r}_T 和 \mathbf{r}_p 分别为实验室坐标系中电子相对于靶核和入射粒子的位矢, $\mathbf{r} = (\mathbf{r}_T + \mathbf{r}_p)/2$, \mathbf{v}_p 为入射粒子相对于靶核的速度, $\Phi_i(\mathbf{r}_T)$ 为活跃电子以靶核为中心的电子束缚态波函数,本文采用 Roothaan-Hatree-Fock(RHF) 波函数^[26], ε_i 为束缚能,最后一项 $\exp[-i v_p \ln(v_p r_p + \mathbf{v}_p \cdot \mathbf{r})]$ 为程函扭曲因子; $\xi = Z_T/k$, $\zeta = Z_p/p$; Z_T 和 Z_p 分别为靶和入射粒子的有效核电荷数; \mathbf{k} 为出射电子相对于靶核的动量; $\mathbf{p} = \mathbf{k} - \mathbf{v}_p$ 为出射电子相对于入射粒子的动量; $\varepsilon_k = k^2/2$ 为出射电子相对于靶核的动能; 合流超几何函数 ${}_1F_1(-i\xi; 1; -i(kr_T + \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}))$ 和 ${}_1F_1(-i\zeta; 1; -i(pr_p + \mathbf{p} \cdot \mathbf{r}_p))$ 分别表示靶核和入射粒子对出射电子的库仑扭曲; $N(a) = \exp(\pi a/2) \Gamma(1 - ia)$ 是库仑态密度因子.体系哈密顿量为

$$H_e = -\frac{1}{2} \nabla_r^2 - \frac{Z_T}{r_T} - \frac{Z_p}{r_p} + \frac{Z_T Z_p}{R}. \quad (5)$$

由于核间相互作用 $Z_T Z_p/R$ 对电子电离截面没有影响,因此本文不考虑核间相互作用对波函数的贡献.靶核的有效核电荷数为

$$Z_T = \sqrt{-2n^2 \varepsilon_i}. \quad (6)$$

例如, Be 原子 1s 的轨道能量 $\varepsilon_{1s} = -128.78352 \text{ eV}$, 2s 的轨道能量 $\varepsilon_{2s} = -8.41573 \text{ eV}$ ^[26].

对于给定的初末态波函数,由跃迁概率(2)可以导出电离过程的三阶微分截面

$$Q(\mathbf{k}) = \frac{d^3\sigma}{d\mathbf{k}} = \frac{d^3\sigma}{k^2 dk \sin\theta d\theta d\phi} = \int |a_{if}(\boldsymbol{\rho})|^2 d\boldsymbol{\rho}, \quad (7)$$

二阶微分散射截面

$$\sigma(E_k, \theta) = \frac{d^2\sigma}{dE_k d(\cos\theta)} = \int_0^{2\pi} kQ(\mathbf{k}) d\phi, \quad (8)$$

一阶微分散射截面

$$\sigma(\theta) = \frac{d\sigma}{d(\cos\theta)} = \int_0^\infty \sigma(E_k, \theta) dE_k, \quad (9)$$

$$\sigma(E_k) = \frac{d\sigma}{dE_k} = \int_0^\pi \sigma(E_k, \theta) \sin\theta d\theta, \quad (10)$$

总散射截面

$$\sigma = \int_0^\pi \sigma(\theta) \sin\theta d\theta = \int_0^\infty \sigma(E_k) dE_k. \quad (11)$$

本文下面部分将利用 CDW-EIS 理论方法研究过程(1)描述的碰撞电离.

3 结果与讨论

本文利用 CDW-EIS 方法研究质子与 Be 原子的碰撞电离过程,计算入射粒子能量从 50 keV 到 10000 keV 范围内一阶、二阶微分散射截面随出射电子角度和能量变化的规律,并给出了该过程的总散射截面.

3.1 碰撞电离的二阶微分散射截面

图 1 给出了不同的入射粒子能量下,二阶微分散射截面随出射电子能量的变化规律.其中,图 1(a) 为入射粒子能量为 100 keV、出射电子的散射角 $\theta = 0^\circ$ 时各壳层电子的二阶微分散射截面.从图中可以看出,随出射电子能量的增加,二阶微分散射截面出现了三个峰(软碰撞 SC; 俘获电离 ECC; 两体碰撞 BE).当入射粒子与靶中电子的碰撞作用较小时,入射粒子只是对靶中电子发生扰动,使得靶中电子被激发到连续态而电离,因此该电离机理产生的电子获得出射能量较低,这样就形成了出射电子能量靠近能量零点(电离阈)的 SC 峰.从图 1(a) 中 Be 原子的两个壳层电子对 SC 峰贡献可以看出,1s 电子比 2s 电子受到原子核的束缚强,不容易被激发到连续态而形成电离,因此对散射截面的贡献小.

当靶内束缚电子的速度接近于入射粒子的速度时,靶内电子容易受到入射粒子的作用而被俘获到入射粒子的连续态,此时形成 ECC 峰.当入射粒子能量为 100 keV 时, ECC 峰的位置 T 大约为 54.5 eV,其中 $T = m_e v_p^2/2$,这与图 1(a) 中的第二峰值(ECC)位置非常符合.表 1 给出了本文关注的入射粒子能量下,出射电子能量谱的 ECC 峰的位置.图 1 显示 ECC 峰与理论预测值符合得非常好.从 Be 原子两个壳层电子对 ECC 峰贡献来看,不管是内壳层电子还是外壳层电子,当出射电子速度等于入射粒子的速度时,都容易被入射粒子俘获到连续态而产生 ECC 峰.但是,随着入射质子能量增加,1s 电子电离的 ECC 峰强度大于 2s 电子电离的 ECC 峰强度,这是因为外壳层电子的平均速度低于内壳层电子的平均速度.当入射粒子能量比较小时,外壳层 2s 电子接近于入射粒子速度的分布概率高,发生 ECC 电离的概率大,因此对 ECC 峰贡献就多;当入射粒子能量增加时,内壳层 1s 电子接近于入射粒子速度的分布概率高,发生 ECC 电离的概率大,因此对 ECC 峰值贡献就多.由于入射粒子的速度在整个碰撞过程中基本保持不变,电子要发生 ECC 电离,必须保证出射方向与入射粒子的速度方向一致,因此,当出射电子的散射角 $\theta = 5^\circ$ 时, ECC 峰的强度会迅速减小,并且 ECC 峰随着散射角的增加而消失,如图 1(d) 所示.

当入射粒子与靶中电子碰撞作用较大时,入射粒子与靶中电子的相互作用近似为两体相互作用,二者之间发生大的动量转移,此时出射电子获得很高的能量,形成了 BE 峰.根据能量和动量守恒,当出射电子的散射角 $\theta = 0^\circ$ 时,出射电子获得的能量为 $E_{BE} = 4T - 2I$ ^[27],其中, T 为电子以入射粒子速度运动的能量, I 为靶中电子的电离能.因为靶中束缚电子有一定的动量分布,所以 BE 峰有一定的展宽^[28].表 1 给出了 Be 原子 1s 和 2s 壳层电子的 BE 峰位置的理论值和本文的计算值,计算的结果与理论值符合得非常好,因此我们可以用 BE 峰值公式 $E_{BE} = 4T - 2I$ 获得各种入射粒子能量下的 BE 峰位置.由于 Be 原子内壳层 1s 电子的电离能 ($I_1 = 128.8$ eV) 远大于外壳层 2s 电子的电离能 ($I_2 = 8.4$ eV),入射粒子要与内壳层 1s 电子发生 BE 电离相对要难很多,只有当入射粒子能量达到一定值 ($T = 64.4$ eV) 时才能发生,并且内壳层 1s 电子的 BE 峰不明显.如图 1(a) 所示.入射粒

子能量为 50 keV 时, 其能量不足以使内壳层 1s 电子发生 BE 电离, 因此 Be 原子的内壳层无 BE 峰.

图 1(b), (c), (d) 中 1s 壳层的 BE 峰非常平缓, 比 2s 壳层的 BE 峰要小很多.

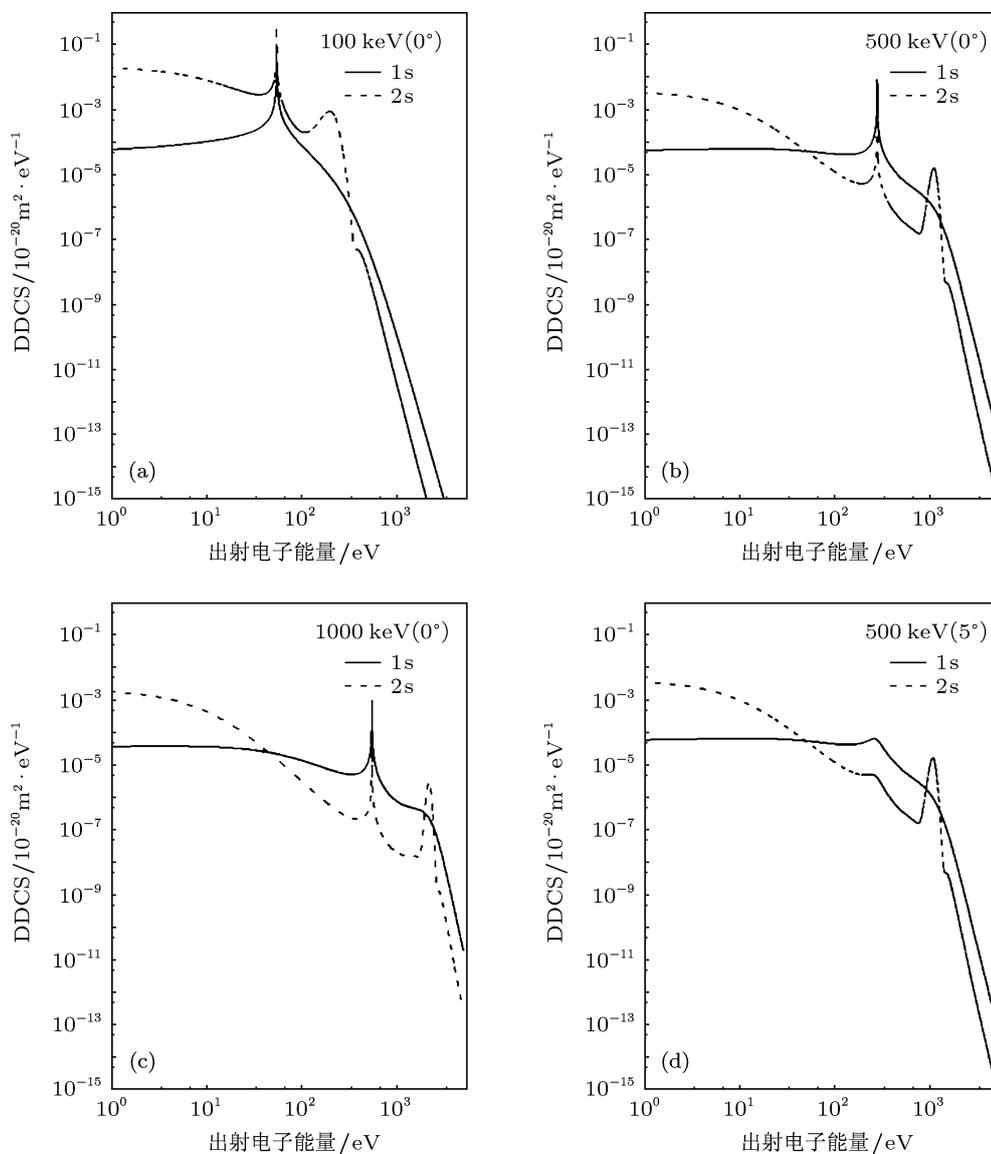


图 1 随电离电子能量和出射角度变化的分壳层二阶微分散射截面

表 1 不同入射粒子能量时, ECC 峰和 BE 峰值位置

入射粒子能量 / keV		50	100	500	1000	
ECC	$T = m_e v_p^2 / 2$	27.2	54.5	272.3	545.7	
	本文	27.4	54.8	274.1	548.4	
BE	1s	$4T - 2I_1$	—	—	831.6	1925.2
		本文	—	—	827.1	1920.1
	2s	$4T - 2I_2$	92.0	201.2	1072.4	2166.0
		本文	87.8	196.3	1078.2	2175.1

图 2 给出了出射电子散射角 $\theta = 0^\circ$ 时, 入射粒子能量分别为 50, 100, 500, 1000, 10000 keV/u 时, 二阶微分散射截面随出射电子能量的变化规律. 由于坐标限制, 图 2 中入射粒子能量为 1000 keV/u 时的 BE 峰未显示, 入射粒子能量为 10000 keV/u 时只显示了 SC 峰. 由图可知, 随着入射粒子能量的增加, SC 峰、ECC 峰和 BE 峰依然存在, 但三个峰值的大小逐渐减小, ECC 峰和 BE 峰位置逐渐增大. 当入射粒子能量增加时, 入射粒子运动速度变快, 在与靶相互作用时, 没有足够的时间俘获电子到自己的连续态, 也没有足够的时间转移大的动量给靶中的电子而形成 BE 峰, 因此 SC 峰、ECC 峰和 BE 峰的强度都迅速变小; 另一方面, 当入射粒子能量增加时, ECC 峰的位置 T 和 BE 峰的位置 $E_{BE} = 4T - 2I$ 都随之增加, 即 ECC 峰和 BE 峰的位置向高能发生了平移, SC 峰的分布区域增宽, 故此时碰撞电离过程的主要机理是软碰撞 SC.

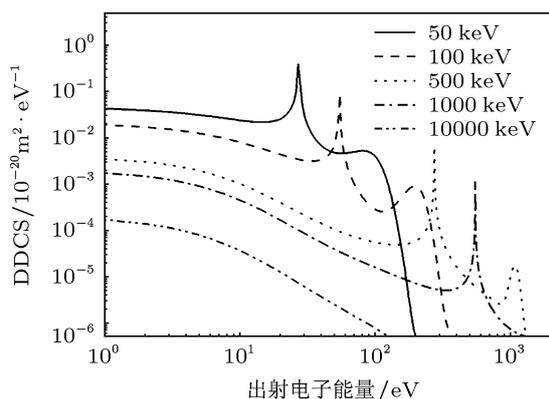


图 2 不同入射能量时随电离电子能量变化的二阶微分散射截面 ($\theta = 0^\circ$)

图 3 和图 4 是入射粒子能量分别为 50, 100 keV/u 时, 二阶微分散射截面随出射电子能量和散射角度变化的三维图. 图中显示, 随着出射电子散射角的增加, SC 峰单调减小, 但变化不大; SC 峰在散射角为 40° 附近存在一个峰值, 该峰为 BE 峰在角度变化方向延伸产生的叠加结果; ECC 峰随着角度会迅速减小, 大于 20° 时已经看不到了, 这是因为 ECC 电子应该与入射粒子一同运动, 基本保持同一个方向, 角度不会超过 20° ; BE 峰的位置连续向低能方向移动并形成一条高概率的脊, 这基本符合 $E_{BE} = 4T \cos^2 \theta$ 的关系, 但在散射角度 $\theta > 60^\circ$ 时, BE 峰会逐渐变得不明显, 这是由于靶中电子的动量分布已经可以与出射电子动

量分布相比, 此时两体碰撞电离机理不再成立, 双中心效应起了作用, 同时也与 SC 峰重叠. 比较图 3 和图 4, 图形中截面的变化趋势基本一致, 但在 SC 峰、ECC 峰和 BE 峰的数值大小上存在数量级上的差别, 这是由于入射粒子能量增加后, 入射粒子的速度变快, 其与靶粒子的相互作用时间就短, 相互作用产生的影响就小, 从而减小了靶中电子电离的概率.

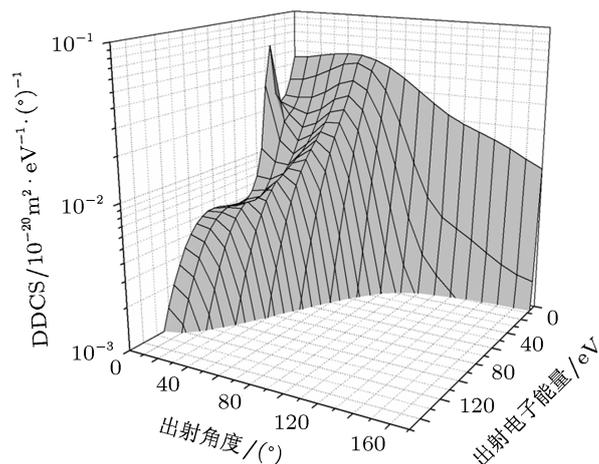


图 3 入射质子能量为 50 keV/u 时, 随电离电子能量和角度变化的二阶微分散射截面

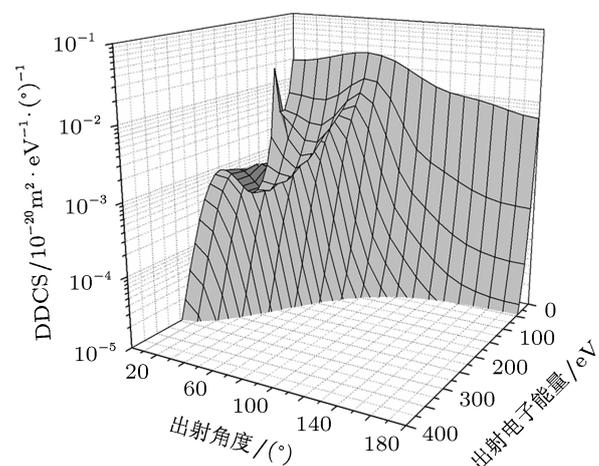


图 4 入射质子能量为 100 keV/u 时, 随电离电子能量和角度变化的二阶微分散射截面

3.2 碰撞电离的一阶微分散射截面

图 5 给出了入射粒子能量分别为 50, 100, 500, 1000, 10000 keV/u 时, 一阶微分散射截面随出射电子散射角的变化规律. 由图可知, 不同入射粒子能量下一阶微分散射截面都存在两个峰: 靠近零

角度位置的峰主要来源于 ECC 电离机理, 这是因为 ECC 电离产生的电子出射方向要求散射角与入射粒子方向相同; 第二峰的位置随着入射粒子能量的增加逐渐向 90° 散射角靠近, 其原因在于入射粒子能量增加时, 运动速度快, 其与靶的相互作用时间就短, 对靶中电子的作用主要集中在与靶距离较小的区域, 而这时的作用力方向是靠近 90° 的, 导致出射电子的方向就趋于向 90° 散射角方向偏移 [9]. 此外, 从图 5 还可以知道, 出射电子主要以前向散射为主, 当散射角大于 90° 时, 散射截面缓慢变小, 原因在于大于 90° 时只有 SC 电离, 其大小随着散射角的增大而单调减小.

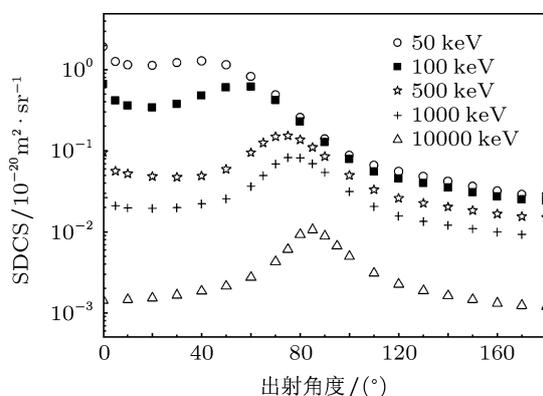


图 5 不同入射能量时随电离电子出射角度变化的一阶微分散射截面

图 6 给出了入射粒子能量分别为 50, 100, 500, 1000, 10000 keV/u 时, 一阶微分散射截面随出射电子能量的变化规律. 图中箭头位置分别为各入射粒子能量下 ECC 电离机理的峰值位置 (由于入射粒子能量为 10000 keV/u 时, ECC 峰值位置已经超出图中坐标范围, 因此未标出). 图中显示, 一阶微分散射截面随着出射电子能量增加的, 首先经过一个比较平缓变小的平台, 而后快速减小. 根据电离机理的不同将这个平台分为三个区域: 箭头位置左侧低能区域为 SC 电离区域; 箭头位置附近为 ECC 电离区域; 箭头位置右侧高能区为 BE 电离区域. 在这三种电离区域构成的平台上, 随着入射粒子能量的增加, SC 电离的能量区域增加, ECC 电离的能量区域和 BE 电离区域依次向高能方向平移增加, 因此这个平台区域的长度变长; 随着入射粒子能量增加, 这个平台的高度大小依次减小, 并且变化减小速度变快. 综上所述, 对总的散射截面贡献上来看, 出射电子在低能区以软电离机理为主, 特别是对高能入射粒子, 软碰撞电离机理所占的比重更大.

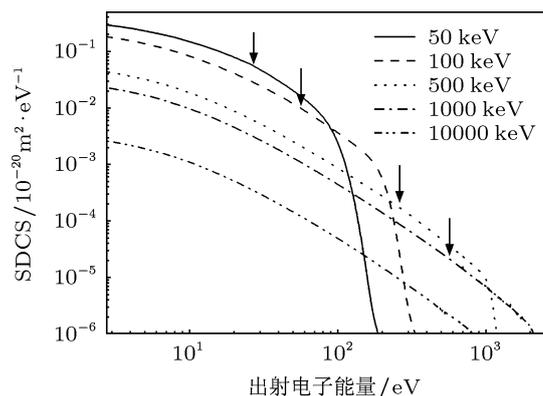


图 6 不同入射能量时随电离电子能量变化的一阶微分散射截面

3.3 碰撞电离的总散射截面

McCartney 和 Crothers^[22] 用相同的 CDW-EIS 方法计算了质子与 Be 原子总的微分散射截面, 但未给出一阶和二阶微分散射截面. 由于 Be 元素的昂贵和剧毒性, 目前还没有质子与 Be 原子总散射截面的实验结果. 图 7 给出了本文计算的质子与 Be 原子 1s 和 2s 壳层电子发生碰撞电离的总散射截面, 计算结果与 McCartney 和 Crothers^[22] 的结果完全一致. 由图可知, 随着质子能量的增加, 总微分散射截面快速增加到峰值, 然后慢慢减小; 2s 电离的总散射截面的峰值位置出现在 30 keV/u 附近, 此时入射质子速度与靶内电子 2s 的平均速度非常接近. 正如前面所述, 当入射粒子的速度接近于靶内束缚电子的速度时, 靶内电子比较容易受到入射粒子的作用而被俘获到入射粒子的连续态而形成 ECC 峰; 另外, 由于内壳层 1s 电子受到靶核的束缚作用相对较大, 内层电子相对于外壳层 2s 的电子要挣脱靶核的束缚会困难的多, 因此 1s 壳层电子对总微分散射截面贡献要远小于 2s 壳层电子的贡献.

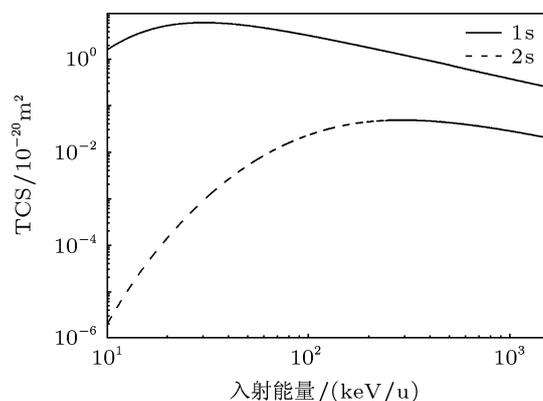


图 7 质子与 Be 原子碰撞电离的总微分散射截面

3.4 俄歇过程

由于高能质子的碰撞, Be 原子的内壳层电子 (1s) 被电离后, K 壳层出现空穴, L 壳层的一个电子将跃迁到 K 壳层, 可能会辐射一个光子 (a),

也可能不辐射光子而使得 L 壳层的另一个电子发生电离, 而辐射出俄歇电子 (b), 也可能使得 L 壳层的另一个电子激发, 并伴随着辐射一个光子 (c). 本文采用 FAC 代码^[29]研究了这个过程, 数据如表 2 所示.

表 2 Be⁺ 衰变俄歇电子强度计算的有关参数

初态	末态	能级差	自电离速率系数	双电子俘获强度
1s2s ²	1s ²	95.588 eV	5.5428(+13)	287.04

4 结论

本文利用 CDW-EIS 方法计算了质子与 Be 原子的碰撞电离过程. 计算得到了碰撞电离过程的总散射截面, 以及入射粒子能量从 50 keV/u 到 10000 keV/u 范围内随出射角度和电离电子能量变化的一阶、二阶微分散射截面. 结果表明, 计算的总微分散射截面与前人的结果一致, 总微分散射截面随着入射质子能量快速增加到靶粒子内束

缚电子平均速度对应的能量峰值后慢慢减小; 随着入射质子能量增加, 一阶微分散射截面的平台长度变长、高度减小而减小速度变快, 电离电子在低能区以软电离为主; 电离电子主要以前向散射为主; 随着电离电子能量增加, 二阶微分散射截面出现了 SC 峰、ECC 峰和 BE 峰并随着入射质子能量增加而迅速减小, 而由于内层 1s 壳层电子电离能高, 其 BE 峰只有在入射质子能量增加到一定值时才能出现, 并且半高峰宽要小很多.

- [1] Krasnopolsky V A, Mumma M J 2001 *Astrophys. J.* **549** 629
- [2] Janev R K, Kato T, Wang J G 2000 *Phys. Plasma* **7** 4364
- [3] Bates D R, Griffing G 1953 *Proc. Phys. Soc. A* **66** 961
- [4] Golden J E, McGuire J H 1976 *J. Phys. B: At. Mol. Phys* **9** L11
- [5] Olson R E, Salop A 1977 *Phys. Rev. A* **16** 531
- [6] Zygelman B, Cooper D L, Ford M J, Dalgarno A, Gerratt J, Raimondi M 1992 *Phys. Rev. A* **46** 3846
- [7] Crothers D S F, Mcann J F 1983 *J. Phys. B: At. Mol. Phys* **16** 3229
- [8] McSherry D M, O'Rourke S F C, Crothers D S F 2003 *Computer Physics Communications* **155** 144
- [9] Ning Y, He B, Liu C L, Yan J, Wang J G 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3075 (in Chinese) [宁焯, 何斌, 刘春雷, 颜君, 王建国 2005 物理学报 **54** 3075]
- [10] Rudd M E, Jorgensen T 1963 *Phys. Rev.* **131** 666
- [11] Bethe H 1930 *Ann. Phys.* **5** 325
- [12] Crooks G B, Rudd M E 1970 *Phys. Rev. Lett.* **25** 1599
- [13] Stolterfoht N, DuBois R D, Rivarola R D 1977 *Electron Emission in Heavy Ion-Atom Collisions* (Heidelberg: Springer-Verlag) p8
- [14] McDowell M C R, Coleman J P 1970 *Introduction to the Theory of Ion-Atom Collisions* (Amsterdam: North Holland Publishing company) p307
- [15] Tong X M, Li J M 1987 *Acta Phys. Sin.* **36** 773 (in Chinese) [全晓明, 李家明 1987 物理学报 **36** 773]
- [16] Zhou X X, Zhang X Z, Chen H S, Dong C Z 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 1096 (in Chinese) [周效信, 张现周, 陈宏善, 董晨钟 1997 物理学报 **46** 1096
- [17] Janev R K 1992 *Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion* (Supplement to the Journal Nuclear Fusion) Vienna, international atomic energy agency, 1992 p87
- [18] Schultz D R, Krstić P S, Reinhold C O 1996 *Phys. Scr.* **T62** 69
- [19] Fritsch W, Tawara H 1996 *National Institute for Fusion Science Report NIFS-DATA-39* Nagoya, Japan 1996 p89
- [20] Fritsch W 1997 *Phys. Scr.* **T73** 197
- [21] Suzuki S, Gulyás L, Shimakura N, Fainstein P D, Shirai T 2000 *J. Phys. B* **33** 3307
- [22] McCartney M, Crothers D S F 1993 *J. Phys. B* **26** 4561
- [23] Gou F, Gleeson M A, Kleyn A W 2006 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **8** 5522
- [24] Jang M, Guo F J, Yan A Y, Zhang C W, Miao F 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7743 (in Chinese) [姜明, 苟富均, 闫安英, 张传武, 苗峰 2010 物理学报 **59** 7743]
- [25] Jia W B, Hei D Q, Qian Z Y 2010 *Atomic Energy Science and Technology* **44** 340 (in Chinese) [贾文宝, 黑大千, 钱仲悠 2010 原子能科学技术 **44** 340]
- [26] Clementi E, Roetti C 1974 *At. Data Nucl. Data Tables* **14** 177
- [27] Chatterjee S, Agnihotri A N, Stia C R 2010 *Phys. Rev. A* **82** 052709
- [28] Wang J G, Turner A R, Cooper D L, Schultz D R, Rakovic M J, Fritsch W, Stancil P C, Zygelman B 2002 *J. Phys. B* **35** 3137
- [29] Gu M F 2004 *AIP Conf. Proc.* **730** 127

Research on collision ionization process of Be atom by proton*

Hu Ya-Hua¹⁾ Ye Dan-Dan¹⁾ Qi Yue-Ying¹⁾† Liu Xiao-Ju²⁾ Liu Ling³⁾

1) (*Jiaying University, Jiaying 314001, China*)

2) (*Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, 1126, Hefei 230031, China*)

3) (*The Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China*)

(Received 16 April 2012; revised manuscript received 5 July 2012)

Abstract

The impact ionization process of Be by H^+ is investigated using the continuum-distorted-wave and the eikonal-initial-state (CDW-EIS) approximation in this paper. The single and double differential cross sections are calculated for the projectile energies ranging from 50keV/u to 10000 keV/u. The total cross sections are consistent well with the previous results. The ionization mechanism of soft-collision, electron captured to continuum states and binary-encounter collisions are discussed. The soft-collision ionization mechanism is the most important contributor to the total cross section. Auger process for Be($1s2s^2$) is under study by adopting the FAC code.

Keywords: heavy-particle collision ionization, continuum distorted-wave eikonal-initial-state approximations, scattering cross section, Auger process

PACS: 34.50.Fa, 52.20.Hv

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11005049, 10979007, 10974021).

† E-mail: qi_yying@yahoo.com.cn