

Breit 相互作用对类氦离子亚稳态 $1s2s\ ^3S_1$ 电子碰撞激发截面的影响^{*}

杨宁选¹⁾ 蒋 军¹⁾ 颌录有¹⁾ 董晨钟^{1) 2)}

1) 西北师范大学物理与电子工程学院, 兰州 730070)

2) 兰州重离子加速器国家实验室原子核理论研究中心, 兰州 730000)

(2007 年 7 月 25 日收到, 2007 年 9 月 17 日收到修改稿)

利用新近发展的基于全相对论扭曲波方法研究电子-离子碰撞激发过程的计算程序, 通过对 Breit 相互作用的考虑, 计算了类氦等电子序列离子从亚稳态 $1s2s\ ^3S_1$ 激发 $2s$ 电子到 $n = 2, 3$ 壳层的电子碰撞激发截面, 研究了不同入射电子能量时 Breit 相互作用对碰撞激发截面的影响, 进一步总结了沿等电子序列变化时, Breit 相互作用对截面影响的一般规律. 部分计算结果与实验结果进行了比较, 得到了很好的一致性.

关键词: 全相对论扭曲波方法, Breit 相互作用, 电子碰撞激发截面

PACC: 3120, 3450H, 3480D

1. 引 言

电子与离子或原子的碰撞激发不仅是了解离子(原子)内部微观结构的重要手段, 也是实现 X 射线激光最重要的途径^[1-4]. 早在 1914 年, 夫兰克和赫兹利用电子与汞原子的碰撞, 从实验上首次证实了玻尔理论关于原子定态能级的存在^[1], 从而开启了人们利用电子与原子碰撞认识微观世界的新纪元. 1984 年, 美国 LLNL 实验室采用电子与类氦 Se^{24+} 离子碰撞激发机理, 成功地在 20.6 nm 和 20.9 nm 的波长上产生了高增益的软 X 射线激光^[2]. 近年来, 随着科学技术的发展, 一方面在天体物理、材料物理、X 射线激光、惯性约束聚变(ICF)等^[3, 4]研究中以及等等离子体理论模拟计算中^[5]大量高精度的电子碰撞激发截面、强度以及速率系数等碰撞参数的需求更为迫切, 另一方面, 随着高能加速器冷却储存环、电子束离子阱装置(EBIT)和同步光子探测等^[6]实验技术的发展, 部分高精度的电子与离子(原子)碰撞参数可以通过实验测得, 更使人们对电子与离子(原

子)碰撞过程的细致研究进入了黄金时期.

理论上, 要获得高精度的碰撞参数, 各种物理效应都需要考虑. Breit 相互作用是由于交换电子间单个横向光子而引起的一种横向电磁场相互作用, 是对两电子间库仑相互作用的一种低阶修正. 为了获得高精度的碰撞参数, 在电子与离子(原子)碰撞激发截面的计算中除了靶原子波函数的精确计算外, 入射(或散射)连续电子与靶原子内部束缚电子相互作用的细致考虑也是获得高精度碰撞参数的重要因素. 因此, 研究 Breit 相互作用对碰撞参数的影响有重要的意义.

有关电子与离子(原子)碰撞过程中 Breit 相互作用的研究, 目前已经有了许多工作. 例如, 1975 年, Walker^[7]在计算类氢 Mn^{24+} , Sn^{49+} 和 Fm^{99+} 离子 $1s \rightarrow 2l(l = s, p)$ 电子碰撞激发截面时首次考虑了 Breit 相互作用的影响. 1992 和 1993 年 Fontes 等人^[8]进一步通过对 Breit 相互作用的考虑计算了类氢 Fe^{25+} , Xe^{53+} 和 U^{91+} 离子从 $n = 1$ 到 $n = 2, 3$ 的电子碰撞激发强度. 结果表明, 对于低 Z 的类氢离子, 如类氢 Fe^{25+} , Breit 相互作用的影响很小, 而对于高 Z 的类

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10434100, 10774122), 科技部国际合作项目(批准号: CI-2004-07), 兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心基金及西北师范大学科技创新工程项目(批准号: NWNKJCGC-03-21)资助的课题.

[†] E-mail: dongcz@nwnu.edu.cn

氢离子,如类氢 U^{91+} 离子, Breit 相互作用使碰撞强度增大大约 70%。同时,对于高 Z 靶离子,例如类氢 U^{91+} 离子, Breit 相互作用对从 $n=1$ 到 $n=2$ 的截面的影响要比 $n=1$ 到 $n=3$ 碰撞激发的影响小。另外, Fontes 等人^[8]也研究了复杂的类氦 Fe^{24+} , Xe^{52+} 和 U^{90+} 离子 $1s \rightarrow 2l$ ($l = s, p$) 和类锂 Fe^{23+} , Xe^{51+} 和 U^{89+} 离子的内壳层电子的碰撞激发时, Breit 相互作用对碰撞强度的影响,其影响与类氢离子的相似。1994 年, Fontes 等人^[6]进一步研究了 Breit 相互作用对更为复杂类铍 U^{88+} 离子及类氙 Xe^{44+} , U^{82+} 离子 $n=2$ 到 $n=3$ 激发时 Breit 相互作用对碰撞强度的影响。结果表明, Breit 相互作用使碰撞强度分别增大了约 50%, 18% 和 79%。从以上的工作可以看出, Breit 相互作用对高 Z 离子碰撞参量的影响是非常重要的。

已有的研究工作,其主要的焦点是研究 Breit 相互作用对碰撞激发基态电子到较高激发态的碰撞参数的影响,但是对涉及电子碰撞激发亚稳态电子的系统研究非常少。亚稳态的电子碰撞激发过程,广泛的存在于高密度气体放电、工业等离子体及天体等离子体中^[9-11]。近年来,尤其是涉及对惰性气体元素亚稳态电子碰撞激发过程的研究,是人们非常感兴趣的研究课题之一^[10]。另外,亚稳态的寿命较长,电子碰撞激发截面比基态时的更大,实验中比较容易进行精确测量。在等离子体诊断中,亚稳态电子的碰撞参数也是十分重要的诊断参量^[10, 11],因此研究亚稳态电子的碰撞激发具有非常重要的实际应用方面的意义。

本文选择 He 原子以及类氦 Fe^{24+} , Xe^{52+} 和 U^{90+} 离子为例,利用我们基于多组态 Dirac-Fock (MCDF) 理论方法和相关的程序包 Grasp92^[12]和 Ratip^[13]基础上,新近发展的研究电子-离子(原子)碰撞过程的相对论扭曲波方法和程序包 REIE06^[14],系统地计算了从低能到高能不同入射电子能量碰撞时,从亚稳态 $1s2s^3S_1$ 激发单个电子到 $1sn$ ($n=2, 3; l = s, p, d$) 所有精细结构能级的截面,分析讨论了 Breit 相互作用对碰撞截面影响的一般规律。

2. 理论方法

具有能量 ϵ 的自由电子与靶离子碰撞,使靶离子从初态 i 激发到末态 f 的电子碰撞激发截面^[15]可

表示为

$$\sigma_{ij}(\epsilon) = \frac{\pi a_0^2}{k_i^2 g_i} \Omega_{ij}(\epsilon), \quad (1)$$

式中 a_0 是 Bohr 半径, k_i 是入射电子的相对论波数, g_i 是具有 N 个束缚电子的靶离子初态的统计权重, $\Omega_{ij}(\epsilon)$ 是碰撞强度^[8], 可表示为

$$\Omega_{ij}(\epsilon) = 8 \sum_J (2J+1) \times \sum_{\kappa \kappa'} \left| \Psi_{i\epsilon_i} \left| \sum_{p, q, p < q}^{N+1} \left(\frac{1}{r_{pq}} + V_{\text{Breit}} \right) \right| \Psi_{f\epsilon_f} \right|^2, \quad (2)$$

式中 J 为碰撞体系的总角动量量子数, κ 和 κ' 分别为入射和散射电子的相对论量子数。为了保证分波的收敛性,本文在碰撞强度(或截面)的计算中选取了 $\kappa = 45$ 。 $\Psi_{i\epsilon_i}$ 和 $\Psi_{f\epsilon_f}$ 分别是靶离子 + 连续电子构成的 $(N+1)$ 电子碰撞体系初、末态的波函数。为了系统考虑连续与束缚电子间的相互作用(包括直接和间接),碰撞体系的波函数采用了 $(N+1)$ 电子反对称化波函数^[14], 可表示为

$$\psi = \frac{1}{(N+1)^{1/2}} \sum_{p=1}^{N+1} (-1)^{N+1-p} \times \sum_{M_l m} \alpha(J_l j_l M_l m; JM) \Phi_{\beta_l J_l}(x_p^{-1}) u_{\epsilon_{km}}(x_p), \quad (3)$$

其中, $\alpha(J_l j_l M_l m; JM)$ 是 Clebsch-Gordon 系数, $\Phi_{\beta_l J_l}$ 是靶离子的波函数, $u_{\epsilon_{km}}$ 是连续电子的波函数。目前理论中,靶离子的波函数采用了多组态 Dirac-Fock (MCDF) 方法的波函数^[14], 其原子态的波函数由具有相同宇称和总角动量的轨道波函数线性组合而成。它可以通过广泛使用的计算原子结构和性质的程序包 Grasp92^[12]精确计算得到。连续电子的波函数采用了相对论的 Dirac 自旋轨道波函数^[16], 可表示为

$$u_{\epsilon_{km}} = \frac{1}{r} \begin{bmatrix} P_{\epsilon\kappa}(r) \chi_{\kappa m}(\theta, \phi, \sigma) \\ i Q_{\epsilon\kappa}(r) \chi_{-\kappa m}(\theta, \phi, \sigma) \end{bmatrix}, \quad (4)$$

式中 κ 是相对论角量子数, $P_{\epsilon\kappa}(r)$ 和 $Q_{\epsilon\kappa}(r)$ 是径向波函数的大、小分量。目前理论中,对于给定能量的连续电子,其径向波函数的大、小分量可以通过求解耦合 Dirac 方程^[14]而得到。

Breit 相互作用对碰撞强度(或截面)的影响,可以通过散射矩阵元的计算中包括 Breit 算符予以考虑(2)式中 V_{Breit} 是 Breit 算符^[8, 17], 表示为

$$V_{\text{Breit}} = -\alpha \alpha_1 \cdot \alpha_2 \frac{\exp(i\omega r_{12})}{r_{12}} + \alpha \alpha_1 \cdot \nabla_1 (\alpha_2 \cdot \nabla_2) \frac{\exp(i\omega r_{12}) - 1}{\omega^2 r_{12}}, \quad (5)$$

式中 r_{12} 是两电子间距; α_1 和 α_2 是 Dirac 矩阵; ω 是交换两电子间虚光子的波数.

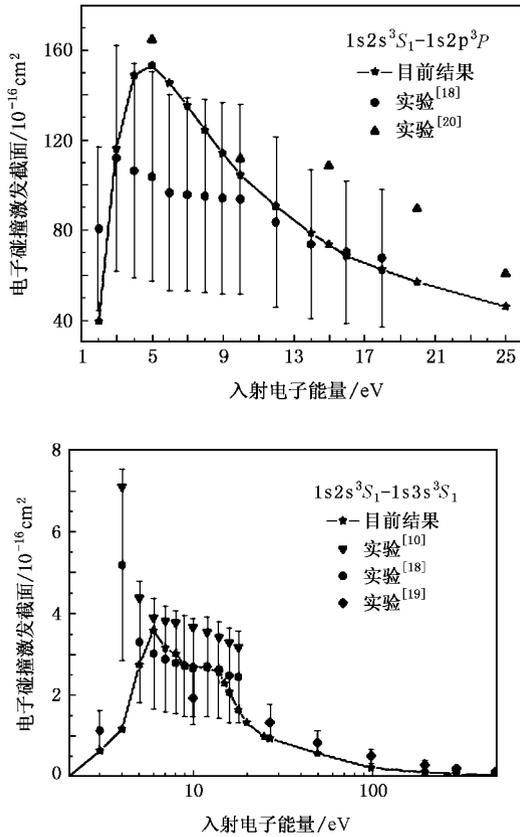


图 1 He 原子的亚稳态 $1s2s^3S_1$ 碰撞激发到 $1s2p^3P$ 谱项和 $1s3s^3S_1$ 态的截面

3. 结果与讨论

类氢离子的基组态为 $1s^2$, 在靶离子波函数的计算中目前考虑了激发 $1s$ 电子到 $2l, 3l$ ($l = s, p, d$) 次壳层形成的所有单激发组态及部分双激发组态 ($2s^2, 2s2p, 2s3s, 3s^2$) 间的关联. 本文首先计算了电子碰撞激发 He 原子亚稳态 $1s2s^3S_1$ 到 $1s2p^3P$ 谱项和 $1s3s^3S_1$ 态的截面, 并与 1997 和 1998 年 Piech 等人^[10,18], 1999 年 Boffard 等人^[19] 以及 2005 年 Uhlmann 等人^[20] 的实验测量结果进行了比较, 见图 1.

从图 1 中可以看出, 对于 $1s2s^3S_1 \rightarrow 1s2p^3P$ 的激发截面, 在入射电子能量较低时, 目前结果与 Uhlmann 等人^[20] 的实验结果符合得比较好, 其也在 Piech 等人^[18] 实验结果的误差范围之内. 随着入射电子能量增大, 目前结果与 Piech 等人^[18] 的实验结果符合得越来越好. 从图 1 中可以看出, 对于 $1s2s^3S_1 \rightarrow 1s3s^3S_1$ 的激发截面, 在入射电子能量较低时, 不

同的实验结果之间本身存在比较大的偏差, 而目前结果与 Piech 等人^[18] 的实验结果更为接近; 随着入射电子能量增大, 目前结果与 Boffard 等人^[19] 实验结果符合得越来越好. 因此, 有理由相信目前的理论计算结果是准确可靠的.

为了研究 Breit 相互作用对亚稳态碰撞激发截面的影响, 在考虑 Breit 相互作用的基础上, 本文进一步详细计算了 He 原子及类氢 Fe^{2+} , Xe^{52+} 和 U^{90+} 离子从亚稳态 $1s2s^3S_1$ 到 $1snl$ ($n = 2, 3; l = s, p, d$) 所有激发态的截面, 并分析了沿等电子系列变化以及随入射电子能量变化时, Breit 相互作用对截面的影响. 表 1 详细列出了 He 原子及类氢 Fe^{2+} , Xe^{52+} 和 U^{90+} 离子的亚稳态 $1s2s^3S_1$ 到 $1snl$ ($n = 2, 3; l = s, p, d$) 所有激发态在不同入射电子能量下的碰撞激发截面.

表 1 中, 我们首先比较了目前计算所得中性 He 原子及类氢 Fe^{2+} 离子的激发能. 结果表明, 目前计算与 NIST^[21] 结果符合得比较好, 对于 He 原子相对误差不超过 5%, 对于类氢 Fe^{2+} 离子相对误差不超过 1%. 此外, 从表 1 中可以看出, 对于中性 He 原子, 在不同入射电子能量下, Breit 相互作用对碰撞激发截面的影响都非常小, 因此在实际计算中可以忽略. 而对于类氢 Fe^{2+} , Xe^{52+} 和 U^{90+} 离子, 考虑 Breit 相互作用后, 它使得从亚稳态 $1s2s^3S_1$ 到 $1snl$ ($n = 2, 3; l = s, p, d$) 部分激发态的截面增大, 而使得得到一些激发态, 例如 $(1s_{1/2}2p_{3/2})_2$ 和 $(1s_{1/2}3p_{1/2})_1$ 等态的截面减小, 在表 1 中已用 * 标记出了 Breit 相互作用使截面减小的特例. 同样, Breit 相互作用使截面增大或减小的情况, 在以往 Fontes 等人^[6] 关于类铍 U^{88+} 离子及类氙 Xe^{44+} , U^{82+} 离子涉及基态的电子碰撞激发的研究中已经有了相关报道.

另外, 从表 1 中还可以看出, 对于从亚稳态 $1s2s^3S_1$ 到 $1snl$ ($n = 2, 3; l = s, p, d$) 所有激发态碰撞激发, 除了 $(1s_{1/2}3s_{1/2})_0$ 和 $(1s_{1/2}3d_{5/2})_2$ 态外, Breit 相互作用对截面的影响都不大, 即使是类氢 U^{90+} 离子, 入射电子的能量是 9 倍激发能时, 截面相对增大也不超过 10%. 而对于从亚稳态 $1s2s^3S_1$ 到 $(1s_{1/2}3s_{1/2})_0$ 和 $(1s_{1/2}3d_{5/2})_2$ 态的碰撞激发, Breit 相互作用对截面的影响特别大, 尤其是在高 Z 的类氢离子, 如 Xe^{52+} 和 U^{90+} 的电子碰撞激发过程中. 图 2 以从亚稳态 $1s2s^3S_1$ 到 $(1s_{1/2}3s_{1/2})_0$ 态的激发为例, 展示了入射电子能量分别取 1.5 倍、5 倍和 9 倍激发能的能量时, 考虑和不考虑 Breit 相互作用时所得碰撞激发截面的比值随原子序数的变化情况.

表 1 类氦离子的亚稳态 $1s2s^3S_1$ 到 $1snl$ ($n=2, 3; l=s, p, d$) 所有态的电子碰撞激发截面(单位 cm^2), 激发能(单位 eV), ϵ 表示入射电子能量(单位 eV), $a(-b)$ 表示 $a \times 10^{-b}$

未 态	激 发 能		没有包括 Breit	包 括 Breit	没有包括 Breit	包 括 Breit	没有包括 Breit	包 括 Breit
	目前计算	NIST ^[21]						
$Z = 2$								
			$\epsilon = 3$	$\epsilon = 5$			$\epsilon = 12$	
$(1s_{1/2}2p_{1/2})_0$	1.09	1.12	1.26(-15)	1.26(-15)	1.70(-15)	1.70(-15)	1.00(-15)	1.00(-15)
$(1s_{1/2}2p_{1/2})_1$	1.15	1.15	3.88(-15)	3.88(-15)	5.14(-15)	5.14(-15)	3.02(-15)	3.02(-15)
$(1s_{1/2}2p_{3/2})_2$	1.15	1.14	6.46(-15)	6.46(-15)	8.46(-15)	8.46(-15)	5.02(-15)	5.02(-15)
$(1s_{1/2}2p_{3/2})_1$	1.43	1.40	1.37(-17)	1.37(-17)	7.13(-17)	7.13(-17)	2.34(-17)	2.34(-17)
			$\epsilon = 5$	$\epsilon = 12$			$\epsilon = 18$	
$(1s_{1/2}3s_{1/2})_0$	3.19	3.10	7.75(-18)	7.75(-18)	2.67(-18)	2.67(-18)	8.59(-19)	8.59(-19)
$(1s_{1/2}3s_{1/2})_1$	2.92	2.90	2.74(-16)	2.74(-16)	2.52(-16)	2.52(-16)	1.64(-16)	1.64(-16)
$(1s_{1/2}3p_{1/2})_0$	3.20	3.19	1.00(-17)	1.00(-17)	6.17(-18)	6.17(-18)	6.14(-18)	5.97(-18)
$(1s_{1/2}3p_{1/2})_1$	3.20	3.19	2.92(-17)	2.92(-17)	1.85(-17)	1.85(-17)	1.84(-17)	1.75(-17)
$(1s_{1/2}3p_{3/2})_2$	3.20	3.19	4.01(-17)	4.01(-17)	3.11(-17)	3.11(-17)	3.08(-17)	3.04(-17)
$(1s_{1/2}3p_{3/2})_1$	3.34	3.27	2.71(-17)	2.71(-17)	4.82(-18)	4.82(-18)	1.46(-18)	1.46(-18)
$(1s_{1/2}3d_{3/2})_1$	3.28	3.26	8.65(-17)	8.65(-17)	8.09(-17)	8.09(-17)	6.11(-17)	6.05(-17)
$(1s_{1/2}3d_{3/2})_2$	3.28	3.26	1.48(-16)	1.48(-16)	1.34(-16)	1.34(-16)	1.01(-16)	1.00(-16)
$(1s_{1/2}3d_{5/2})_3$	3.28	3.26	1.89(-16)	1.89(-16)	1.88(-16)	1.88(-16)	1.42(-16)	1.41(-16)
$(1s_{1/2}3d_{5/2})_2$	3.27	3.25	6.35(-17)	6.35(-17)	8.34(-18)	8.34(-18)	2.12(-18)	2.12(-18)
$Z = 26$								
			$\epsilon = 50$	$\epsilon = 150$			$\epsilon = 250$	
$(1s_{1/2}2p_{1/2})_0$	27.34	28.95	6.52(-19)	6.51(-19)	2.25(-19)	2.25(-19)	1.39(-19)	1.39(-19)
$(1s_{1/2}2p_{1/2})_1$	31.13	30.97	1.80(-18)	1.80(-18)	6.37(-19)	6.37(-19)	3.93(-19)	3.92(-19)
$(1s_{1/2}2p_{3/2})_2^*$	46.15	45.74	2.91(-18)	2.91(-18)	1.10(-18)	1.10(-18)	7.07(-19)	7.07(-19)
			$\epsilon = 80$	$\epsilon = 250$			$\epsilon = 400$	
$(1s_{1/2}2p_{3/2})_1$	64.93	63.82	9.52(-20)	9.53(-20)	3.42(-20)	3.43(-20)	1.45(-20)	1.46(-20)
			$\epsilon = 1250$	$\epsilon = 4000$			$\epsilon = 7000$	
$(1s_{1/2}3s_{1/2})_0$	1235.55	1235.05	1.66(-22)	1.66(-22)	1.08(-23)	1.08(-23)	2.47(-24)	2.52(-24)
$(1s_{1/2}3s_{1/2})_1$	1226.96	1226.70	6.53(-21)	6.57(-21)	2.43(-21)	2.44(-21)	1.39(-21)	1.39(-21)
$(1s_{1/2}3p_{1/2})_0$	1234.49	1234.69	5.70(-22)	5.64(-22)	5.06(-22)	5.02(-22)	4.70(-22)	4.72(-22)
$(1s_{1/2}3p_{1/2})_1^*$	1235.56	1235.26	1.57(-21)	1.56(-21)	1.37(-21)	1.36(-21)	1.27(-21)	1.28(-21)
$(1s_{1/2}3p_{3/2})_2$	1240.04	1239.67	2.60(-21)	2.57(-21)	2.37(-21)	2.34(-21)	2.21(-21)	2.22(-21)
$(1s_{1/2}3p_{3/2})_1$	1245.03	1244.58	4.77(-22)	4.76(-22)	1.35(-22)	1.34(-22)	1.09(-22)	1.09(-22)
$(1s_{1/2}3d_{3/2})_1$	1244.27	1244.01	2.21(-21)	2.22(-21)	1.07(-21)	1.07(-21)	7.17(-22)	7.21(-22)
$(1s_{1/2}3d_{3/2})_2$	1244.37	1243.94	2.90(-21)	2.91(-21)	1.22(-21)	1.23(-21)	8.10(-22)	8.14(-22)
$(1s_{1/2}3d_{5/2})_3$	1246.03	1245.61	5.15(-21)	5.16(-21)	2.50(-21)	2.50(-21)	1.67(-21)	1.67(-21)
$(1s_{1/2}3d_{5/2})_2$	1246.21	1245.91	2.06(-21)	2.70(-21)	6.38(-22)	6.40(-22)	4.02(-22)	4.04(-22)
$Z = 54$								
			$\epsilon = 90$	$\epsilon = 250$			$\epsilon = 500$	
$(1s_{1/2}2p_{1/2})_0$	67.52		7.77(-20)	7.77(-20)	2.88(-20)	2.88(-20)	6.85(-21)	6.88(-21)
$(1s_{1/2}2p_{1/2})_1$	82.83		1.65(-19)	1.65(-19)	6.27(-20)	6.27(-20)	1.50(-20)	1.58(-20)
			$\epsilon = 550$	$\epsilon = 2000$			$\epsilon = 3000$	
$(1s_{1/2}2p_{3/2})_2^*$	470.33		5.10(-20)	5.09(-20)	1.60(-20)	1.60(-20)	7.59(-21)	7.58(-21)
$(1s_{1/2}2p_{3/2})_1$	502.83		9.14(-21)	9.14(-21)	2.83(-21)	2.83(-21)	1.38(-21)	1.38(-21)
			$\epsilon = 6000$	$\epsilon = 15000$			$\epsilon = 30000$	
$(1s_{1/2}3s_{1/2})_0$	5720.62		7.59(-24)	7.71(-24)	9.10(-25)	9.50(-25)	1.29(-25)	1.47(-25)
$(1s_{1/2}3s_{1/2})_1$	5700.73		3.11(-22)	3.17(-22)	1.42(-22)	1.49(-22)	6.55(-23)	6.62(-23)

续表 1

末 态	激发能 目前计算 NIST ^[21]	没有包括		包 括		没有包括		包 括		
		Breit		Breit		Breit		Breit		
$(1s_{1/2}3p_{1/2})_0^*$	5719.28	2.93(-23)	2.82(-23)	2.70(-23)	2.61(-23)	1.99(-23)	2.07(-23)			
$(1s_{1/2}3p_{1/2})_1^*$	5723.32	6.74(-23)	6.46(-23)	5.79(-23)	5.59(-23)	4.21(-23)	4.38(-23)			
$(1s_{1/2}3p_{3/2})_2$	5838.74	9.81(-23)	9.40(-23)	9.72(-23)	9.45(-23)	7.25(-23)	7.58(-23)			
$(1s_{1/2}3p_{3/2})_1$	5847.68	2.82(-23)	2.77(-23)	1.78(-23)	1.74(-23)	1.23(-23)	1.29(-23)			
$(1s_{1/2}3d_{3/2})_1$	5847.96	9.71(-23)	9.95(-23)	5.63(-23)	5.76(-23)	2.98(-23)	3.06(-23)			
$(1s_{1/2}3d_{3/2})_2$	5848.18	1.20(-22)	1.22(-22)	5.96(-23)	6.10(-23)	3.05(-23)	3.13(-23)			
$(1s_{1/2}3d_{5/2})_3$	5884.12	2.23(-22)	2.25(-22)	1.30(-22)	1.31(-22)	6.99(-23)	7.07(-23)			
$(1s_{1/2}3d_{5/2})_2$	5884.57	9.54(-23)	9.68(-23)	4.03(-23)	4.10(-23)	2.00(-23)	2.03(-23)			
$Z = 92$										
		$\epsilon = 400$			$\epsilon = 1000$			$\epsilon = 2500$		
$(1s_{1/2}2p_{1/2})_0$	199.2	4.17(-21)	4.21(-21)	1.74(-21)	1.76(-21)	3.72(-22)	3.79(-22)			
$(1s_{1/2}2p_{1/2})_1$	309.9	9.17(-21)	9.24(-21)	4.00(-21)	4.03(-21)	7.64(-22)	7.77(-22)			
		$\epsilon = 6000$			$\epsilon = 25000$			$\epsilon = 40000$		
$(1s_{1/2}2p_{3/2})_2^*$	4567.1	1.12(-21)	1.10(-21)	3.60(-22)	3.56(-22)	1.56(-22)	1.48(-22)			
$(1s_{1/2}2p_{3/2})_1^*$	4641.3	2.37(-22)	2.36(-22)	7.97(-23)	7.88(-23)	3.19(-23)	3.05(-23)			
		$\epsilon = 25000$			$\epsilon = 80000$			$\epsilon = 150000$		
$(1s_{1/2}3s_{1/2})_0$	19297.3	5.21(-25)	5.96(-25)	1.48(-26)	2.31(-26)	3.04(-27)	8.09(-27)			
$(1s_{1/2}3s_{1/2})_1$	19228.4	2.72(-23)	2.91(-23)	1.38(-23)	1.43(-23)	3.63(-24)	3.72(-24)			
$(1s_{1/2}3p_{1/2})_0^*$	19280.8	2.75(-24)	2.57(-24)	2.94(-24)	2.79(-24)	1.01(-24)	1.04(-24)			
$(1s_{1/2}3p_{1/2})_1^*$	19309.2	6.12(-24)	5.67(-24)	6.01(-24)	5.71(-24)	2.70(-24)	2.13(-24)			
$(1s_{1/2}3p_{3/2})_2$	20583.7	3.44(-24)	3.48(-24)	4.58(-24)	4.56(-24)	1.92(-24)	1.89(-24)			
$(1s_{1/2}3p_{3/2})_1$	20606.7	1.33(-24)	1.40(-24)	4.05(-25)	3.72(-25)	3.79(-25)	3.75(-25)			
$(1s_{1/2}3d_{3/2})_1$	20597.3	6.04(-24)	6.61(-24)	4.13(-24)	4.47(-24)	1.42(-24)	1.53(-24)			
$(1s_{1/2}3d_{3/2})_2$	20605.5	7.26(-24)	7.80(-24)	4.20(-24)	4.55(-24)	1.42(-24)	1.53(-24)			
$(1s_{1/2}3d_{5/2})_3$	20930.2	1.37(-23)	1.40(-23)	9.50(-24)	9.81(-24)	3.25(-24)	3.36(-24)			
$(1s_{1/2}3d_{5/2})_2$	20935.4	5.58(-24)	5.90(-24)	1.11(-24)	1.17(-24)	9.39(-25)	9.82(-25)			

* 表示包括 Breit 相互作用时使电子碰撞激发截面减小的情况。

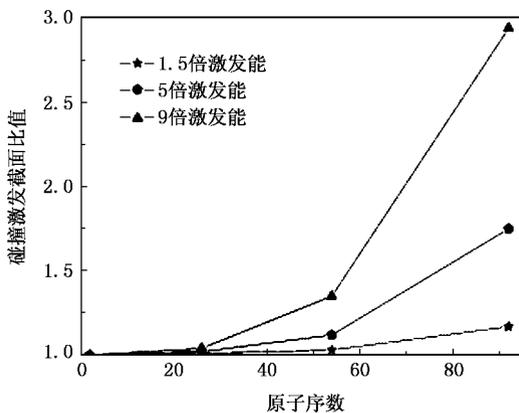


图 2 Breit 相互作用对从亚稳态 $1s2s^3S_1$ 到 $(1s_{1/2}3s_{1/2})_0$ 态电子碰撞激发截面的影响. 激发能对于 He 原子及类氢 Fe^{24+} , Xe^{52+} 和 U^{90+} 离子分别为 3.19 eV, 1235.6 eV, 5720.7 eV 和 19297.3 eV

从图 2 中可以看出,对于类氢 Fe^{24+} 离子,随入射电子的能量增大,尽管 Breit 相互作用使截面增大,但其影响比较小,截面增大不超过 4%;对于类氢 Xe^{52+} 离子,Breit 相互作用对截面的影响要比类氢 Fe^{24+} 离子大,当电子以 1.5 倍、5 倍和 9 倍激发能入射时,截面分别增大了 2%、12% 和 35%;而对于类氢 U^{90+} 离子,当电子以 1.5 倍和 5 倍激发能入射时,截面已经增大了 17% 和 75%,而当电子以 9 倍激发能入射时,截面增大了接近 2.9 倍.这说明,对于类氢等电子系列离子,随原子序数的增大,Breit 相互作用对碰撞激发截面的影响也变大;另外,对于高 Z 的类氢离子,如 Xe^{52+} 和 U^{90+} ,入射电子能量不同,Breit 相互作用对截面的影响也不一致,一般而言,随入射电子能量的增大,Breit 相互作用对截面的影响也会变大.

4. 结 论

本文利用新近发展的基于全相对论扭曲波方法的研究电子-离子碰撞激发过程的计算程序,系统地研究了类氦等电子序列离子在不同入射电子能量下从亚稳态 $1s2s\ ^3S_1$ 激发到 $1snl$ ($n = 2, 3; l = s, p, d$) 所有激发态的电子碰撞激发截面,详细讨论了 Breit 相互作用对碰撞激发截面的影响,得出以下几点结论:

1. 对于类氦等电子序列离子,随原子序数的增加,Breit 相互作用对电子碰撞激发截面的影响增大.
2. 对于同一靶离子,随入射电子能量的增大,

Breit 相互作用对碰撞激发截面的影响也增大.

3. 在类氦 Fe^{2+} , Xe^{52+} 和 U^{90+} 离子中,考虑 Breit 相互作用后,使从亚稳态 $1s2s\ ^3S_1$ 到 $1snl$ ($n = 2, 3; l = s, p, d$) 大多数激发态的截面变大,而使到少数一些激发态的截面减小.

4. 在亚稳态 $1s2s\ ^3S_1$ 到 $1snl$ ($n = 2, 3; l = s, p, d$) 所有激发态的电子碰撞激发过程中,对于大多数激发态,Breit 相互作用对截面的影响并不明显,而对于一些激发态,比如($1s_{1/2}\ 3s_{1/2}$)₀ 和($1s_{1/2}\ 3d_{5/2}$)₂, Breit 相互作用对截面的影响非常明显.因此,对于高 Z 、高离化态的类氦离子,特别是在高能电子碰撞激发过程的研究中,Breit 相互作用对截面的影响必须系统地考虑.

-
- [1] Wu H Y, Zhu M G 2004 *Experiment of modern physics* (Beijing : Science Press) p34 (in Chinese) [邬鸿彦、朱明刚 2004 近代物理实验 (北京 科学出版社) 第 34 页]
- [2] Matthews D L, Hagelstein P L, Rosen M D, Eckart M J 1985 *Phys. Rev. Lett.* **54** 110
- [3] Hagelstein P L, Dalhed S 1988 *Phys. Rev. A* **37** 1357
- [4] Maxon S, Hayelstein P, MacGowan B *et al* 1988 *Phys. Rev. A* **37** 2227
- [5] Chen G X, Qiu Y B 1997 *Comput Physics* **14** 477 (in Chinese) [陈国新、邱玉波 1997 计算物理 **14** 477]
- [6] Fontes C J, Sampson D H, Zhang H L 1994 *Phys. Rev. A* **49** 3704
- [7] Walker D W 1975 *J. Phys. B* **8** 760
- [8] Fontes C J, Sampson D H, Zhang H L 1993 *Phys. Rev. A* **47** 1009
- [9] Demesie A M, Darewych J W 2003 *J. Phys. B* **36** 665
- [10] Piech G A, Ethan Chilton J, Anderson L W, Lin C C 1998 *J. Phys. B* **31** 859
- [11] Rajesh S, Stauffer A D, Lalita S 2006 *Phys. Rev. A* **74** 012715
- [12] Parpia F A, Fischer C F, Grant I P *et al* 1996 *Comp. Phys. Commun.* **94** 249
- [13] Fritzsche S 2001 *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Rev. B* **114** 1155
- [14] Jiang J, Dong C Z, Xie L Y *et al* 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 691
- [15] Zhang H L, Sampson D H 1993 *Phys. Rev. A* **47** 208
- [16] Zhang H L, Sampson D H 1989 *Phys. Rev. A* **40** 616
- [17] Dong C Z, Fritzsche S 2005 *Phys. Rev. A* **72** 012507
- [18] Piech G A, Lagus M E, Anderson L W, Lin C C 1997 *Phys. Rev. A* **55** 2842
- [19] Boffard J B, Lagus M E, Anderson L W, Lin C C 1999 *Phys. Rev. A* **59** 4079
- [20] Uhlmann L J, Dall R G, Truscott A G, Hoogerl M D *et al* 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 173201
- [21] Ralchenko Yu, Kramida A E, Reader J 2006 NIST Atomic Spectra Database, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>

The effects of the Breit interaction on electron impact excitation cross sections of the $1s2s\ ^3S_1$ metastable level of He-like ions^{*}

Yang Ning-Xuan¹⁾ Jiang Jun¹⁾ Xie Lu-You¹⁾ Dong Chen-Zhong^{1)†}

¹⁾ College of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal University, Lanzhou 730070, China)

²⁾ Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000, China)

(Received 25 July 2007; revised manuscript received 17 September 2007)

Abstract

The electron impact excitation (EIE) cross sections of He atom and He-like Fe^{24+} , Xe^{52+} and U^{90+} ions from the metastable $1s2s\ ^3S_1$ to all of $1snl$ ($n = 2, 3$; $l = s, p, d$) states are calculated systematically by using the fully relativistic distorted-wave (RDWB) program developed by our group recently. The effects of the Breit interaction on the EIE cross sections of He-like isoelectronic sequences ions at different energies of incident electrons is studied, and some important conclusions are summarized, which can be extended to other highly charged ions. Also, comparison of the present calculations for $1s2s\ ^3S_1 \rightarrow 1s2p\ ^3P$ and $1s2s\ ^3S_1 \rightarrow 1s3s\ ^3S_1$ with the available experimental results gave good agreement.

Keywords : relativistic distorted-wave method, Breit interaction, electron impact excitation cross sections

PACC : 3120, 3450H, 3480D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10434100, 10774122), the China/Ireland Science and Technology Collaboration Research Fund (Grant No. CI-2004-07), the Foundation of Center of Theoretical Nuclear Physics of National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, the Foundation of Northwest Normal University (Grant No. NWNNU-KJCXGC-03-21).

[†] E-mail : dongcz@nwnu.edu.cn